

UNIVERSITE LIBRE DE BRUXELLES

FACULTE DES SCIENCES

CERN LIBRARIES, GENEVA



CM-P00081142

**La Détection des Muons dans l'Expérience
DELPHI et son Rôle dans l'Etude de
l'Interaction $e^+ e^- \rightarrow \mu^+ \mu^-$**

CERN LIBRARIES, GENEVA

Thèse présentée en vue de
l'obtention du grade de
Docteur en Sciences

Frédéric STICHELBAUT

Mars 1993

INTRODUCTION

Au cours des années 60, les travaux de Glashow, Weinberg et Salam ont conduit à la formulation d'un modèle théorique décrivant les forces électromagnétiques et faibles comme deux aspects d'une même force, la force électrofaible. Dans ce modèle, basé sur les théories de jauge non-abéliennes, l'interaction électrofaible entre deux fermions fondamentaux est décrite en terme d'échange de bosons de spin 1 qui sont au nombre de quatre : le photon, le boson Z^0 et les bosons W^+ et W^- . Alors que le photon possède une masse nulle, la masse des bosons W^\pm est de l'ordre de $81 \text{ GeV}/c^2$ tandis qu'elle est légèrement supérieure à $91 \text{ GeV}/c^2$ pour le boson Z^0 , ces masses importantes expliquant la portée limitée des interactions faibles.

La première preuve expérimentale du bien fondé de ce modèle date de 1973, avec la découverte par l'expérience Gargamelle d'interactions faibles à courants neutres, du type $\bar{\nu}_\mu + e^- \rightarrow \bar{\nu}_\mu + e^-$, dont le médiateur est le boson Z^0 . Une nouvelle confirmation éclatante, obtenue en 1983, fut l'observation expérimentale des bosons W^\pm et Z^0 au collisionneur proton-antiproton du CERN. Sur base d'une statistique limitée à quelques centaines d'événements, les expériences UA1 et UA2 sont parvenues à déterminer la masse de ces bosons avec une précision de l'ordre du pourcent.

Entre ces deux étapes majeures, différentes expériences ont également testé la validité du modèle théorique des interactions électrofaibles. Les expériences utilisant des faisceaux de neutrino ont essentiellement étudié le comportement à basse énergie des processus électrofaibles, tandis que les collisionneurs e^+e^- PETRA et PEP, permettant d'obtenir une énergie de quelques dizaines de GeV dans le système du centre de masse, ont offert la possibilité d'étudier les phénomènes d'interférence entre interactions électromagnétique et faible. Tous les résultats de ces expériences se sont révélés en accord avec les prédictions du modèle proposé par Glashow, Weinberg et Salam, qui a dès lors reçu le nom de Modèle Standard des interactions électrofaibles.

Toutefois, les précisions obtenues sur les différentes quantités mesurées s'avèrent insuffisantes pour vérifier de manière détaillée la validité de ce modèle. En effet, le Modèle Standard étant une théorie de jauge renormalisable, le calcul d'une observable

s'effectue à l'aide d'un développement perturbatif ne nécessitant qu'un nombre fini de paramètres initiaux. L'ordre le plus bas de ce développement perturbatif est appelé l'approximation de Born tandis que les ordres supérieurs constituent les corrections radiatives. Leur effet sur les quantités mesurées est très petit mais leur détermination est d'une importance majeure car elles dépendent de la structure fondamentale de l'interaction électrofaible. Pour déterminer les effets de ces corrections radiatives, il est indispensable d'augmenter la précision expérimentale sur la mesure des paramètres prédits par la théorie, afin de pouvoir mettre en évidence des écarts éventuels, signes de phénomènes nouveaux. Une autre manière de vérifier la validité du Modèle Standard est de rechercher de nouvelles particules dont l'existence n'est pas prévue ou est en contradiction avec le modèle.

C'est dans le but de tester de manière approfondie la validité du Modèle Standard que le Conseil du CERN a décidé en 1982 de construire un nouveau collisionneur électron-positon, le LEP (Large Electron Positron Collider). Ce collisionneur, qui représente le plus grand instrument de physique construit à ce jour, est installé dans un tunnel circulaire de près de 27 km de circonférence, creusé à une profondeur moyenne de 80 m sous terre dans les environs de Genève. Il a été conçu pour réaliser des interactions e^+e^- à une énergie proche de 90 GeV dans le système du centre de masse. Cette énergie coïncidant avec la masse du boson Z^0 au repos, ce dernier est produit d'une manière exceptionnellement abondante, rendant possible une étude détaillée de ses caractéristiques portant sur des millions d'événements. Le domaine d'énergie atteint par le LEP offre également la possibilité de rechercher de nouvelles particules, prédites par la version minimale du Modèle Standard (boson de Higgs neutre) ou par des extensions de celui-ci (particules supersymétriques). Outre les interactions électrofaibles, les collisions e^+e^- permettent aussi l'étude des interactions fortes avec une précision remarquable, à partir de la production de paires quark-antiquark de diverses saveurs. Enfin, le LEP permettra prochainement de produire des paires de bosons W^+W^- , grâce à un accroissement de l'énergie des faisceaux par un facteur deux. Cette deuxième phase du LEP constituera de nouveau une étape importante dans l'étude de la structure interne de la matière.

Pour étudier les interactions e^+e^- produites par le LEP, quatre détecteurs multifonctionnels ont été installés dans des zones de croisement des faisceaux. Le détecteur DELPHI (Detector with Lepton,

Photon and Hadron Identification), auquel notre travail se rapporte, se compose d'une partie centrale cylindrique de 10 m de long et de 5 m de rayon, et de deux bouchons le fermant à ses extrémités. Il renferme plusieurs systèmes de détection permettant d'obtenir des informations complémentaires sur la nature et les caractéristiques cinématiques des particules émises lors de la désintégration d'un boson Z^0 . Ce détecteur est le fruit de la collaboration de plus d'un millier de physiciens, ingénieurs et techniciens, issus d'une quarantaine de laboratoires répartis dans le monde entier.

Une des tâches du détecteur DELPHI est la détection et l'identification des muons produits lors d'une interaction e^+e^- , tâche qui revêt une importance centrale dans l'étude détaillée de processus classiques et dans la recherche de phénomènes nouveaux. Ces muons, qui sont des leptons chargés possédant une masse 200 fois supérieure à celle des électrons, sont caractérisés par un grand pouvoir de pénétration de la matière. Dès lors, leur détection s'effectue en plaçant à la périphérie du détecteur, derrière les calorimètres destinés à absorber les électrons et les hadrons, un ensemble de chambres à dérive permettant de localiser leurs points de passage. L'identification d'un muon s'effectue en comparant les points d'impact mesurés dans le détecteur de muons avec ceux prédits par l'extrapolation des trajectoires des particules chargées reconstruites au centre du détecteur DELPHI.

La réalisation du détecteur de muons placé sur les bouchons de DELPHI a été confiée à une collaboration belge réunissant l'Universitaire Instelling Antwerpen, l'Université de Mons Hainaut et l'Institut Interuniversitaire des Hautes Energies (IIHE), regroupant la Vrije Universiteit Brussel et l'Université Libre de Bruxelles.

Le détecteur de muons des bouchons de DELPHI est constitué de plusieurs plans de détection destinés à couvrir une surface totale de plus de 300 m². Ces plans possèdent une structure modulaire, l'unité fondamentale de détection étant une chambre à dérive de 4,35 m de long et 20 cm de large, munie d'un seul fil d'anode central et d'une ligne à retard. Les chambres à dérive que notre groupe a développées utilisent un mode de fonctionnement original, le mode à dard limité, qui présente de nombreux avantages par rapport au mode proportionnel généralement utilisé. Les lignes à retard, qui permettent de déterminer la position d'un point d'impact le long du fil d'anode, sont également d'une conception originale, conduisant à une résolution spatiale remarquable.

L'étude détaillée du comportement de ces chambres constitue une partie importante de ce travail. Dans un premier temps, elle a été réalisée à l'aide de divers dispositifs de test installés à Bruxelles, à Mons ou au CERN. Elle s'est poursuivie après l'installation du détecteur de muons sur DELPHI, en utilisant les données enregistrées par l'expérience en 1990 et 1991.

Pour démontrer l'importance du rôle de notre détecteur dans l'identification des muons, nous avons choisi d'étudier la réaction $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$, qui conduit à un état final distinctif, clairement identifiable parmi les différentes sources de bruit de fond possibles. La section efficace différentielle de ce processus électrofaible est caractérisée par une asymétrie angulaire, appelée asymétrie avant-arrière, qui est fonction de l'énergie disponible dans le centre de masse. La mesure de cette asymétrie avant-arrière dans la région de résonance du boson Z^0 offre la possibilité de déterminer certains paramètres du Modèle Standard avec une précision remarquable. L'étude de cette asymétrie avant-arrière à partir des données enregistrées par l'expérience DELPHI au cours de l'année 1991 constitue la seconde partie de ce travail.

Dans le premier chapitre, nous présenterons les fondements théoriques du Modèle Standard des interactions électrofaibles. Ce chapitre sera également consacré à l'étude théorique de la section efficace différentielle de l'interaction $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$.

Les caractéristiques essentielles du LEP et du détecteur DELPHI seront exposées au chapitre 2.

La description de la structure de l'identificateur de muons des bouchons de DELPHI fera l'objet du chapitre 3. Pour étayer cette description, nous examinerons le principe de fonctionnement des chambres à dérive, en mettant notamment l'accent sur le mode à dard limité.

L'étude du fonctionnement de nos chambres à dérive sera présentée dans les chapitre 4 et 5. Dans le chapitre 4, nous détaillerons les études réalisées à l'aide de dispositifs de test préliminaires à l'expérience. Le chapitre 5 aura pour objet l'étude des performances de notre identificateur de muons lors des prises de données de l'expérience DELPHI.

Enfin, le chapitre 6 sera consacré à la détermination de l'asymétrie avant-arrière dans l'interaction $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$.

CHAPITRE 1 : LA PHYSIQUE AU LEP

1.1 LES INTERACTIONS ELECTROFAIBLES

1.1.1 Introduction

Dans l'état actuel de nos connaissances, toute la matière composant l'Univers semble pouvoir être décrite en terme de deux types de constituants : les leptons et les quarks. Ces particules élémentaires sont des fermions de spin $1/2$ et ne possèdent pas de structure interne. Elles interagissent entre elles en échangeant des bosons de spin 1 et, selon la nature de ces bosons, on distingue trois types de forces fondamentales. L'interaction électromagnétique s'exerce entre des particules munies d'une charge électrique par l'échange de photons γ de masse nulle. Les bosons médiateurs de la force faible, force responsable par exemple des phénomènes de désintégration spontanée d'un grand nombre de particules, sont les bosons chargés W^{\pm} et le boson neutre Z^0 . A l'opposé des photons, ces bosons possèdent une masse importante, de l'ordre de 81 GeV dans le cas des W^{\pm} et de 91 GeV pour le Z^0 , ce qui implique que les interactions faibles possèdent une portée limitée. Enfin, un troisième type de force s'exerce uniquement entre les quarks, par l'échange de gluons g de masse nulle, et est appelée l'interaction forte. A ces trois forces fondamentales, il convient d'ajouter la gravitation qui est censée se transmettre par l'échange de bosons de spin 2, les gravitons. Cependant, les forces gravitationnelles s'exerçant entre deux particules élémentaires sont généralement négligées en physique des hautes énergies car elles sont de plusieurs ordres de grandeur plus faibles que les trois précédentes.

A ce jour, tout indique qu'il n'existe que 6 types de leptons et de quarks différents. A chacune de ces particules correspond également une antiparticule, de même masse mais possédant des nombres quantiques opposés. Comme le montre le tableau 1.1, il existe trois leptons possédant une charge électrique unitaire $-e$, l'électron, le muon et le tau, et à chacun de ces leptons chargés est associé un lepton neutre dénommé neutrino. Le ν_{τ} n'a pas encore été découvert expérimentalement mais les modes de désintégration des leptons τ suggèrent fortement son existence. Les neutrinos ne sont sensibles qu'aux interactions faibles

Tableau 1.1 : Classification des leptons et des quarks fondamentaux en trois familles.

Fermions	Charge (Q/e)	famille 1	famille 2	famille 3
Leptons	-1	e^-	μ^-	τ^-
	0	ν_e	ν_μ	ν_τ
Quarks	2/3	u	c	t
	-1/3	d	s	b

alors que les leptons chargés subissent les interactions électromagnétiques en plus des interactions faibles. Parmi les quarks, on distingue six saveurs différentes, désignées par l'initiale de leur nom anglais : up, down, charm, strange, bottom et top. Ce dernier quark n'a pas encore été découvert expérimentalement mais il existe un grand nombre de preuves indirectes de son existence. Les quarks possèdent une charge électrique fractionnaire de $+2/3 e$ ou $-1/3 e$ et sont sensibles aux trois types de forces décrites précédemment. A l'inverse des leptons, il semble que les quarks n'existent pas à l'état libre et sont confinés dans des objets appelés des hadrons. On distingue deux types de hadrons : les baryons, combinaisons de 3 quarks, et les mésons, formés à partir d'une paire quark-antiquark. On a coutume de regrouper les leptons et les quarks au sein de trois familles ou générations, correspondant à des particules de masse croissante.

De nos jours, les modèles théoriques décrivant les interactions s'exerçant entre les constituants ultimes de la matière reposent sur les théories de jauge. Une théorie de jauge est basée sur un lagrangien décrivant l'évolution de fermions libres, que l'on modifie de manière à ce qu'il devienne invariant pour une transformation de jauge locale, c'est-à-dire dont les paramètres dépendent des coordonnées d'espace-temps. Cette exigence conduit à introduire dans le lagrangien des champs de jauge qui interagissent avec les champs de matière et qui sont assimilés aux bosons médiateurs des interactions. L'exemple le plus célèbre des théories de jauge est l'électrodynamique quantique (QED), basée sur le groupe de symétrie $U(1)$, qui permet de décrire les interactions électromagnétiques. Examinons comment le lagrangien de QED

est obtenu à partir de celui décrivant un fermion libre de spin 1/2 :

$$L_f = \bar{\psi} (i\gamma^\mu \partial_\mu - m) \psi \quad (1.1)$$

où m est la masse de la particule,
 ψ est un spineur de Dirac à quatre composantes,
 $\bar{\psi}$ est son adjoint,

$$\partial_\mu = \frac{\partial}{\partial x^\mu} \text{ et}$$

γ^μ sont les matrices de Dirac dont une représentation explicite est par exemple :

$$\gamma^0 = \begin{pmatrix} I & 0 \\ 0 & -I \end{pmatrix}, \quad \boldsymbol{\gamma} = \begin{pmatrix} 0 & \boldsymbol{\tau} \\ -\boldsymbol{\tau} & 0 \end{pmatrix}$$

I étant la matrice identité 2x2 et $\boldsymbol{\tau}$ les matrices de Pauli.

Si on impose l'invariance de ce lagrangien pour des transformations de phase locales du type

$$\psi(x) \rightarrow \psi'(x) = e^{iq\alpha(x)} \psi(x), \quad (1.2)$$

q représentant la charge du fermion et α dépendant des coordonnées d'espace-temps x_μ , on est amené à remplacer la dérivée ∂_μ par la dérivée covariante D_μ qui possède la forme :

$$D_\mu = \partial_\mu + iqA_\mu. \quad (1.3)$$

Le champ A_μ est un champ de jauge vectoriel qui doit se transformer de la manière suivante :

$$A_\mu(x) \rightarrow A'_\mu(x) = A_\mu(x) - \partial_\mu \alpha(x), \quad (1.4)$$

pour conserver l'invariance du lagrangien. On obtient alors un lagrangien du type

$$L_{\text{QED}} = L_f + L_i + L_c, \quad (1.5)$$

avec

$$L_i = -q \bar{\psi} \gamma^\mu \psi A_\mu, \quad (1.6)$$

$$L_c = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu}, \quad (1.7)$$

$$F_{\mu\nu} = \partial_\nu A_\mu - \partial_\mu A_\nu. \quad (1.8)$$

Le premier terme correspond au lagrangien libre du champ de Dirac, le deuxième terme décrit l'interaction entre le champ de Dirac et le champ de jauge A_μ tandis que le dernier terme est un terme cinétique pour le champ A_μ . Le terme d'interaction peut également s'écrire sous la forme $L_i = J^\mu A_\mu$, J^μ décrivant le courant électromagnétique conservé. De par l'absence dans le lagrangien (1.5) de termes du type $m^2 A_\mu A^\mu$ qui violeraient l'invariance de jauge locale, le champ de jauge A_μ correspond à un boson de masse nulle et est identifié au champ électromagnétique du photon.

A la fin des années 60, les travaux de Glashow, Weinberg et Salam ont permis de construire une théorie de jauge décrivant en même temps les interactions faibles et électromagnétiques. Avant de décrire plus en détail ce modèle, nous allons dresser un rapide historique des interactions faibles, ce qui nous permettra d'introduire certains concepts utiles pour la suite.

1.1.2 Historique des interactions faibles [1.1]

C'est en 1896 que Becquerel découvrit les interactions faibles, au travers de la désintégration β des noyaux lourds. Pour expliquer le spectre continu en énergie des électrons émis lors d'une telle désintégration, Pauli postula en 1930 l'existence d'une nouvelle particule, connue aujourd'hui sous le nom de neutrino, accompagnant l'électron produit et emportant une partie de l'énergie du système initial. Cette hypothèse fut reprise par Fermi lorsqu'il proposa en 1934 le premier modèle théorique permettant d'expliquer les désintégrations β . Fermi décrit la réaction



par un lagrangien du type

$$L = - \frac{4}{\sqrt{2}} G_\beta \left[\bar{p}(x) \gamma^\mu n(x) \right] \cdot \left[\bar{e}(x) \gamma_\mu \nu(x) \right] + \text{h.c.}, \quad (1.10)$$

G_β étant une constante dont la valeur doit être mesurée expérimentalement. Ce lagrangien décrit une interaction de contact entre 4 fermions et est le produit de deux courants possédant, par analogie avec l'interaction électromagnétique, une structure purement vectorielle. Ces courants sont qualifiés de chargés car ils conduisent à une particule finale possédant une charge différent d'une unité de celle de la

particule initiale.

Après la découverte, au milieu des années 50, d'une violation maximale de la parité dans les interactions faibles, il fut nécessaire de modifier la structure vectorielle des courants apparaissant dans le lagrangien (1.11) en une structure dénommée V-A, où V désigne un courant vectoriel et A correspond à un courant vecteur-axial obtenu avec l'opérateur $\gamma_\mu \gamma_5$, la matrice γ_5 étant le produit $i\gamma^0 \gamma^1 \gamma^2 \gamma^3$. Les courants prennent alors la forme :

$$J_\mu = \bar{\psi}_b \gamma_\mu \frac{1}{2} (1 - \gamma_5) \psi_a \quad (1.11)$$

L'opérateur $1/2(1-\gamma_5)$, appliqué sur un spineur ψ_a décrivant une particule sans masse (ou pour laquelle $E \gg m$), sélectionne l'état d'hélicité¹ négative de cette particule, appelé état gauche ψ_L . L'opérateur $1/2(1+\gamma_5)$ sélectionne quant à lui la composante d'hélicité positive de ce spineur, appelé état droit ψ_R . Il s'ensuit que seuls les états gauches des particules participent aux interactions faibles à courant chargé, les courants J_μ pouvant s'écrire

$$J_\mu = \bar{\psi}_{bL} \gamma_\mu \psi_{aL} \quad (1.12)$$

Suite au développement du modèle des quarks au début des années 60, il est apparu clairement que la désintégration β d'un neutron en un proton est due en fait à la transition d'un quark d en un quark u, du type :

$$d \rightarrow u + e^- + \bar{\nu}_e \quad (1.13)$$

le lagrangien de cette réaction s'écrivant alors sous la forme :

$$L(x) = - \frac{G_\beta}{\sqrt{2}} \left[\bar{u} \gamma^\mu (1-\gamma_5) d \right] \cdot \left[\bar{e} \gamma_\mu (1-\gamma_5) \nu_e \right] + h.c. \quad (1.14)$$

Cependant, ce type de lagrangien ne permet pas d'expliquer la désintégration de particules étranges, réaction associée à la transition d'un quark s en un quark u. Suivant la suggestion de Cabibbo, il est alors nécessaire de remplacer dans (1.14) le champ du

1. Rappelons que l'hélicité est la projection du spin d'une particule le long de son vecteur impulsion.

quark d par un mélange des champs des quarks d et s du type :

$$d \rightarrow d' = \cos \theta_c d + \sin \theta_c s , \quad (1.15)$$

θ_c étant l'angle de Cabibbo dont la valeur mesurée expérimentalement est proche de 13° . Nous pouvons alors écrire le lagrangien sous la forme :

$$L(x) = - \frac{G_F}{\sqrt{2}} \left[\bar{u}_\gamma^\lambda (1-\gamma_5) (\cos \theta_c d + \sin \theta_c s) \right] \cdot \left[\bar{e}_\gamma^\lambda (1-\gamma_5) \nu_e + \bar{\nu}_\mu^\lambda (1-\gamma_5) \nu_\mu \right] + \text{h.c.}, \quad (1.16)$$

où nous avons inclus un terme décrivant un μ et son neutrino, de manière à pouvoir décrire une désintégration du type :

$$K^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu , \quad (1.17)$$

le K^- étant la combinaison d'un quark s et d'un quark u. La constante G_F est la constante de Fermi dont la valeur est identique pour tous les processus faibles : $G_F = (1,16637 \pm 0,00002) \times 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$. En comparant les relations (1.14) et (1.16), on obtient

$$\frac{G_p}{G_F} = \cos \theta_c \approx 0,98 , \quad (1.18)$$

relation vérifiée expérimentalement.

Grâce à ces différents développements, la théorie de Fermi des interactions faibles permet de décrire la plupart des processus observés expérimentalement jusqu'en 1973 tels que les désintégrations semi-leptoniques des hadrons légers ou les interactions entre neutrino et nucléon telles que $\nu_\mu + N \rightarrow \mu^- + X$, X désignant l'ensemble des hadrons produits dans l'état final. Cependant, cette théorie ne peut être considérée que comme un modèle phénoménologique valable aux basses énergies car elle n'est pas renormalisable et ne permet donc pas d'obtenir des résultats finis pour les calculs des ordres supérieurs du développement perturbatif.

C'est au cours des années 1967-1968 que Weinberg et Salam [1.2], reprenant une idée originale de Glashow proposée en 1961 [1.3], ont construit indépendamment l'un de l'autre une théorie de jauge décrivant les forces faibles et électromagnétiques comme deux aspects d'une même force, la force électrofaible. Conçu à l'origine pour décrire les interactions entre leptons, ce modèle fut complété par la suite par

Glashow, Iliopoulos et Maiani [1.4] de manière à y inclure également les interactions électrofaibles entre quarks. Cette théorie de jauge possède l'avantage d'être renormalisable [1.5] et, suite à ses succès dans la description de tous les processus électrofaibles observés expérimentalement jusqu'à ce jour, elle a reçu le nom de Modèle Standard des interactions électrofaibles. Nous ne donnerons ici que les principes de base de cette théorie, le sujet étant traité de manière détaillée dans, par exemple, la référence [1.6].

1.1.3 Le Modèle Standard des interactions électrofaibles

Le Modèle Standard des interactions électrofaibles est une théorie de jauge basée sur le groupe de symétrie $SU(2)_L \times U(1)_Y$. Les fermions fondamentaux, leptons et quarks, sont porteurs de nombres quantiques d'isospin faible I et I_3 , I_3 étant la troisième composante du vecteur isospin I , et d'hypercharge faible Y . Chaque fermion f est décomposé en une composante gauche f_L et une composante droite f_R :

$$f = f_L + f_R \quad (1.19)$$

$$\text{avec} \quad f_L = \frac{1}{2} (1 - \gamma_5) f \quad (1.20)$$

$$\text{et} \quad f_R = \frac{1}{2} (1 + \gamma_5) f. \quad (1.21)$$

Les états gauches d'une même famille de leptons ou de quarks sont regroupés en doublets du groupe $SU(2)_L$ d'isospin faible ($I=1/2$, $I_3=\pm 1/2$) tandis que les états droits constituent des singulets ($I=I_3=0$). Le spectre des particules de matière présentes dans le modèle est donc le suivant :

$$L = \left(\begin{array}{c} \nu_e \\ e^- \end{array} \right)_L, \left(\begin{array}{c} \nu_\mu \\ \mu^- \end{array} \right)_L, \left(\begin{array}{c} \nu_\tau \\ \tau^- \end{array} \right)_L, \left(\begin{array}{c} u \\ d' \end{array} \right)_L, \left(\begin{array}{c} c \\ s' \end{array} \right)_L, \left(\begin{array}{c} t \\ b' \end{array} \right)_L \quad \begin{array}{l} I_3 = + 1/2 \\ I_3 = - 1/2 \end{array}$$

$$R = e_R^-, \mu_R^-, \tau_R^-, u_R, c_R, t_R, d'_R, s'_R, b'_R$$

Nous considérons que les neutrinos sont dépourvus de masse, ce qui implique que leur état droit n'existe pas. Les quarks d' , s' et b' sont les états propres de l'interaction faible et sont reliés aux états propres de masse d , s et b par une matrice de transformation unitaire, la matrice de Kobayashi-Maskawa [1.7], extension au cas de 3 généra-

tions de l'angle de Cabibbo. Le nombre quantique d'hypercharge des fermions, Y , est fixé par la relation de Gell-Mann - Nishijima :

$$Q = I_3 + \frac{Y}{2} \quad (1.22)$$

où Q est la charge électrique.

On cherche ensuite à construire un lagrangien qui soit invariant pour les transformations locales appartenant au groupe $SU(2)_L \times U(1)_Y$, transformations du type :

$$\psi(x) \rightarrow \psi'(x) = U_1(x) \cdot U_2(x) \cdot \psi(x) \quad (1.23)$$

avec
$$U_1(x) = e^{i\theta(x)Y}, \quad (1.24)$$

$$U_2(x) = e^{i\alpha(x)\tau/2}, \quad (1.25)$$

$\tau = (\tau_1, \tau_2, \tau_3)$ étant les matrices de Pauli. Pour conserver l'invariance de jauge locale, on est amené à introduire les quatre champs de jauge suivants :

et
$$\begin{aligned} \mathbf{W}_\mu &= (W_\mu^1, W_\mu^2, W_\mu^3) && \text{pour } SU(2)_L, \\ B_\mu &&& \text{pour } U(1)_Y. \end{aligned}$$

Le lagrangien s'écrit alors $L = L_C + L_m$ où L_C est le terme cinétique pour les champs de jauge,

$$L_C = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu}^1 F^{1\mu\nu} - \frac{1}{4} f_{\mu\nu} f^{\mu\nu}, \quad (1.26)$$

$$F_{\mu\nu}^1 = \partial_\nu W_\mu^1 - \partial_\mu W_\nu^1 + g \epsilon_{jkl} W_\mu^j W_\nu^k, \quad (1.27)$$

$$f_{\mu\nu} = \partial_\nu B_\mu - \partial_\mu B_\nu, \quad (1.28)$$

et L_m décrit l'interaction entre les fermions et les champs de jauge :

$$\begin{aligned} L_m &= \sum_R \bar{R} i \gamma^\mu \left(\partial_\mu + \frac{ig'}{2} Y B_\mu \right) R \\ &+ \sum_L \bar{L} i \gamma^\mu \left(\partial_\mu + \frac{ig'}{2} Y B_\mu + i g \frac{\tau}{2} \cdot \mathbf{W}_\mu \right) L. \end{aligned} \quad (1.29)$$

Les constantes g et $g'/2$ (le facteur $1/2$ étant introduit par convention) sont les constantes de couplage des groupes de jauge $SU(2)_L$

et $U(1)_Y$ respectivement.

A ce stade, nous disposons d'un lagrangien ne contenant que des bosons de jauge sans masse ainsi que des fermions de masse nulle car un terme du type $-m_e \bar{e}e$, décrivant un électron massif, violerait la symétrie $SU(2)_L$. Pour donner à ces différentes particules une masse non nulle, il est nécessaire de faire appel au mécanisme de brisure spontanée de symétrie, aussi appelé mécanisme de Higgs. On parle de brisure spontanée de symétrie lorsque le lagrangien décrivant un champ ϕ est invariant pour un groupe de transformations donné mais que l'état fondamental $\langle \phi \rangle_0$ de ce champ, c'est-à-dire l'état d'énergie minimale, n'est pas invariant pour ce même groupe. Higgs, Brout et Englert ont montré que dans le cas d'un lagrangien invariant pour des transformations de jauge non-abéliennes, la brisure spontanée de symétrie conduit à doter les bosons de jauge d'une masse non nulle [1.8]. Cependant, tous les bosons de jauge introduits dans le lagrangien ne deviennent pas automatiquement massifs : seuls ceux associés à un générateur du groupe de jauge ne respectant pas l'état $\langle \phi \rangle_0$ acquièrent une masse. Une des conséquences importantes du mécanisme de Higgs est également l'apparition d'un boson supplémentaire, de masse non nulle, appelé le boson de Higgs.

Dans le modèle minimal de Glashow, Weinberg et Salam, on introduit un doublet complexe de champs scalaires

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix}, \quad (1.30)$$

possédant une hypercharge $Y_\phi = +1$. On ajoute ensuite au lagrangien un terme

$$L_S = (D^\mu \phi)^\dagger (D_\mu \phi) - V(\phi^\dagger \phi), \quad (1.31)$$

la dérivée covariante étant définie par

$$D_\mu = \partial_\mu + i \frac{g'}{2} Y B_\mu + i \frac{g}{2} \tau W_\mu, \quad (1.32)$$

et le potentiel V prenant la forme

$$V(\phi^\dagger \phi) = \mu^2 (\phi^\dagger \phi) + |\lambda| (\phi^\dagger \phi)^2. \quad (1.33)$$

Si on considère que $\mu^2 < 0$, l'état fondamental de ce champ ϕ est

dégénéré et on peut en choisir un, tel que :

$$\langle \phi \rangle_0 = \begin{pmatrix} 0 \\ v \\ \frac{v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}, \text{ avec } v = \sqrt{-\mu^2/|\lambda|}. \quad (1.34)$$

Cet état fondamental n'est invariant pour aucun des générateurs du groupe de jauge $SU(2)_L \times U(1)_Y$ (T et Y) mais il est par contre invariant pour le générateur $Q = 1/2 (\tau_3 + Y)$. Ceci implique que le champ électromagnétique associé à la charge électrique reste sans masse tandis que les trois autres bosons de jauge deviennent massifs. Le champ ϕ peut s'exprimer comme une fluctuation autour de son état fondamental et, après l'application d'une transformation de jauge judicieuse, appelée la jauge U , il prend la forme :

$$\phi(x) = \begin{pmatrix} 0 \\ (v + h(x)) \\ \frac{v + h(x)}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \quad (1.35)$$

$h(x)$ étant le champ de Higgs. Cette transformation de jauge permet d'éliminer les bosons de Goldstone sans masse présents dans L_S . Après introduction du champ $\phi(x)$ dans le lagrangien L_S , on peut montrer que les champs de jauge chargés

$$W_\mu^\pm = \frac{W_\mu^1 \mp i W_\mu^2}{\sqrt{2}} \quad (1.36)$$

possèdent une masse égale à $gv/2$. De même, la combinaison

$$Z_\mu = \frac{-g' B_\mu + g W_\mu^3}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \quad (1.37)$$

correspond à un boson de jauge neutre possédant une masse

$$M_Z = \sqrt{g^2 + g'^2} \frac{v}{2} \quad (1.38)$$

tandis que la combinaison orthogonale

$$A_\mu = \frac{g B_\mu + g' W_\mu^3}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \quad (1.39)$$

est un boson neutre dépourvu de masse. Dans le lagrangien apparaît également le champ de Higgs $h(x)$ dont la masse est donnée par $M_h^2 =$

$-2\mu^2$. En réécrivant le lagrangien L_m en terme de ces nouveaux champs de jauge, on peut identifier le champ A_μ avec le champ du photon en posant

$$e = \frac{g g'}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \quad (1.40)$$

On introduit généralement un angle de mélange θ_w , appelé angle de Weinberg, dont la définition est $g' = g \tan \theta_w$, ce qui conduit à la condition d'unification

$$e = g \sin \theta_w = g' \cos \theta_w \quad (1.41)$$

Le lagrangien d'interaction entre les fermions de matière et les champs de jauge peut s'écrire comme une somme de termes du type "constante de couplage x courant x champ de jauge", sous la forme :

$$L_{int} = e J_{em}^\mu A_\mu + \frac{e}{2 \sqrt{2} \sin \theta_w} (J_+^\mu W_{\mu-} + J_-^\mu W_{\mu+}) + \frac{e}{2 \cos \theta_w \sin \theta_w} J_{NC}^\mu Z_\mu \quad (1.42)$$

Le courant électromagnétique possède la structure habituelle

$$J_{em}^\mu = \sum_f Q_f \bar{f} \gamma^\mu f \quad (1.43)$$

la somme portant sur tous les fermions f de charge Q_f . Ce courant possède une structure de Lorentz purement vectorielle. Les courants faibles chargés possèdent, eux, une structure de Lorentz purement V-A (conduisant à la violation maximale de la parité) et s'écrivent :

$$J_+^\mu = \sum_l \bar{\nu}_l \gamma^\mu (1-\gamma_5) l + \sum_q \bar{q} \gamma^\mu (1-\gamma_5) q' \quad (1.44)$$

$$J_-^\mu = (J_+^\mu)^\dagger \quad (1.45)$$

les sommes portant sur tous les leptons chargés l ($l=e, \mu, \tau$) et sur tous les quarks ($q=u, c, t$; $q'=d', s', b'$). Quand au courant faible neutre, associé à l'échange d'un boson neutre Z^0 , il prend la forme :

$$J_{NC}^{\mu} = \sum_f \bar{f} [\gamma^{\mu} v_f - \gamma^{\mu} \gamma_5 a_f] f \quad (1.46)$$

$$v_f = (I_3)_{f_L} - 2 Q_f \sin^2 \theta_w \quad (1.47)$$

$$a_f = (I_3)_{f_L} \quad (1.48)$$

combinant un courant vecteur et un courant vecteur-axial. Les constantes v_f et a_f sont appelées les constantes de couplage vecteur et vecteur-axial respectivement.

Pour doter les fermions d'une masse, on ajoute au lagrangien un terme d'interaction entre le champ scalaire ϕ et les fermions, qui doit être un invariant pour le groupe de jauge $SU(2)_L \times U(1)_Y$. Pour les leptons, il prend la forme:

$$L_Y^l = - \sum_l G_l \left[\left(\bar{\nu}_l \quad \bar{l}_l \right)_L \phi l_R + \bar{l}_R \phi^{\dagger} \begin{pmatrix} \nu_l \\ l \end{pmatrix}_L \right], \quad (1.50)$$

ou, en remplaçant le champ ϕ par l'expression (1.35),

$$L_Y^l = - \sum_l G_l \frac{(v+h)}{\sqrt{2}} (\bar{l}_L l_R + \bar{l}_R l_L) \quad (1.51)$$

$$= - \sum_l G_l \frac{v}{\sqrt{2}} \bar{l} l - \sum_l G_l \frac{h}{\sqrt{2}} \bar{l} l \quad (1.52)$$

de sorte que les leptons chargés ont acquis une masse $M_l = G_l v/\sqrt{2}$. Le second terme de l'expression (1.52) décrit le couplage entre le champ de Higgs et les leptons, ce couplage étant proportionnel à la masse des leptons. Pour les quarks, le terme de Yukawa prend la forme

$$L_Y^q = - \sum_{i,j} \left[G_{ij}^d (\bar{u}_i \quad \bar{d}'_i)_L \phi d'_{jR} + G_{ij}^u (\bar{u}_i \quad \bar{d}'_i)_L \phi^c u_{jR} + h.c. \right] \quad (1.53)$$

la somme portant sur les 3 familles de quarks de type u ($u_i = u, c, t$) et de type d' ($d'_i = d', s', b'$). Le champ ϕ^c est le conjugué de charge du champ ϕ , $\phi^c = i \tau_2 \phi^*$. Ce lagrangien conduit à une expression du type

$$L_Y^q = - \sum_{i,j} (M_{ij}^u \bar{u}_i u_j + M_{ij}^d \bar{d}'_i d'_j) \quad (1.54)$$

avec $M_{ij}^f = G_{ij}^f \frac{v}{\sqrt{2}}$, $f = \{u, d\}$. (1.55)

La matrice M_{ij}^d n'est pas diagonale car les quarks d' ne sont pas des états propres de masse. Pour obtenir les masses des quarks, il faut remplacer les états d' par

$$d'_i \rightarrow \sum_j U_{ij} d_j \quad (i, j = 1, 2, 3) , \quad (1.56)$$

où U est la matrice de Kobayashi-Maskawa.

Il est intéressant d'examiner ce que devient le modèle standard à la limite des basses énergies, lorsque le transfert d'impulsion q^2 est tel que $q^2 \ll M_W^2, M_Z^2$ [1.9]. Dans ces conditions, les effets dus au lagrangien d'interaction L_{int} peuvent être décrits dans une bonne approximation par un lagrangien effectif du type :

$$L_{eff} = \left(\frac{e}{2\sqrt{2}\sin\theta_w} \right)^2 \frac{1}{M_W^2} J_+^\mu J_{-\mu} + \frac{1}{2} \left(\frac{e}{2\cos\theta_w\sin\theta_w} \right)^2 \times \frac{1}{M_Z^2} J_{NC}^\mu J_{NC\mu} . \quad (1.57)$$

Dans cette limite, le modèle de Glashow, Weinberg et Salam se réduit à la théorie de Fermi à laquelle on aurait ajouté une contribution décrivant les interactions à courant neutre. L'identification du lagrangien de Fermi (relation (1.16)) à ce lagrangien effectif pour les courants chargés conduit à la relation :

$$\frac{G_F}{\sqrt{2}} = \frac{e^2}{8\sin^2\theta_w M_W^2} . \quad (1.58)$$

Il est de coutume de réécrire le lagrangien L_{eff} sous la forme :

$$L_{eff} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \left[J_+^\mu J_{-\mu} + \rho J_{NC}^\mu J_{NC\mu} \right] \quad (1.59)$$

où on a introduit le paramètre de Veltman

$$\rho = \frac{M_W^2}{M_Z^2 \cos^2\theta_w} . \quad (1.60)$$

La comparaison des masses des bosons W^\pm et Z^0 (cf. page 1-10) nous conduit à l'identité

$$M_Z^2 = \frac{M_W^2}{\cos^2 \theta_w}, \quad (1.61)$$

ce qui implique que $\rho=1$. Il faut cependant noter que la relation (1.61) n'est valable que dans le cas où le ou les champs de Higgs introduits pour obtenir la brisure spontanée de symétrie sont des doublets de SU(2). Elle n'est plus valable si le mécanisme de Higgs est obtenu à partir de multiplets de Higgs plus complexes, comme un triplet par exemple, auquel cas, l'identité $\rho=1$ n'est plus obtenue que dans des circonstances exceptionnelles [1.10].

Reprenant la relation (1.58), on peut exprimer la masse des bosons chargés W^\pm par

$$M_W^2 = \frac{\pi \alpha}{G_F \sqrt{2}} \cdot \frac{1}{\sin^2 \theta_w} = \frac{(37,281 \text{ GeV})^2}{\sin^2 \theta_w}, \quad (1.62)$$

α étant la constante de structure fine. On peut également définir $\sin^2 \theta_w$ par :

$$\sin^2 \theta_w = 1 - \frac{M_W^2}{M_Z^2}, \quad (1.63)$$

cette définition étant équivalente à celle donnée par la relation (1.41) si on se limite au premier ordre du développement perturbatif (cf. section 1.2.4).

1.1.4 Vérifications expérimentales du Modèle Standard

Depuis près de 20 ans, un grand nombre d'expériences ont permis de tester la validité du Modèle Standard des interactions électrofaibles. Ces expériences sont de différents types et correspondent à des transferts d'impulsion q^2 allant de 10^{-8} GeV^2 jusqu'à 10^4 GeV^2 . Jusqu'à ce jour, tous les résultats obtenus se révèlent être en parfait accord avec les prédictions du Modèle Standard. De nombreux articles de compilation de ces résultats ont été publiés et on pourra par exemple consulter la référence [1.11].

Le premier succès du Modèle Standard remonte à 1973 avec la découverte des interactions à courants neutres [1.12], suite à l'observation lors de l'expérience Gargamelle de réactions du type :

$$\bar{\nu}_{\mu} + e^{-} \rightarrow \bar{\nu}_{\mu} + e^{-} \quad (1.64)$$

Ces interactions, correspondant à l'échange d'un boson neutre Z^0 , étaient prédites par le modèle de Glashow-Weinberg-Salam et leur observation est encore considérée à ce jour comme l'une des étapes importantes dans l'évolution de la physique des hautes énergies.

Une deuxième étape décisive dans la vérification expérimentale du modèle fut la découverte des bosons W^{\pm} et Z^0 lors des expériences UA1 et UA2 en 1983, suite à l'étude des interactions $p\bar{p}$ à des énergies de 540 et 630 GeV dans le système du centre de masse [1.13]. Dans ce type de collisions, les bosons W^{\pm} et Z^0 sont produits par un processus, dit de Drell-Yan, impliquant un des quarks présents dans chacun des deux hadrons participant à l'interaction (figure 1.1), les autres quarks conduisant à la formation de jets de hadrons dans l'état final. Les bosons ainsi créés se désintègrent par la suite soit en une paire de leptons soit en une paire de quarks, ces derniers entraînant eux aussi la formation de jets dans l'état final. Ces jets étant indiscernables de ceux issus des quarks spectateurs, seules les désintégrations leptoniques des bosons vecteurs peuvent être utilisées pour les identifier, désintégrations du type $W^{\pm} \rightarrow \bar{\nu}_l + l^{\pm}$ ou $Z^0 \rightarrow l^+ l^-$. Il en résulte que seul un échantillon de quelques centaines de bosons W^{\pm} a pu être collecté, cet échantillon étant encore réduit d'un facteur 10 dans le cas des bosons Z^0 , suite à une section efficace de production plus faible. Cette statistique limitée conduit à des erreurs statistiques non négligables sur les masses des bosons W^{\pm} et Z^0 , de l'ordre de $0,3 \text{ GeV}/c^2$ dans le cas par exemple de l'expérience UA2. Un autre désavantage des interactions $p\bar{p}$ est que, pour déterminer les masses des bosons vecteurs, on ne peut utiliser que les caractéristiques de leurs produits de désintégration. Dans le cas de UA2, ce fait implique à lui seul une erreur systématique de 1 % sur M_Z et M_W , suite à l'incertitude en énergie des calorimètres [1.14]. Néanmoins, ces deux expériences ont pu fournir la première mesure directe des masses des bosons W^{\pm} et Z^0 , l'expérience UA2 ayant par exemple obtenu [1.14] :

$$M_W = 80,79 \pm 0,31 \text{ (stat)} \pm 0,21 \text{ (syst)} \pm 0,81 \text{ GeV}/c^2, \quad (1.65)$$

$$M_Z = 91,49 \pm 0,35 \text{ (stat)} \pm 0,12 \text{ (syst)} \pm 0,92 \text{ GeV}/c^2,$$

la troisième erreur provenant de l'incertitude sur la calibration en

énergie des calorimètres. Il apparaît donc clairement que si l'étude des interactions $p\bar{p}$ a permis de mettre en évidence l'existence des bosons W^\pm et Z^0 , elle ne permet pas en revanche d'obtenir des résultats de très grande précision concernant leurs propriétés.

C'est en partie pour cette raison que le CERN a décidé au début des années 1980 de construire un nouveau collisionneur, le LEP (§2.1), permettant de produire des interactions e^+e^- à une énergie dans le système du centre de masse, \sqrt{s} , de près de 100 GeV. Ces interactions e^+e^- conduisent en effet à une production abondante de bosons Z^0 lorsque \sqrt{s} est voisine de M_Z car la section efficace $e^+e^- \rightarrow Z^0$ possède une forme de Breit-Wigner et atteint une valeur de l'ordre de 50 nb au sommet de la résonance. Depuis sa mise en service en août 1989, le LEP a déjà permis de produire plusieurs millions de Z^0 . En 1994, le LEP permettra d'obtenir une énergie de près de 180 GeV dans le système du centre de masse, ce qui autorisera alors une étude précise des propriétés des bosons W^\pm , à travers l'interaction $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$. Un autre avantage des interactions e^+e^- est que, les électrons ne possédant pas de structure interne, l'énergie disponible dans le système du centre de masse peut être calculée avec une grande précision, qui est par exemple de l'ordre de 20 MeV dans le cas du LEP. Une fois produit, le boson Z^0 se désintègre en une paire fermion-antifermion, ce fermion pouvant être n'importe lequel des leptons et quarks fondamentaux, à condition que leur masse soit inférieure à $M_Z/2$. Ce type de désintégration conduit à des événements possédant une topologie simple à identifier, avec généralement deux particules ou deux groupes de particules émis dans des directions opposées depuis le vertex d'interaction.

Grâce au très grand nombre de bosons Z^0 collectés, le LEP a permis de mesurer certains paramètres du Modèle Standard avec une précision jamais atteinte jusqu'à ce jour [1.15]. Ces mesures de précision permettent de tester la validité du Modèle Standard au niveau des corrections radiatives (cf. §1.2.4) et de déceler d'éventuelles déviations par rapport à ce modèle, signes indirects de nouveaux phénomènes inattendus. Le LEP offre aussi la possibilité de chercher directement l'existence de nouvelles particules telles que : nouveaux quarks, nouveaux leptons, leptons excités, particules supersymétriques ou bosons de Higgs. Jusqu'à ce jour, toutes ces recherches se sont révélées infructueuses mais elles ont cependant permis d'établir des limites inférieures sur les masses de telles particules [1.16]. Dans la suite de ce chapitre, nous nous attacherons plus particulièrement à

l'étude théorique de l'interaction $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$, l'étude expérimentale de cette réaction dans le cadre du détecteur DELPHI faisant quant à elle l'objet du chapitre 6.

1.2 L'INTERACTION $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$

1.2.1 Introduction

La production d'une paire de muons $\mu^+\mu^-$ comme état final d'une interaction e^+e^- s'effectue par l'échange soit d'un photon virtuel γ soit d'un boson vecteur Z^0 . Le calcul théorique de la section efficace différentielle d'un tel processus est basé sur un développement perturbatif en puissance des constantes de couplage, impliquant le calcul des amplitudes associées à un grand nombre de diagrammes de Feynman. Au premier ordre du développement perturbatif, appelé couramment approximation de Born, seuls deux diagrammes sont nécessaires pour décrire l'interaction $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$. Les diagrammes d'ordre supérieur sont plus nombreux et exigent le calcul d'amplitudes très complexes. On a coutume de regrouper la contribution de ces amplitudes d'ordre supérieur dans ce qu'on appelle les corrections radiatives.

Dans le §1.2.2, nous présenterons les formules de la section efficace différentielle et totale de l'interaction $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ dans l'approximation de Born. Nous consacrerons ensuite le §1.2.3 à une discussion théorique de l'asymétrie avant-arrière, dont la détermination expérimentale fait l'objet du chapitre 6. Enfin, nous dirons quelques mots sur le problème des corrections radiatives dans le §1.2.4 et nous indiquerons quelle est leur influence sur les valeurs de la section efficace et de l'asymétrie avant-arrière.

1.2.2 La section efficace

Négligeant le processus d'échange d'un boson de Higgs, l'interaction $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ s'effectue par l'échange soit d'un γ soit d'un boson Z^0 . Les diagrammes de Feynman décrivant ces deux processus dans l'approximation de Born sont représentés sur la figure 1.2. On détermine les amplitudes associées à ces deux diagrammes, que nous désignerons par A_γ et A_Z respectivement, en utilisant les règles de Feynman pour les interactions électrofaibles entre fermions et bosons de jauge :

i) A chaque vertex représentant le couplage entre un γ et une paire de

fermions, on associe un facteur

$$V_\gamma = -i e Q_f \gamma_\lambda, \quad (1.66)$$

où Q_f est la charge du fermion considéré.

ii) Pour un vertex décrivant le couplage entre un boson Z^0 et une paire de fermions, on introduit le facteur (c.f. (1.42)) :

$$V_Z = \frac{i e \gamma_\lambda (v_f - a_f \gamma_5)}{2 \sin \theta_w \cos \theta_w} \quad (1.67)$$

où v_f et a_f sont les constantes de couplage vecteur et vecteur-axial, données respectivement par les relations (1.47) et (1.48). Dans le cas d'un e^- ou d'un μ^- , ces constantes sont égales à :

$$v_e = v_\mu = -\frac{1}{2} + 2 \sin^2 \theta_w \quad (1.68)$$

$$a_e = a_\mu = -\frac{1}{2} \quad (1.69)$$

iii) Les propagateurs associés au photon et au boson Z^0 sont décrits respectivement par :

$$P_\gamma = \frac{-i g^{\mu\nu}}{q^2}, \quad (1.70)$$

$$P_Z = i \left(-g^{\mu\nu} + \frac{q^\mu q^\nu}{M_Z^2} \right) \frac{1}{q^2 - M_Z^2 + i M_Z \Gamma_Z}, \quad (1.71)$$

où M_Z est la masse du boson Z^0 , définie comme le pôle du propagateur P_Z , et Γ_Z est la largeur de désintégration totale du Z^0 .

Lorsque les amplitudes A_γ et A_Z ont été établies, on obtient la section efficace différentielle en prenant le module au carré de la somme des deux amplitudes :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \propto |A_\gamma + A_Z|^2. \quad (1.72)$$

Ceci implique que $d\sigma/d\Omega$ sera la somme de trois termes, le premier correspondant à l'échange d'un γ , le deuxième à l'échange d'un Z^0 et le troisième résultant de l'interférence γ - Z^0 :

$$\frac{d\sigma(s)}{d\Omega} = \frac{d\sigma_\gamma(s)}{d\Omega} + \frac{d\sigma_Z(s)}{d\Omega} + \frac{d\sigma_{\gamma Z}(s)}{d\Omega} \quad (1.73)$$

où \sqrt{s} est l'énergie disponible dans le système du centre de masse de l'interaction e^+e^- .

Dans l'approximation de Born, et en négligeant les masses des fermions produits, la section efficace différentielle de l'interaction $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ est alors donnée par la formule [1.17]:

$$\frac{d\sigma(s)}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{4s} \left(G_1(s) (1 + \cos^2\theta) + G_2(s) \cos\theta \right) \quad (1.74)$$

où θ est l'angle polaire entre l'électron initial et le μ^- produit dans l'état final (figure 1.3) et les fonctions G_1 et G_2 sont données par les relations :

$$G_1(s) = 1 + 2v_e v_\mu \operatorname{Re}(\chi(s)) + (v_e^2 + a_e^2)(v_\mu^2 + a_\mu^2) |\chi(s)|^2, \quad (1.75)$$

$$G_2(s) = 4 a_e a_\mu \operatorname{Re}(\chi(s)) + 8 a_e a_\mu v_e v_\mu |\chi(s)|^2, \quad (1.76)$$

la fonction $\chi(s)$ étant définie par :

$$\chi(s) = \frac{1}{4 \sin^2\theta_w \cos^2\theta_w} \cdot \frac{s}{s - M_Z^2 + i M_Z \Gamma_Z}. \quad (1.77)$$

Faisant usage des relations (1.61) et (1.62), on peut également réexprimer cette fonction sous la forme :

$$\chi(s) = \frac{\sqrt{2} G_F M_Z^2}{4 \pi \alpha} \cdot \frac{s}{s - M_Z^2 + i M_Z \Gamma_Z}. \quad (1.78)$$

Dans la relation (1.74), le terme ne dépendant pas de $\chi(s)$ correspond au processus purement électromagnétique d'échange d'un photon. La section efficace différentielle $d\sigma_\gamma(s)/d\Omega$ prend donc la forme bien connue :

$$\frac{d\sigma_\gamma(s)}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{4s} (1 + \cos^2\theta). \quad (1.79)$$

Le terme proportionnel à $|\chi(s)|^2$ dans la relation (1.74) correspond lui au processus d'échange d'un boson Z^0 , $d\sigma_Z(s)/d\Omega$. Enfin, la contribution due à l'interférence entre le γ et le Z^0 correspond au terme proportionnel à $\operatorname{Re}(\chi(s))$ et s'annule lorsque $s = M_Z^2$.

Pour obtenir la section efficace totale, il suffit d'intégrer $d\sigma(s)/d\Omega$ sur tout l'angle solide, ce qui donne :

$$\sigma_{\mu\mu}(s) = 2\pi \int_{-1}^{+1} \frac{d\sigma}{d(\cos \theta)} d(\cos \theta) \quad (1.80)$$

$$= \frac{4\pi\alpha^2}{3s} G_1(s) \quad (1.81)$$

L'évolution de $\sigma_{\mu\mu}(s)$ en fonction de \sqrt{s} est représentée sur la figure 1.4a au voisinage de la résonance du boson Z^0 , ainsi que la contribution de chacune des trois composantes de cette section efficace. Pour $\sqrt{s} \approx M_Z$, la section efficace purement électromagnétique est de l'ordre de 10 pb, ce qui signifie qu'elle ne contribue que pour moins de 1% à la section efficace totale. La contribution due au terme d'interférence est encore plus petite, sa valeur absolue ne dépassant pas 1 pb (figure 1.4b). Cette contribution change de signe en passant par le pôle du boson Z^0 . La contribution la plus importante à la section efficace $\sigma_{\mu\mu}(s)$ est donc celle correspondant au processus purement faible d'échange d'un Z^0 . Cette section efficace possède la forme d'une résonance de Breit-Wigner et s'écrit :

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-) = 12\pi \frac{\Gamma_e \Gamma_\mu}{M_Z^2} \frac{s}{(s-M_Z^2)^2 + M_Z^2 \Gamma_Z^2} \quad (1.82)$$

où Γ_f ($f = e, \mu$) représente la largeur partielle de désintégration d'un Z^0 en une paire de fermions ff , donnée par l'expression

$$\Gamma_f = \frac{G_F M_Z^3}{6\pi\sqrt{2}} (v_f^2 + a_f^2) \quad (1.83)$$

lorsqu'on néglige la masse du fermion f . Cette section efficace atteint son maximum pour

$$\sqrt{s}_{\max} = M_Z \left(1 + \frac{\Gamma_Z^2}{M_Z^2} \right)^{1/4} \quad (1.84)$$

avec une valeur de

$$\sigma_{\max} = \frac{12\pi \Gamma_e \Gamma_\mu}{M_Z^2 \Gamma_Z^2} \left(1 + \frac{\Gamma_Z^2}{4M_Z^2} \right) \quad (1.85)$$

tandis que, sur le pôle du boson Z^0 , elle vaut simplement :

$$\sigma_0(s = M_Z^2) = 12\pi \frac{\Gamma_e \Gamma_\mu}{M_Z^2 \Gamma_Z^2} \quad (1.86)$$

Reprenant les valeurs de M_Z et Γ_Z mesurées récemment par la collaboration DELPHI [1.15], $M_Z = (91,177 \pm 0,022)$ GeV, $\Gamma_Z = (2,465 \pm 0,020)$ GeV, avec en plus $G_F = 1,166 \times 10^{-5}$ GeV⁻² et $\sin^2 \theta_w = 0,23$, on obtient $\Gamma_e = \Gamma_\mu = 82,9$ MeV et $\sigma_0(s = M_Z^2) = 5,1 \times 10^{-6}$ GeV⁻², soit près de 2 nb.

1.2.3 L'asymétrie avant-arrière

Nous avons vu dans la relation (1.74) que la section efficace différentielle $d\sigma(s)/d\Omega$ comporte un terme proportionnel à $\cos \theta$. Ceci implique que, lorsque $G_2(s)$ est différent de zéro, le nombre de μ^- émis dans la région avant ($0^\circ \leq \theta \leq 90^\circ$), N_F , sera différent du nombre correspondant à la région arrière ($90^\circ \leq \theta \leq 180^\circ$), N_B . Afin de mesurer cet effet, on définit la quantité physique

$$A_{FB}(s) = \frac{N_F - N_B}{N_F + N_B} \quad (1.87)$$

appelée asymétrie avant-arrière. En terme de la section efficace différentielle, cette quantité est donnée par la relation :

$$A_{FB}(s) = \frac{\int_0^1 \frac{d\sigma}{d\cos\theta} d\cos\theta - \int_{-1}^0 \frac{d\sigma}{d\cos\theta} d\cos\theta}{\int_0^1 \frac{d\sigma}{d\cos\theta} d\cos\theta + \int_{-1}^0 \frac{d\sigma}{d\cos\theta} d\cos\theta} \quad (1.88)$$

c'est-à-dire, dans l'approximation de Born,

$$A_{FB}(s) = \frac{3 G_2(s)}{8 G_1(s)} \quad (1.89)$$

$$= \frac{\pi \alpha^2}{2 s} \frac{4 a_e a_\mu \operatorname{Re}(\chi(s)) + 8 a_e a_\mu v_e v_\mu |\chi(s)|^2}{\sigma_{\mu\mu}(s)} \quad (1.90)$$

L'évolution de $A_{FB}(s)$ est représentée sur la figure 1.5 en fonction de \sqrt{s} , ainsi que la contribution des deux termes apparaissant dans la relation (1.90). C'est le premier terme, proportionnel à $\operatorname{Re}(\chi(s))$ et

dû à l'interférence γ - Z^0 , qui apporte la contribution majeure à l'asymétrie lorsque $\sqrt{s} \neq M_Z$: il est négatif lorsque $\sqrt{s} < M_Z$, s'annule sur le pôle du boson Z^0 et devient ensuite positif. Le second terme est dû au processus d'échange d'un Z^0 et n'apporte une contribution significative à l'asymétrie que lorsque $\sqrt{s} = M_Z$. Pour $s=M_Z^2$, l'asymétrie avant-arrière s'écrit :

$$A_{FB}^{\circ}(s = M_Z^2) = \frac{3}{4} C_e C_{\mu} \quad (1.91)$$

$$\text{avec } C_f = \frac{2 a_f v_f}{v_f^2 + a_f^2}, \quad (f = e, \mu) \quad (1.92)$$

$$= \frac{2 (1 - 4 \sin^2 \theta_w)}{1 + (1 - 4 \sin^2 \theta_w)^2}. \quad (1.93)$$

La mesure de l'asymétrie avant-arrière sur le pôle du boson Z^0 permet donc de déterminer la valeur de $\sin^2 \theta_w$. Cependant, comme $\sin^2 \theta_w$ est proche de 0,25, cette asymétrie est petite, sa valeur étant donnée approximativement par :

$$A_{FB}^{\circ}(s = M_Z^2) \approx 3(1 - 4 \sin^2 \theta_w)^2. \quad (1.94)$$

L'erreur commise sur la mesure de A_{FB}° , dénotée δA_{FB}° , engendrera une erreur $\delta \sin^2 \theta_w$ obtenue grâce à la relation :

$$\delta A_{FB}^{\circ} = 24 (1 - 4 \sin^2 \theta_w) \delta \sin^2 \theta_w. \quad (1.95)$$

Par exemple, pour $\sin^2 \theta_w = 0,23$, on obtient $A_{FB}^{\circ} = 0,019$ et une précision de $\delta A_{FB}^{\circ} = 0,0077$ sera nécessaire pour permettre une détermination de $\sin^2 \theta_w$ avec $\delta \sin^2 \theta_w = 0,004$.

L'asymétrie avant-arrière observée dans l'interaction $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ traduit le fait que l'état final $\mu^+\mu^-$ n'est pas un état propre de C , l'opérateur de conjugaison de charge qui transforme une particule en son antiparticule tout en laissant le spin inchangé. En effet, la section efficace différentielle de ce processus n'est pas invariante pour la permutation $\mu^+ \leftrightarrow \mu^-$ ou, autrement dit, pour la transformation $\cos \theta \leftrightarrow -\cos \theta$.

Enfin, signalons que l'asymétrie $A_{FB}(s)$ peut être déterminée au départ d'une mesure expérimentalement limitée à une région $|\cos \theta| \leq x$, grâce à la relation :

$$A_{FB}(s) = \frac{3 + x^2}{4x} A_{FB}(s, |\cos \theta| \leq x) \quad (1.96)$$

1.2.4 Les corrections radiatives

Dans le cadre du Modèle Standard, les interactions électrofaibles sont décrites par une théorie quantique de champs relativistes prenant la forme d'une théorie de jauge non-abélienne, la masse des fermions et bosons de jauge présents dans le modèle étant donnée par un mécanisme de brisure spontanée de symétrie. Une telle théorie est renormalisable [1.5], ce qui implique que toute observable peut être calculée à n'importe quel ordre d'un développement perturbatif, et ceci en terme d'un nombre fini de paramètres initiaux.

Si une quantité est calculée en prenant en compte tous les ordres du développement perturbatif, les différents choix possibles des paramètres initiaux sont équivalents et doivent conduire au même résultat. Par contre, lorsque cette quantité n'est calculée que jusqu'à un ordre donné, sa valeur dépend du schéma de renormalisation adopté, c'est-à-dire du choix des paramètres initiaux et de l'énergie à laquelle ils sont définis. Le lagrangien du Modèle Standard renferme les paramètres initiaux suivants : les constantes de couplage g et g' , les coefficients μ^2 et λ du potentiel de Higgs, les constantes G_f définissant le couplage entre les fermions fondamentaux et le champ de Higgs, et les paramètres de la matrice de Kobayashi-Maskawa. Il apparaît cependant plus naturel de choisir un ensemble de paramètres qui peuvent être mesurés expérimentalement. Un tel ensemble est par exemple :

$$\alpha, M_W, M_Z, M_H, m_f$$

où M_H est la masse du boson de Higgs et m_f représente l'ensemble des masses des fermions fondamentaux et des paramètres de mélange entre quarks. La constante de structure fine α est définie pour un transfert d'impulsion $q^2 = 0$ et les masses des bosons W^\pm et Z^0 sont définies comme les positions des pôles de leurs propagateurs respectifs. Ce schéma de renormalisation est appelé "sur couche de masse" ("on-mass shell") et ne contient que des quantités mesurables. Dans ce schéma, l'angle de Weinberg est fixé par la relation

$$\sin^2 \theta_w = 1 - \frac{M_W^2}{M_Z^2} \quad (1.97)$$

qui est adoptée comme définition de $\sin^2 \theta_w$ et reste valable à tous les ordres du développement perturbatif. Cette quantité est alors une constante indépendante du processus considéré ou de l'échelle d'énergie. La relation (1.62), valable à l'ordre le plus bas du développement perturbatif, doit être modifiée sous la forme :

$$M_W^2 = \frac{\pi \alpha}{\sqrt{2} G_F \sin^2 \theta_w (1 - \Delta r)} \quad (1.98)$$

où toutes les corrections radiatives sont contenues dans la quantité Δr . Cette quantité dépend de tous les paramètres du modèle et en particulier de M_H et m_t , la masse du quark top, ces deux masses étant encore inconnues à ce jour (figure 1.6).

Pour l'interaction $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$, les corrections radiatives peuvent être divisées en deux groupes [1.17] :

- les corrections 'QED' : elles correspondent à l'ensemble des diagrammes obtenus en ajoutant un photon aux diagrammes de Born, soit sous la forme d'un photon réel émis par rayonnement de freinage soit sous la forme d'une boucle avec un photon virtuel (figure 1.7). La majeure partie de ces corrections provient de la radiation d'un photon réel dans l'état initial, ce qui modifie l'énergie disponible dans le système du centre de masse de l'interaction e^+e^- . Ceci entraîne une déformation de la courbe de résonance, avec une diminution de la section efficace sur le pôle du boson Z^0 et une augmentation de celle-ci lorsqu'on se situe au-delà du pôle (figure 1.8). La section efficace atteint également sa valeur maximale pour une énergie supérieure de quelques centaines de MeV à M_Z . Ces corrections QED ne sont généralement pas très intéressantes car elles ne fournissent aucune information sur l'interaction électrofaible en elle-même. Elles doivent cependant être calculées avec une grande précision si l'on désire extraire les valeurs précises de M_Z et Γ_Z à partir de la courbe de résonance mesurée. Leurs valeurs dépendent des coupures expérimentales appliquées lors de la sélection des événements et qui limitent l'espace des phases des photons émis.
- les corrections faibles : elles regroupent tous les autres diagrammes qui, comme le montre la figure 1.9, correspondent soit à la

modification des propagateurs du γ et du Z^0 , soit à la modification des vertex (sans la contribution des γ virtuels), soit à l'échange de deux bosons massifs (diagrammes en "boîte"). Ces corrections sont indépendantes des coupures expérimentales car elles ne modifient pas la topologie des états finals. Elles sont très intéressantes à déterminer car elles dépendent de la structure de l'interaction électrofaible aux ordres supérieurs à l'approximation de Born. L'effet de ces corrections faibles sur la section efficace $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ est représenté sur la figure 1.8.

Examinons à présent la manière dont les corrections radiatives influencent l'asymétrie avant-arrière pour $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ [1.17].

La contribution majeure des corrections QED à l'asymétrie avant-arrière provient de la radiation de photons dans l'état initial. En effet, l'énergie disponible dans l'interaction est amoindrie,

$$\sqrt{s'} \rightarrow \sqrt{s'} < \sqrt{s}, \quad (1.99)$$

ce qui conduit à une réduction de l'asymétrie au voisinage du pôle :

$$A_{FB}(s') < A_{FB}(s). \quad (1.100)$$

Près du pôle du Z^0 , cette réduction est de l'ordre de $\delta A_{FB} \sim -0,025$, c'est-à-dire du même ordre de grandeur que la valeur de l'asymétrie elle-même. A l'ordre $O(\alpha)$, ces corrections radiatives sont prises en compte en effectuant une convolution du type :

$$A_{FB}(s) = \frac{\int_0^1 dz H_1(z) \sigma_{FB}^0(zs)}{\int_0^1 dz H_2(z) \sigma_T^0(zs)}, \quad (1.101)$$

où $\sigma_{FB}^0(s)$ et $\sigma_T^0(s)$ sont données par l'approximation de Born

$$\sigma_{FB}^0(s) = \sigma_F^0(s) - \sigma_B^0(s) = \frac{\pi \alpha^2}{2s} G_2(s), \quad (1.102)$$

$$\sigma_T^0(s) = \sigma_F^0(s) + \sigma_B^0(s) = \frac{4\pi \alpha^2}{3s} G_1(s), \quad (1.103)$$

et $H_1(z)$, $H_2(z)$ sont des fonctions radiatives représentant la proportion d'évènements gardant une fraction z de l'énergie initiale ; leur expression complète pourra être trouvée dans la référence [1.17].

La majeure partie des corrections faibles à l'asymétrie avant-arrière provient de la modification de la partie réelle des propagateurs du γ et du Z^0 . Ces corrections peuvent être prises en compte en utilisant une approximation de Born améliorée, dans laquelle les relations obtenues dans l'approximation de Born restent pratiquement les mêmes mais sont maintenant exprimées en termes de constantes de couplage effectives, évaluées pour un transfert d'impulsion $q^2 = M_Z^2$. Ainsi, l'asymétrie avant-arrière sur le pôle du boson Z^0 devient (cf. (1.91)) :

$$A_{FB} = \frac{3}{4} \bar{C}_e \bar{C}_\mu, \quad (1.104)$$

avec
$$\bar{C}_f = 2 \frac{\bar{v}_f \bar{a}_f}{\bar{v}_f^2 + \bar{a}_f^2}. \quad (1.105)$$

Les constantes de couplage vecteur et vecteur-axial s'écrivent maintenant :

$$\bar{a}_f^2 = \frac{1}{4} \bar{\rho} \quad (1.106)$$

$$\bar{v}_f^2 = \frac{1}{4} \bar{\rho} (1 - 4 \sin^2 \bar{\theta}_w)^2 \quad (1.107)$$

où le paramètre de Veltman effectif (cf. (1.60)) est donné par

$$\bar{\rho} = \rho + \Delta\rho = 1 + \frac{3\sqrt{2}}{16\pi^2} G_F m_t^2 \quad (1.108)$$

et l'angle de Weinberg effectif par

$$\sin^2 \bar{\theta}_w = 1 - \frac{M_W^2}{\bar{\rho} M_Z^2}. \quad (1.109)$$

Dans cette approche, les masses des bosons W^\pm et Z^0 sont données par les relations

$$M_W^2 = \frac{\pi \bar{\alpha}}{\sqrt{2} G_F \sin^2 \bar{\theta}_w} \quad (1.110)$$

et

$$M_Z^2 = \frac{\pi \bar{\alpha}}{\sqrt{2} \rho G_F \sin^2 \bar{\theta}_W \cos^2 \bar{\theta}_W}, \quad (1.111)$$

$\bar{\alpha}$ étant la constante de structure fine pour $q^2 = M_Z^2$, qui est de l'ordre de 1/128 au lieu de 1/137 à $q^2 = 0$. La largeur partielle de désintégration $\Gamma(Z^0 \rightarrow f\bar{f})$ s'écrit maintenant :

$$\Gamma_f = \frac{G_F M_Z^3}{6 \sqrt{2} \pi} \left(\bar{v}_f^2 + \bar{a}_f^2 \right). \quad (1.112)$$

Dans cette approximation de Born améliorée, on néglige les contributions de la partie imaginaire des corrections des propagateurs du γ et du Z^0 , ainsi que celles provenant des diagrammes en boîte et de ceux correspondant à la correction des vertex :

$$A_{FB} = \frac{3}{4} \bar{C}_e \bar{C}_\mu + \Delta A_{FB}^{imag.} + \Delta A_{FB}^{vertex, \hat{boite}} \quad (1.113)$$

Dans le cas de $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$, ces deux corrections sont petites, de l'ordre de 0,002, et sont, de plus, de signes opposés.

1.2.5 Conclusion

L'interaction $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ offre la possibilité de mesurer certains paramètres du Modèle Standard avec une grande précision. Du point de vue expérimental, cette interaction conduit à un état final distinctif et clairement identifiable parmi les différentes sources possibles de bruit de fond. Comparées aux prévisions théoriques, les mesures de la section efficace et de l'asymétrie avant-arrière permettent de déterminer des paramètres tels que la largeur partielle de désintégration Γ_μ et les produits des constantes de couplage $\bar{v}_e \bar{v}_\mu$ et $\bar{a}_e \bar{a}_\mu$. On peut également en déduire une valeur précise de l'angle de Weinberg effectif $\sin^2 \bar{\theta}_W$, comme nous le verrons dans le chapitre 6.

LEGENDE DES FIGURES

- Figure 1.1 : Schéma d'un processus de Drell-Yan pour la production de bosons W^\pm ou Z^0 dans des collisions $p\bar{p}$.
- Figure 1.2 : Diagrammes de Feynman décrivant la réaction $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ dans l'approximation de Born.
- Figure 1.3 : Définition de l'angle polaire θ entre l'électron initial et le μ^- produit dans l'état final.
- Figure 1.4 : Section efficace $\sigma_{\mu\mu}(s)$ de l'interaction $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ dans l'approximation de Born, en fonction de l'énergie dans le système du centre de masse : (a) section efficace totale (trait continu), contribution due à l'échange d'un Z^0 (tirets) et contribution purement électromagnétique (pointillés) ; (b) contribution du terme d'interférence γ - Z^0 . Ces figures ont été obtenues avec $M_Z=91,177$ GeV, $\Gamma_Z=2,465$ GeV et $\sin^2\theta_w=0,23$.
- Figure 1.5 : Evolution avec \sqrt{s} de l'asymétrie avant-arrière $A_{FB}(s)$ dans l'approximation de Born (trait continu) et de ses deux composantes: la contribution purement faible (tirets) et la contribution du terme d'interférence (pointillés). Ces courbes ont été obtenues avec les mêmes paramètres que pour la section efficace.
- Figure 1.6 : Evolution de A_r en fonction de m_t pour différentes valeurs de M_H [1.17].
- Figure 1.7 : Diagrammes de Feynman contribuant aux corrections radiatives QED.
- Figure 1.8 : Effets des corrections radiatives sur la section efficace $\sigma_{\mu\mu}(s)$ près du pôle du boson Z^0 : section efficace dans l'approximation de Born (tirets), après application des corrections QED (pointillés) et après application des corrections faibles (trait continu).
- Figure 1.9 : Diagrammes de Feynman contribuant aux corrections radiatives faibles.

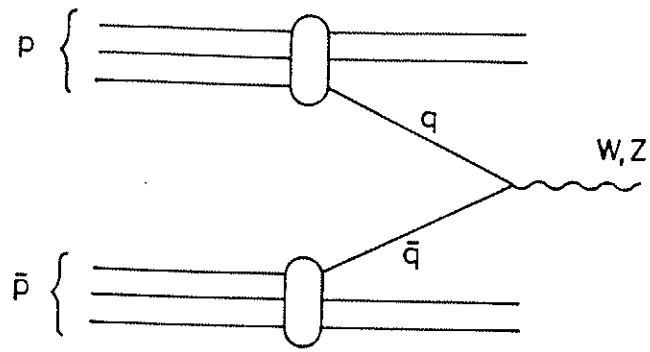


Figure 1.1

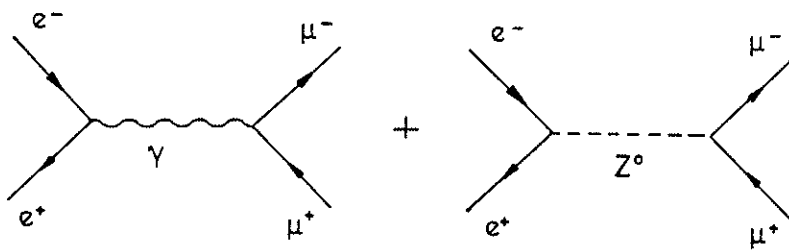


Figure 1.2

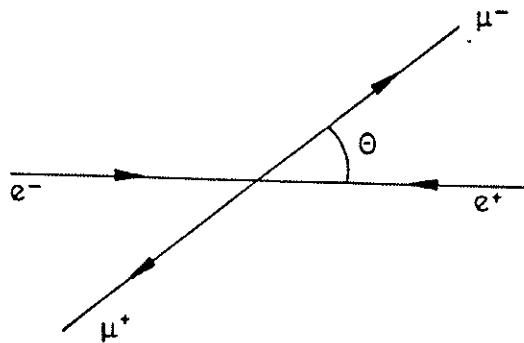


Figure 1.3

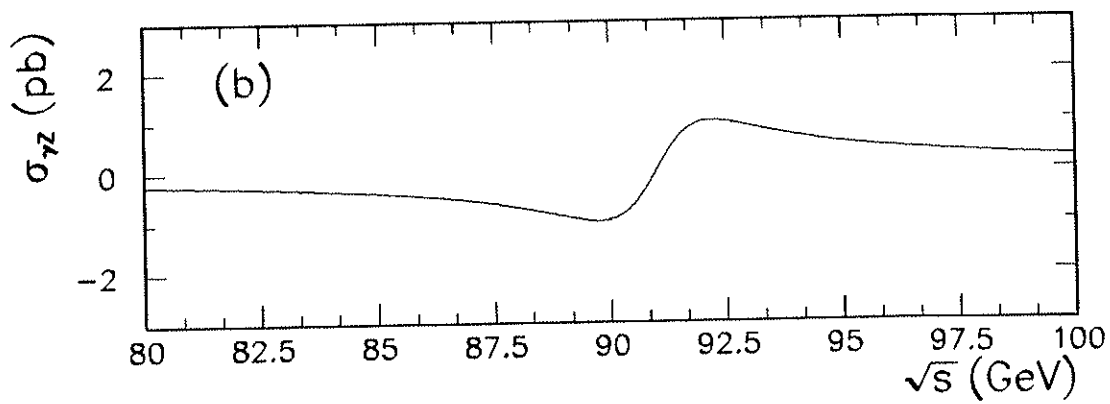
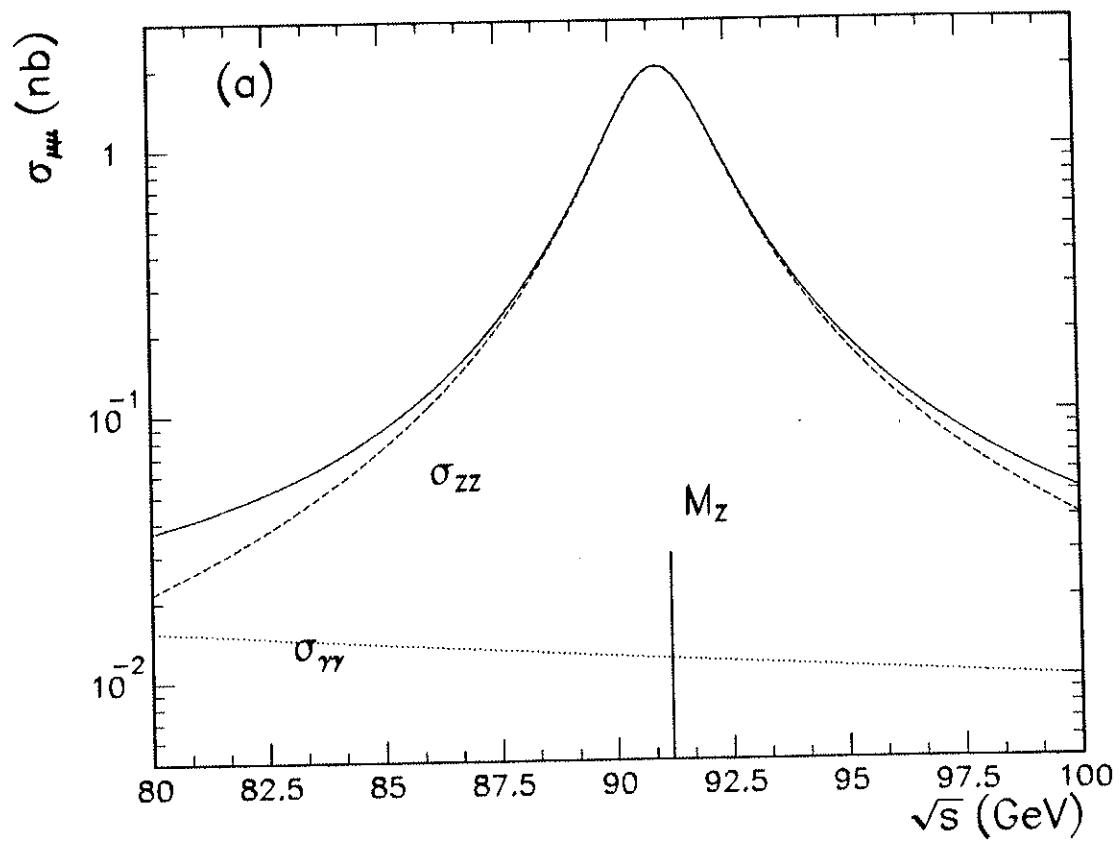


Figure 1.4

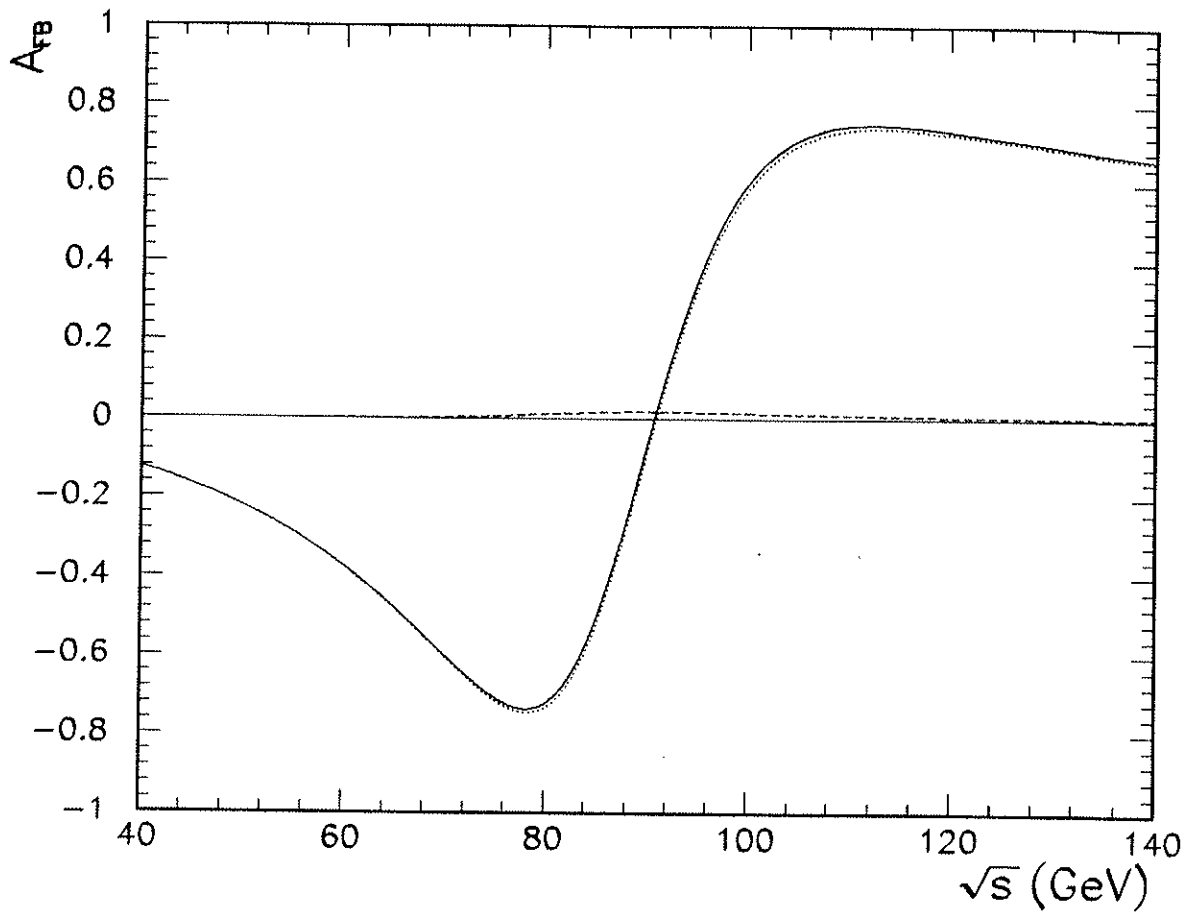


Figure 1.5

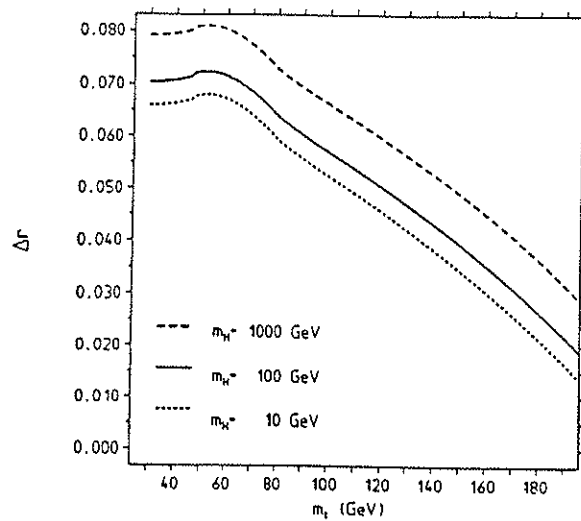


Figure 1.6

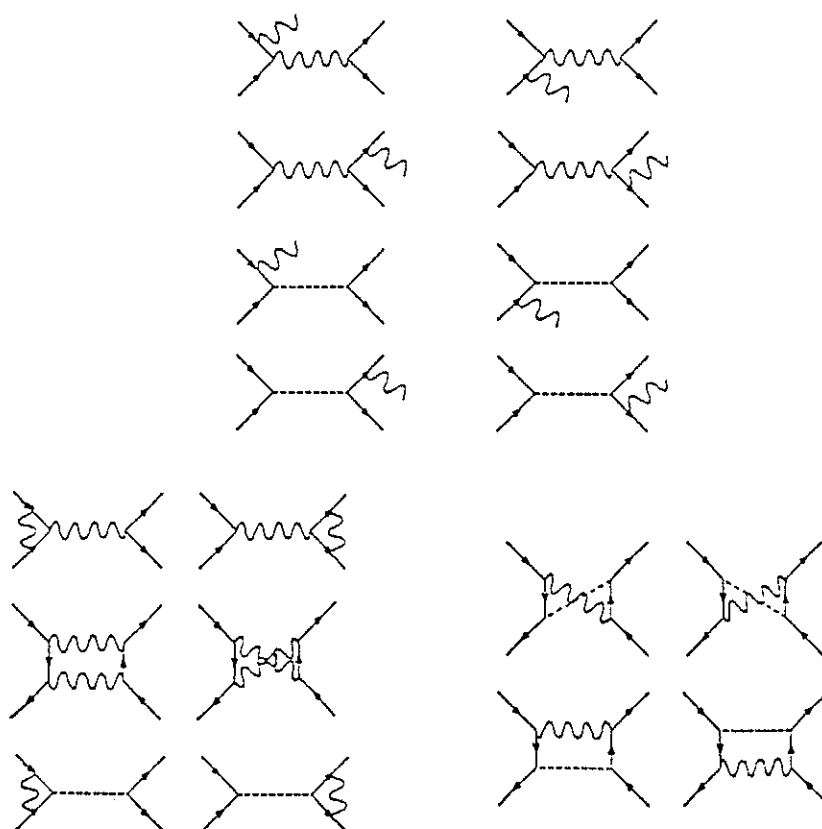


Figure 1.7

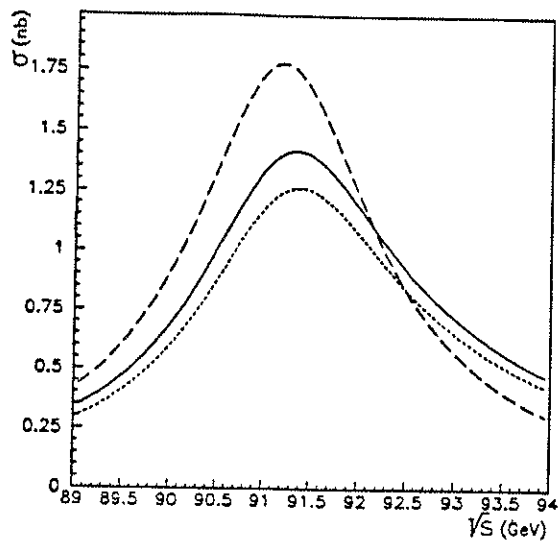


Figure 1.8

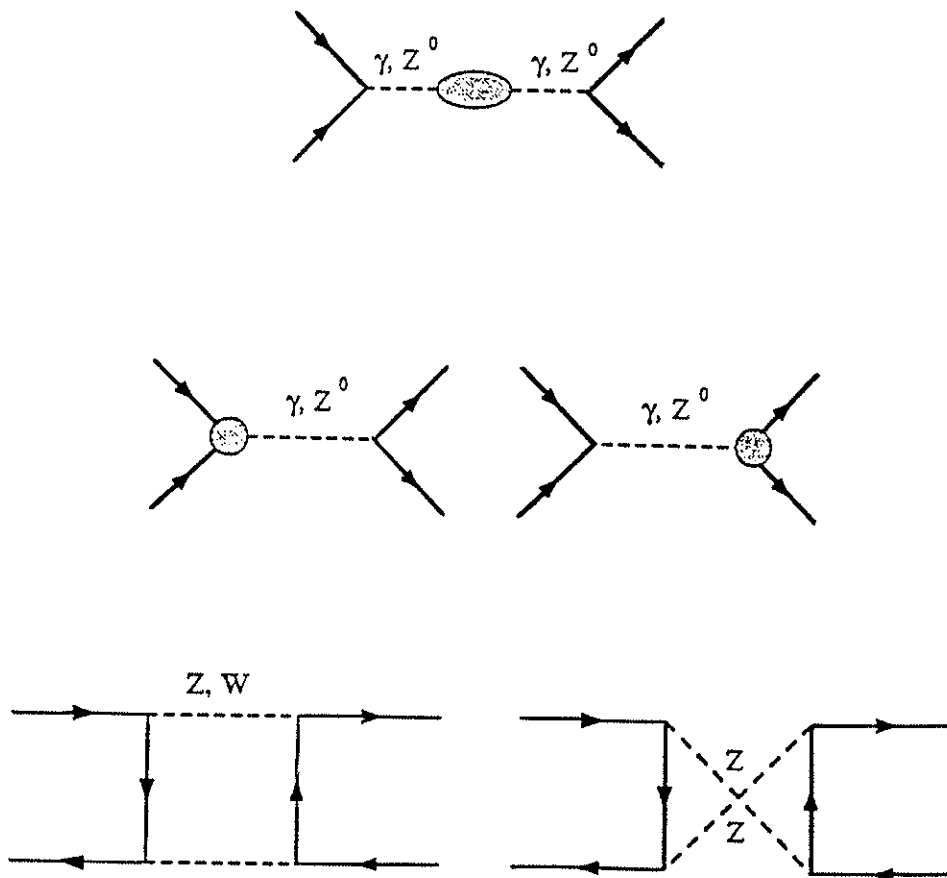


Figure 1.9

CHAPITRE 2 : LE LEP ET LE DETECTEUR DELPHI

2.1 LE LEP

Le LEP (Large Electron Positron collider) est un collisionneur circulaire destiné à produire des interactions e^+e^- à une énergie dans le système du centre de masse de l'ordre de 90 GeV actuellement, couvrant le domaine de résonance du boson vecteur Z^0 . Ce dernier est alors produit en abondance, ce qui permet d'étudier avec précision un grand nombre de caractéristiques des interactions électrofaibles. Ces collisions s'obtiennent en faisant circuler en sens opposés des faisceaux d'électrons et de positons possédant chacun une énergie avoisinant les 45 GeV et amenés à se croiser en 4 points répartis symétriquement le long de l'anneau.

D'une circonférence de 27 km, l'accélérateur est installé dans un tunnel creusé à une profondeur moyenne de 100 m aux environs du CERN, à Genève (figure 2.1). Chaque faisceau est constitué de quatre paquets de particules possédant une longueur de 15 mm et une dispersion transversale de $50 \times 500 \mu\text{m}^2$. Ces groupes de particules sont également espacés le long de la circonférence et circulent à une vitesse proche de celle de la lumière avec un temps de révolution de 88,924 psec. Avec une intensité moyenne de 10^{11} particules par paquet, la luminosité¹ du LEP s'établit typiquement autour de $10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$. Le tableau 2.1 résume les principaux paramètres du LEP dans sa configuration actuelle.

Avant d'être injectés dans le LEP, les électrons et les positons passent par différentes phases de production, de stockage et d'accélération nécessitant le complexe d'accélérateurs représenté sur la figure 2.2. La production des faisceaux s'effectue grâce à un tandem d'accélérateurs linéaires (linacs 1 et 2), utilisé pour obtenir les électrons et les positons en alternance. Un canon à électrons injecte des bouffées d'électrons dans le premier linac qui porte leur énergie à 200 MeV. Pour produire les positons, ce faisceau est envoyé sur une cible de tungstène de manière à émettre des photons qui se matérialisent ensuite en paires e^+e^- . A l'aide d'un champ magnétique, les

1. La luminosité est définie par $L=N/\sigma$ où σ est la section efficace de l'interaction e^+e^- et N le taux d'interaction.

Tableau 2.1 : Principales caractéristiques du collisionneur LEP.

Circonférence	: 26,66 km
Rayon moyen	: 4,243 km
Longueur des sections droites	: ~ 500 m
Longueur des sections courbes	: ~ 2800 m
Vide dans les parties droites	: $3 \cdot 10^{-9}$ torr
Vide dans les parties courbes	: $2 \cdot 10^{-10}$ torr
Luminosité nominale au pic du Z°	: $1,6 \cdot 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$
Energie maximale par faisceau	: 55 GeV
Dispersion en énergie	: $\Delta E/E \sim 0.3 \cdot 10^{-3}$
Nombre de particules par faisceau	: $4,16 \cdot 10^{11}$
Courant moyen par faisceau	: 3 mA
Temps de remplissage	: 0,025 mA/min
Temps de révolution	: 88,924 μsec
Largeur des paquets	: $\sigma_X = 500 \mu\text{m}$ $\sigma_Y = 50 \mu\text{m}$
Longueur des paquets	: 15,7 mm
Temps de vie de la luminosité	: ~ 10 heures

positons produits sont alors dirigés vers le second linac pour y être accélérés jusqu'à 600 MeV. Pour obtenir le faisceau d'électrons, les particules sortant du linac 1 sont directement injectées dans le second linac où elles acquièrent également une énergie de 600 MeV. La phase suivante consiste à transférer ces faisceaux d'électrons ou de positons exclusivement dans l'anneau d'accumulation EPA destiné à stocker les bouffées successives de particules en huit paquets. Lorsque les faisceaux ont atteint une intensité suffisante, ils sont injectés successivement dans le synchrotron PS et le supersynchrotron SPS qui portent leur énergie à 3,5 GeV et 20 GeV respectivement. Cette accélération accomplie, les particules sont finalement conduites dans le LEP qui regroupe les paquets 2 par 2 et se charge de les amener à leur énergie finale.

Au sein du LEP, les faisceaux de particules circulent à l'intérieur d'une enceinte où règne un vide très poussé de 10^{-10} Torr. Tout le long de ce tube à vide est disposé un ensemble d'aimants permettant de maintenir les particules le long de leur orbite nominale. Celle-ci n'est pas parfaitement circulaire mais se décompose en 8 sections courbes et 8 sections droites, le croisement des faisceaux

pouvant s'effectuer au milieu de ces dernières. Les aimants utilisés sont principalement de 2 types : les aimants de courbure et les aimants de focalisation. Pour incurver la trajectoire des faisceaux, plus de 3300 aimants dipolaires sont disséminés le long des sections courbes. Chaque élément possède une longueur de 6 m et produit un champ magnétique de l'ordre de 0,1 Tesla. La focalisation des électrons et positons, qui a pour but de maintenir ces particules le plus près possible de l'axe de la chambre à vide en les faisant osciller autour de celui-ci, est réalisée par plus de 800 aimants quadrupolaires et 500 hexapôles. En plus de ces deux groupes d'aimants, le LEP dispose de quelques dipôles destinés aux corrections d'orbite et de 8 quadrupôles supraconducteurs. Ces derniers entourent les 4 zones d'interactions équipées d'un détecteur. Ils permettent une focalisation optimale des faisceaux de manière à atteindre un taux de collisions maximum dans ces 4 régions.

Lorsque les particules sont injectées dans le LEP, elles possèdent une énergie de 20 GeV et le collisionneur doit porter cette énergie à près de 45 GeV. Cette accélération est réalisée par des cavités haute fréquence classiques, regroupées dans deux sections droites du LEP, l'énergie des faisceaux augmentant progressivement au fil de leurs passages successifs au sein de ces cavités. Outre cette fonction d'accélération, ces cavités haute fréquence permettent de maintenir les faisceaux accélérés à leur énergie nominale en compensant les pertes d'énergie (~260 MeV par tour) dues au rayonnement synchrotron, consécutif à la trajectoire circulaire des particules.

Trois projets de modification du LEP sont actuellement à l'étude ou en cours de réalisation.

La première option, approuvée par le CERN, vise à augmenter l'énergie par faisceau jusqu'à 95 GeV, grâce au remplacement des cavités haute fréquence actuelles par des cavités supraconductrices. De plus, ces nouvelles cavités seront installées dans deux sections droites supplémentaires. Disposant d'une énergie de 190 GeV dans le système du centre de masse, on pourra produire des paires de bosons W^+ et W^- . Après l'étude des caractéristiques du boson Z^0 , on pourra donc étudier avec précision celles des bosons chargés W^\pm telles que leur masse, leurs couplages avec les bosons neutres Z^0 et γ ou leurs modes de désintégration. D'autres domaines importants de la physique des particules pourront également être explorés [2.1]. La réalisation de cette phase du LEP, dénommée LEP 200, est prévue pour 1994.

Une deuxième possibilité est l'augmentation de la luminosité du LEP obtenue en accroissant le nombre de paquets de particules présents dans chaque faisceau [2.2]. Au nombre de 4 actuellement, on pourrait prévoir jusqu'à 18 paquets par faisceau ce qui permettrait d'accroître significativement le taux de production de bosons Z^0 . Avec un total de 25 millions de Z^0 , on pourra obtenir des mesures très précises des paramètres du modèle standard comme $\sin^2\theta_w$ par exemple, étudier des modes de désintégration très rares du Z^0 (ayant un taux de production $< 10^{-5}$), ainsi qu'analyser de manière très détaillée la production de quarks lourds tels que le quark b [2.2].

Le troisième projet à l'étude vise à provoquer des collisions e^+e^- entre des faisceaux polarisés longitudinalement [2.3]. Cette polarisation pourrait être obtenue par l'insertion le long du LEP d'aimants destinés à augmenter la polarisation transverse des particules et de rotateurs de spin permettant de transformer cette polarisation transversale en une polarisation longitudinale près des zones d'interactions. Cette option offre la possibilité de déterminer certains paramètres du modèle standard avec une précision inégalable.

2.2 LE DETECTEUR DELPHI

2.2.1 Introduction

Les faisceaux d'électrons et de positons du LEP peuvent se croiser en 8 points précis répartis le long du collisionneur et quatre de ces zones de croisement ont été équipées d'un détecteur multifonctionnel. Ces détecteurs ont été conçus pour permettre une analyse détaillée de tous les modes d'interactions e^+e^- . Ils doivent également être capables de déceler et d'identifier d'autres phénomènes plus inattendus. Ces quatre détecteurs ont tous la forme d'un cylindre de grande dimension (typiquement 10 m de long et 10 m de diamètre), entourant une des quatre zones d'interaction avec une couverture angulaire voisine de 4π stéradians et remplissant les fonctions suivantes :

- détection de toutes les particules chargées et neutres produites lors des interactions e^+e^- ,
- reconstruction de la trajectoire des particules chargées produites lors de l'interaction et mesure de leur impulsion (trajectographie),
- identification optimale des hadrons et des leptons et mesure de leur énergie.

Ces objectifs premiers sont atteints en intégrant dans chaque détecteur les éléments suivants :

- des chambres à traces, au coeur du détecteur,
- un champ magnétique puissant permettant la mesure de la charge et de l'impulsion des particules chargées,
- des calorimètres électromagnétiques et hadroniques couvrant un angle solide proche des 4π ,
- des chambres à muons entourant le détecteur.

Les techniques utilisées pour la réalisation de ces sous-ensembles de détection peuvent être très différentes d'un détecteur à l'autre. Certaines collaborations ont surtout fait appel à des techniques bien éprouvées pour équiper leur détecteur tandis que d'autres ont utilisés des méthodes d'avant-garde telles que, par exemple, celle de la chambre à projection temporelle (TPC) ou du détecteur Cherenkov à focalisation annulaire (RICH) (cf. sections 2.2.4 et 2.2.5).

Les quatre détecteurs en fonction au LEP, dénommés respectivement ALEPH [2.4], DELPHI [2.5], L3 [2.6] et OPAL [2.7], sont chacun le fruit d'une collaboration internationale regroupant plusieurs centaines de physiciens, ingénieurs et techniciens, et ce depuis près de 10 ans. Nous consacrerons la suite de ce chapitre à la description des différents constituants du détecteur DELPHI, qui est au coeur de ce travail.

2.2.2 Description générale

DELPHI (**D**etector with **L**epton, **P**hoton and **H**adron Identification) [2.5] est un détecteur à symétrie cylindrique de 10 m de long et 10 m de diamètre dont un schéma global est représenté sur la figure 2.3. Axé sur la chambre à vide de l'accélérateur, il entoure une zone d'interactions du LEP, couvrant presque entièrement les 4π stéradians d'angle solide. Cette couverture angulaire est obtenue par le découpage du détecteur en une partie centrale de forme cylindrique, dénommée tonneau, complétée par deux bouchons couvrant les extrémités de ce cylindre. Le tonneau est équipé de différents éléments remplissant des fonctions complémentaires et disposés en couches concentriques à l'intérieur et à l'extérieur d'une bobine supraconductrice produisant une induction magnétique homogène de 1,2 Tesla parallèle à l'axe des faisceaux. Les bouchons sont également pourvus de sous-détecteurs remplissant des fonctions similaires à celles du tonneau. Les figures

2.4a et 2.4b montrent une coupe longitudinale et transversale de DELPHI.

Le noyau interne du détecteur est dédié principalement à la détermination des trajectoires des particules chargées. Cette trajectographie repose essentiellement sur une chambre à projection temporelle (TPC). L'information tri-dimensionnelle qu'elle fournit facilite la reconnaissance des traces et permet la reconstruction d'événements à topologie complexe. La mesure du rayon de courbure des trajectoires permet la détermination de l'impulsion et de la charge des particules. L'extrapolation des traces vers la zone d'interaction fournit la position du vertex primaire et des vertex secondaires dus à la désintégration de particules éphémères (ayant un temps de vie $\tau \sim 10^{-13}$ sec). Toute cette reconstruction s'effectue en combinant les informations fournies par la TPC et par d'autres détecteurs de trace de dimensions plus modestes, à savoir : le microdétecteur de vertex (MVTX), le détecteur interne (ID), le détecteur externe (OD) et les chambres vers l'avant (FCA et FCB).

Entre la TPC et le OD pour le tonneau et entre les chambres FCA et FCB dans les bouchons, on trouve les détecteurs Cherenkov à focalisation annulaire (BRICH et FRICH). Ce détecteur faisant appel à des techniques de pointe permet l'identification, par la mesure de leur vitesse, des hadrons chargés tels que pion, kaon et proton. Il représente une des particularités essentielles de DELPHI.

La détection des électrons, photons et pions neutres est accomplie par le calorimètre électromagnétique. La composante centrale de ce calorimètre, située à l'intérieur de l'aimant supraconducteur, est du type 'High-density Projection Chamber' (HPC), application novatrice du concept de chambre à projection temporelle à un calorimètre. La composante avant (FEMC) est basée sur la technique plus classique du verre au plomb.

On trouve à l'extérieur de l'aimant le calorimètre hadronique, utilisé pour l'absorption et la mesure de l'énergie des hadrons chargés et neutres. Ce calorimètre (HCAL) est réalisé en équipant la culasse de fer de l'aimant avec des plans de tubes à dard. Les bouchons contiennent eux aussi un calorimètre hadronique, de même facture.

Sur la surface interne du calorimètre hadronique dans le cas du tonneau et à l'extérieur de celui-ci pour les bouchons, est disposée une couche de scintillateurs, dénommée respectivement TOF et HOF. Ces scintillateurs sont principalement utilisés pour fournir des

informations rapides au système de déclenchement sélectif de l'acquisition de données.

Vu la quantité de matière contenue dans le calorimètre hadronique, les seules particules chargées capables de traverser celui-ci sans être absorbées sont les muons. Des chambres à dérive sont disposées dès lors à la périphérie de DELPHI pour identifier ces muons, aussi bien pour la partie centrale (MUB) que pour les bouchons (MUF).

Finalement, des moniteurs de luminosité (SAT et VSAT) sont installés autour de la chambre à vide de l'accélérateur à quelques mètres du point d'interaction. Ils sont destinés à mesurer avec précision la luminosité du LEP, mesure indispensable à l'obtention de sections efficaces précises.

Dans la suite de ce chapitre, nous passerons en revue les caractéristiques et les performances principales de chaque élément. Le lecteur intéressé pourra en trouver une description plus détaillée dans la référence [2.5] et consulter les tableaux 2.2 et 2.3 pour obtenir leurs spécifications techniques. Pour décrire le détecteur DELPHI, nous utiliserons un système de coordonnées où l'axe Z est dirigé suivant le faisceau d'électrons, le rayon R et l'angle azimuthal Φ sont mesurés dans le plan (X,Y) perpendiculaire à ce même axe et l'angle polaire θ est nul sur l'axe Z (figure 2.5).

2.2.3 La bobine supraconductrice

L'aimant de DELPHI est un solénoïde supraconducteur de 7,4 m de long et dont le diamètre intérieur est de 5,2 m. Construit à partir d'un enroulement de filaments Nb-Ti, il produit dans la partie centrale du détecteur un champ magnétique de 1,2 Tesla, parallèle aux faisceaux. Ce champ est hautement uniforme, particulièrement dans le volume de la TPC, où sa composante longitudinale vaut $B_z = (12334 \pm 10)$ G et sa composante radiale reste inférieure à 5 G (figure 2.6).

2.2.4 Les détecteurs de trace

Le microdétecteur de vertex (MVTX)

Le microdétecteur de vertex est constitué de 3 cylindres concentriques en quartz recouverts de micro-rubans de diodes au silicium (figure 2.7). Ces cylindres couvrent la partie centrale de

Tableau 2.2 : Spécifications techniques des détecteurs de trace.

Composant	Acceptance			Nbre de pts par trace	Resol. par pts (σ , mm)
	R (cm)	Z (cm)	θ ($^\circ$)		
MVTX	9/11/13	12	37-143	3 R Φ	R Φ :0,007
ID-jet -trig.	11,8-22,3 23-28	40 ≤ 50	17-163 30-150	24 R Φ 5 (R Φ , Z)	R Φ :0,11 Z: < 1
TPC	35-111	≤ 134	20-160	16 R Φ , 192 Z	R Φ :0,23; Z:0,9
OD	198-216	≤ 232	43-137	5 R Φ , 3 Z	R Φ :0,11; Z:44
FCA	30-103	155-165	11-33	2 (x, u, v)	x, u, v:0,3
FCB	53-195	267-283	11-35	4 (x, u, v)	x, u, v:0,25
MUB	445,485	≤ 185	52-128	4 (R Φ , Z)	R Φ :4 ; Z:25
MUF	70-460	463,500	9-43	4 (X, Y)	X, Y:3,0

Tableau 2.3 : Spécifications techniques des calorimètres.

Composant	Acceptance			Granularité
	R (cm)	Z (cm)	θ ($^\circ$)	
HPC	208-260	≤ 254	43-137	Φ - 1° ; Z : 4 mm R : 9 échantillons
FEMC	46-240	284-340	10-36.5	Φ - 1° ; θ - 1°
SAT	10-36	233-285	2,5-7,7	Φ -7,5°, 15°; θ -0,7°
VSAT	6-9	770	5-7 mrad	
HCAL-centr. -avant	320-479 65-460	< 380 340-489	10-170	Φ : 3,75°; θ : 3,0° Φ : 3,75°; θ : 2,6°

DELPHI ($37^\circ < \theta < 143^\circ$) et permettent d'obtenir avec une précision de l'ordre de $7 \mu\text{m}$ les coordonnées $R\Phi$ de jusqu'à 3 points situés très près du lieu d'interaction. Ceci permet une reconstruction précise du vertex primaire ainsi que des vertex secondaires des désintégrations de particules éphémères, telles que celles contenant des saveurs lourdes comme le quark b par exemple. Ce système se révèle également très utile pour améliorer la résolution en $R\Phi$ de trajectoires ne laissant que des traces courtes dans la TPC.

Le détecteur interne (ID)

Le détecteur interne est situé entre le microdétecteur de vertex et la TPC. Il est divisé en deux parties concentriques : une chambre à dérive multifils possédant une géométrie de type chambre à jets et un ensemble de 5 couches de plans de fils.

La chambre à jets est divisée en 24 secteurs, chacun étant muni d'un plan de 24 fils de lecture parallèles à l'axe principal du cylindre (figure 2.8a). Les électrons produits par le passage d'une particule chargée dérivent dans un gaz $\text{CO}_2/\text{C}_4\text{H}_{10}/\text{C}_3\text{H}_7\text{OH}$ (94,85/4,5/0,65 %), la mesure de leur temps de dérive permettant d'obtenir jusqu'à 24 coordonnées $R\Phi$ le long d'une trajectoire et ceci avec une précision typique de $90 \mu\text{m}$ par point (figure 2.8b). Ces informations sont utilisées pour le système de déclenchement sélectif au premier niveau ainsi que lors de la reconstruction des trajectoires, notamment pour séparer les particules provenant d'un même jet et pour extrapoler les traces vers le vertex.

La seconde partie du détecteur, appelée partie 'trigger', est formée de 5 chambres multifils concentriques. Chacune de ces chambres renferme 192 fils de lecture espacés de 8 mm et 192 bandes cathodiques annulaires (figure 2.8a). Le gaz utilisé est un mélange Argon/ CO_2 (70/30 %). Outre son utilité pour le système de déclenchement, cette partie du détecteur interne autorise la levée de l'ambiguïté gauche-droite dans la partie jet, par la lecture des fils, et fournit, grâce aux rubans cathodiques, la coordonnée z des points d'impact avec une précision de l'ordre de 1 mm. L'efficacité de déclenchement sur une particule isolée traversant cette partie du détecteur interne est supérieure à 95 %.

La chambre à projection temporelle (TPC)

La chambre à projection temporelle se présente sous l'aspect d'un cylindre de 2,72 m de long et 120 cm de rayon externe entourant le tube à vide du faisceau (figure 2.9). Son volume est séparé en deux parties par une électrode centrale située en $Z=0$ et est rempli d'un mélange gazeux argon/méthane (80/20 %) à la pression atmosphérique. Cette électrode est portée à une tension de -20 kV, produisant un champ électrique uniforme parallèle au faisceau. Les électrons libérés au passage d'une particule chargée dans le volume gazeux dérivent dès lors vers les extrémités du cylindre avec une vitesse de dérive de l'ordre de 7 cm/ μ s. Sur chacune des extrémités de la TPC sont fixées 6 chambres proportionnelles multifils, destinées à collecter les charges produites par l'ionisation primaire et couvrant chacune un secteur de 60° en ϕ . Chaque chambre contient 192 fils de lecture parallèles et une cathode découpée en damier. Les éléments sensibles de cette dernière sont au nombre de 1680, tous d'une surface identique de $7,5 \times 8 \text{ mm}^2$ et regroupés en 16 rangées circulaires. Les fils de deux chambres contiguës sont inclinés de 60° les uns par rapport aux autres.

La lecture des fils permet de déterminer le temps de dérive des électrons, c'est-à-dire la position en Z de l'ionisation primaire. La lecture de la cathode est utilisée pour fixer la position en $R\phi$. Les chambres multifils fonctionnant en mode proportionnel, on peut utiliser la charge collectée sur les fils sensibles pour déterminer la perte d'énergie dE/dx de la particule, contribuant ainsi en partie à son identification.

Malgré quelques phénomènes de distortion systématique affectant la localisation des traces, le fonctionnement de la TPC s'est avéré satisfaisant depuis le démarrage du LEP. Les résolutions obtenues sur la reconstruction en espace sont actuellement de 180 à 280 μ m en $R\phi$, dépendant de ϕ , et de 0,9 mm en Z . La résolution sur la perte d'énergie dE/dx est de 6,2 % pour des muons de 45 GeV et 7,5 % pour des pions ayant une énergie comprise entre 280 et 400 MeV.

Le détecteur externe (OD)

Le détecteur externe est composé de 24 modules de 4,7 m de long situés parallèlement à l'axe des faisceaux à un rayon de 2 m du point d'interaction. Chaque élément contient 145 tubes à dérive fonctionnant

en mode à dard limité et superposés en 5 couches décalées d'un demi tube l'une par rapport à l'autre. La lecture du temps de dérive, réalisée pour chaque tube, fournit la coordonnée $R\Phi$ du point d'impact. La mesure du temps d'arrivée de l'impulsion anodique aux deux extrémités du fil d'anode permet d'obtenir la coordonnée Z. Cette dernière mesure ne s'effectue que pour 3 couches sur 5 de chaque module.

Ce dispositif ne couvre que la partie centrale du détecteur, pour des angles polaires compris entre 43° et 137° . Il permet d'obtenir jusqu'à 5 coordonnées $R\Phi$ et 3 coordonnées Z le long d'une trajectoire avec des précisions respectives de $110 \mu\text{m}$ et $4,4 \text{ cm}$. Outre leur utilisation pour le système de déclenchement sélectif, ces informations permettent d'améliorer de manière significative la détermination de la trajectoire des particules, améliorant ainsi la connaissance de leur impulsion et de leur charge.

Les chambres vers l'avant A et B (FCA, FCB)

Les chambres multifils vers l'avant A et B permettent d'améliorer la reconstruction de la trajectoire des particules émises avec un angle polaire compris entre 11° et 33° (169° et 147° dans l'autre hémisphère). Les informations fournies par ces chambres sont également utilisées dès le premier niveau du système de déclenchement.

Les chambres A sont fixées sur les deux extrémités de la TPC. Chaque côté comporte 6 plans de fils, groupés par deux, les fils de chaque groupe formant un angle de 120° par rapport aux précédents. Les plans de fils sont constitués de tubes plastiques conducteurs de section carrée ($15 \times 15 \text{ mm}^2$) munis chacun d'un fil d'anode et fonctionnant en mode à dard limité. Sur une face de chaque plan sont installés des rubans cathodiques inclinés de $\pm 60^\circ$ par rapport aux fils d'anode, permettant une meilleure localisation des points d'impact. L'étude des performances de ces chambres au LEP a montré une résolution spatiale de $300 \mu\text{m}$ par plan de fils (figure 2.10a) et une efficacité anodique de 95 % par double plan.

Les chambres B sont quant à elles situées dans les bouchons, entre le compteur Cherenkov et le calorimètre électromagnétique. Elles possèdent une structure similaire à celle des chambres A avec cette fois 12 plans de fils, les fils de chaque groupe de 2 plans étant inclinés de 120° par rapport aux autres. Les fils d'anode d'un plan sont distants l'un de l'autre de $1,1 \text{ cm}$, en étant séparés par les fils

de champs. Ce sous-détecteur permet d'obtenir des informations sur les particules émises vers l'avant avec une résolution spatiale de 290 μm (figure 2.10b) et une efficacité de détection de 80 % en moyenne par plan, en incluant les effets des espaces morts.

Performance de la trajectographie

La reconstruction des trajectoires des particules chargées émises dans la région centrale de DELPHI ($43^\circ < \theta < 137^\circ$) se base sur la combinaison des informations fournies par le MVTX, le ID, la TPC et le OD. Cette combinaison d'éléments de trace permet d'obtenir une précision σ_p/p de 4,7 % sur l'impulsion de muons de 45,6 GeV. Pour des muons de même énergie émis vers l'avant ($20^\circ < \theta < 35^\circ$), une précision σ_p/p de 7,5 % s'obtient en combinant cette fois le ID, la TPC et les chambres FCA et FCB. Cette résolution s'améliore lorsque l'impulsion de la particule diminue, comme le montre la figure 2.11.

2.2.5 Les compteurs Cherenkov (BRICH et FRICH)

Pour permettre une identification optimale des hadrons chargés émis lors d'une interaction e^+e^- , la collaboration DELPHI a fait appel à une technique d'avant-garde, à savoir un compteur Cherenkov à focalisation annulaire (RICH). Ce détecteur repose sur l'effet Cherenkov qui permet de déterminer la vitesse d'une particule chargée par la mesure de l'angle d'émission de la radiation Cherenkov par rapport à sa ligne de vol. Ce rayonnement n'est utilisable que pour des particules dont la vitesse dans le milieu traversé est supérieure à la vitesse de la lumière dans ce même milieu. En combinant la vitesse d'une particule chargée, obtenue par le compteur Cherenkov, et son impulsion, fournie par la reconstruction de sa trajectoire, on peut en déduire sa masse et par là même l'identifier. Par cette méthode, on estime pouvoir séparer les pions et les kaons jusqu'à des impulsions de 18 GeV/c, les kaons et les protons jusqu'à 33 GeV/c, ceci dans la partie centrale du détecteur. Pour les parties avant/arrière de DELPHI, ces séparations pourront s'effectuer jusqu'à 30 et 50 GeV/c respectivement.

La structure du compteur RICH du tonneau (BRICH) est représentée sur la figure 2.12a. L'enveloppe extérieure du détecteur est un double cylindre de 350 cm de long avec un diamètre intérieur de

246 cm et 394 cm de diamètre extérieur. Ce cylindre est divisé en deux moitiés par une paroi centrale de soutien. Il renferme deux milieux radiateurs différents, couvrant chacun un domaine d'énergie différent. Le premier est constitué d'une couche de 10 mm de fréon liquide C_6F_{14} tandis que le deuxième contient du fréon gazeux C_5F_{12} . Les photons émis par rayonnement Cherenkov dans le milieu gazeux sont réfléchis par des miroirs paraboliques et focalisés en anneau au milieu de tubes à dérive. Les photons émis dans le fréon liquide ne nécessitent pas de système de focalisation particulier, vu la faible épaisseur de radiateur liquide traversé. Ces photons sont alors convertis en électrons dans des tubes à dérive contenant un mélange gazeux CH_4/C_2H_6 (75/25 %) auquel est ajouté du TMAE (tetrakis diméthylamino ethylene). Ces tubes, construits entièrement à partir de plaques de quartz transparentes aux radiations Cherenkov, fonctionnent en mode TPC : les électrons dérivent parallèlement à l'axe Z avant d'être détectés dans des chambres multifils proportionnelles situées à la périphérie du cylindre. La lecture des signaux anodiques et cathodiques de ces chambres, combinée à la mesure des temps de dérive des électrons, permet de reconstruire en 3 dimensions les points de conversion des photons originaux et d'en déduire les anneaux Cherenkov.

Durant l'année 1990, seul un demi-cylindre du BRICH était complètement équipé, la seconde moitié du détecteur ayant été installée à la fin de 1990. Il était entièrement opérationnel lors des prises de données de 1991. La figure 2.12b, qui représente une superposition des anneaux Cherenkov obtenus pour des muons cosmiques à partir du radiateur liquide, démontre son bon fonctionnement. L'accumulation de points au centre de l'anneau provient de l'ionisation directe provoquée par le passage des particules dans les tubes à dérive.

Dans les bouchons, les compteurs Cherenkov ont une structure sensiblement différente de ceux du tonneau. Comme le montre la figure 2.13a, chaque bouchon est doté de deux demi-cônes tronqués, chacun divisé en six secteurs. Un secteur (figure 2.13b) renferme 3 réservoirs de radiateur liquide (C_6F_{14}), un volume de radiateur gazeux rempli de C_5F_{12} et équipé de 5 miroirs de réflexion et focalisation, et une boîte de dérive en quartz munie sur ses côtés de deux chambres multifils proportionnelles. La priorité ayant été accordée à l'installation du RICH du tonneau, cet élément des bouchons n'est pas encore opérationnel, sa mise en fonctionnement étant prévue pour 1993.

2.2.6 Les calorimètres électromagnétiques (HPC et FEMC)

Le calorimètre électromagnétique de la partie centrale de DELPHI est basé sur une nouvelle technique dénommée chambre à projection de grande densité (HPC = High-density Projection Chamber). Celle-ci consiste à disposer au sein d'un volume de dérive des rubans de plomb repliés en accordéon et servant de convertisseur assurant le développement de la gerbe électromagnétique (figure 2.14a). Ils sont également utilisés comme cage électrique, produisant un champ de dérive d'environ 100 V/cm parallèle au champ magnétique. Les électrons provenant de l'ionisation due aux gerbes électromagnétiques dérivent vers une chambre multifils proportionnelle. La cathode de ces chambres est découpée en un damier, ce qui permet de déterminer les coordonnées radiales et azimuthales des charges collectées. La mesure du temps de dérive des électrons assure quant à elle la connaissance de la position en Z de l'ionisation primaire.

L'ensemble de la HPC comprend 144 modules disposés en 24 rangées de 6 modules alignés le long de Z. Un module est représenté sur la figure 2.14a tandis que la structure en damier de la cathode d'une chambre multifils est schématisée sur la figure 2.14b. Cette segmentation permet d'obtenir une granularité de 1° en azimuth. Ce calorimètre possède une épaisseur totale de 18 longueurs de radiation X_0 . Un plan de scintillateurs est également inséré au milieu de chaque module après une épaisseur de plomb de $4,5 X_0$. Ces scintillateurs participent à la prise de décision du système de déclenchement sélectif au premier niveau.

L'utilisation de la HPC comme calorimètre électromagnétique du tonneau de DELPHI fournit une image tridimensionnelle des charges induites par les gerbes électromagnétiques, avec une haute granularité pour toutes les coordonnées de l'espace. Cette granularité (4mm en Z, 1° en Φ) est obtenue tout en gardant un nombre acceptable de canaux de lecture électroniques (18000 au total). La résolution en énergie s'établit typiquement autour de $\sigma_E/E = (23/\sqrt{E} + 1,1) \%$, résultat obtenu lors des tests prototypes. Ces mêmes tests ont également permis de démontrer que la précision de reconstruction de l'axe d'une gerbe électromagnétique était de $(36/\sqrt{E} + 2,5)$ mrad en θ et $(97/\sqrt{E} + 10)$ mrad en Φ .

Dans les bouchons, le calorimètre électromagnétique (FEMC) a l'aspect de deux disques de 5 m de diamètre regroupant un total de 9064

blocs de verre au plomb. Chacun de ces blocs a la forme d'une pyramide tronquée dirigée vers le point d'interaction avec un léger décalage de 3° . D'une épaisseur de $20 X_0$, ils couvrent chacun une zone angulaire de $1^\circ \times 1^\circ$. L'étude des événements Bhabha² montre que la résolution en énergie est de 4 % pour des électrons de 45 GeV. La position des gerbes électromagnétiques peut également s'obtenir avec une bonne précision, la dispersion sur la différence entre les angles polaires des électrons et positons d'événements Bhabha étant de 5,2 mrad.

2.2.7 Le calorimètre hadronique (HCAL)

Le calorimètre hadronique est constitué par la culasse de retour de l'aimant de DELPHI, équipée de tubes fonctionnant en mode à dard limité. Il se divise en 24 secteurs, aussi bien dans la partie tonneau que dans les bouchons, chacun contenant 20 couches (19 dans les bouchons) de tubes à dard insérés entre des plaques de fer de 5 cm d'épaisseur. Ces tubes à dard ($9 \times 9 \text{ mm}^2$) sont formés par une cathode plastique dont la surface est recouverte d'un vernis graphite pauvrement conducteur. Les charges produites dans ces tubes sont collectées sur des électrodes extérieures en cuivre. Dans le tonneau, ces signaux sont regroupés en petit secteurs (appelés tours) sous-tendant une région angulaire de $\Delta\phi = 3,75^\circ$, $\Delta\theta = 2,96^\circ$ et contenant 5 couches adjacentes de tubes à dard. Pour les bouchons, une tour regroupe 4 ou 7 couches et couvre une région $\Delta\phi = 3,75^\circ$, $\Delta\theta = 2,62^\circ$. La figure 2.15 montre la structure en tours du HCAL.

Ce calorimètre hadronique assure la détection des particules hadroniques chargées et neutres ainsi que la mesure de leur énergie. L'étude des performances de ce détecteur au LEP montre une résolution en énergie σ_E/E de l'ordre de $120 \text{ } \%/ \sqrt{E}$. Ce calorimètre permet également d'identifier les muons avec une efficacité de près de 80 %. Ceux-ci déposent au sein du calorimètre une énergie correspondant à une particule au minimum d'ionisation, sans entraîner la formation d'une gerbe hadronique.

2. On désigne par ce terme les interactions du type $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$.

2.2.8 Les scintillateurs (TOF et HOF)

Entre la bobine supraconductrice et le calorimètre hadronique du tonneau est installée une couche simple formée de 172 scintillateurs de dimensions $355 \times 19 \times 2 \text{ cm}^3$. Ceux-ci couvrent la région centrale comprise entre $\theta = 41^\circ$ et $\theta = 139^\circ$. Munis de photomultiplicateurs à leurs deux extrémités, ils permettent de localiser avec une précision $\sigma_z = 20 \text{ cm}$ le point de passage d'une particule et de déterminer son temps de passage avec une précision de $\sigma_t = 1,2 \text{ ns}$. Ces scintillateurs sont utilisés dans le système de déclenchement sélectif pour détecter des interactions e^+e^- ainsi que des muons cosmiques. Lors de l'analyse différée des données, ils permettent de rejeter les événements parasites constitués par ces mêmes rayons cosmiques.

Des scintillateurs sont également insérés dans les bouchons, entre la surface externe du calorimètre hadronique et le dernier plan des chambres à muons. Le plan de scintillateurs est découpé en quadrants, chacun regroupant 28 compteurs disposés comme le montre la figure 2.16. L'information recueillie, un signal par quadrant, participe au système de déclenchement sélectif des muons (§2.2.11). Cet hodoscope s'avère également indispensable pour la détection du halo de muons parallèles aux faisceaux, utilisés pour l'alignement et la calibration des détecteurs des bouchons (chapitre 5).

2.2.9 Les chambres à muons (MUB et MUF)

L'identificateur de muons de DELPHI est constitué de deux couches de détection destinées à localiser les particules chargées le traversant et à fournir leur direction de vol. La première couche de détection est située dans une enclave aménagée au sein de la culasse de l'aimant, après une épaisseur approximative de 90 cm de fer. La seconde couche est placée à la périphérie du détecteur DELPHI, après une épaisseur supplémentaire de 20 cm de fer. Ces deux couches de détection sont constituées de chambres à dérive d'environ 4 m de long sur 20 cm de large et 3 cm d'épaisseur. Ces chambres, construites à partir d'un tube en aluminium extrudé, sont munies d'un seul fil d'anode tendu au milieu de la chambre le long de l'axe de symétrie principal. Face à ce fil d'anode est disposée une ligne à retard plate de type solénoïdale. La mesure du temps de dérive des électrons créés au passage d'une particule chargée permet de déterminer la distance séparant le fil

d'anode du point d'impact de la particule. Quant à la position de ce point d'impact le long du fil, elle est donnée par la mesure des temps de propagation du signal induit sur la ligne à retard vers ses deux extrémités.

Suite à la géométrie très différente du tonneau et des bouchons de DELPHI, l'identificateur de muons y possède une structure différente : la partie située dans le tonneau est dénommée MUB et celle dans les bouchons, MUF.

Les chambres à dérive du MUB sont disposées parallèlement aux faisceaux du LEP. Chacune des deux couches de détection est divisée en modules, la moitié d'entre eux couvrant l'hémisphère $Z > 0$ du tonneau (correspondant à $52^\circ < \theta < 90^\circ$) et l'autre moitié la partie $Z < 0$ ($90^\circ < \theta < 128^\circ$). Chaque module couvre approximativement un secteur de 15° en Φ et renferme deux ou trois couches de chambres à dérive parallèles, décalées d'une demi-largeur de chambre l'une par rapport à l'autre pour permettre de résoudre l'ambiguïté gauche-droite (figure 2.17a). Le détail de la disposition des chambres au sein des deux couches de détection est représenté sur la figure 2.18. La couche intérieure, située dans la culasse de l'aimant, se compose de 2×24 modules. Chacun de ces modules comprend trois couches de chambres à dérive, la couche supérieure constituant une réserve non équipée d'électronique de lecture. La couche de détection extérieure au calorimètre hadronique est divisée en deux séries de 2×24 modules se recouvrant partiellement, les uns étant appelés modules extérieurs et les autres, modules périphériques. L'espace libre compris entre deux modules extérieurs est réservé au passage des câbles de lecture et d'alimentation des détecteurs du tonneau. Suite à la disposition des chambres à dérive, la mesure du temps de dérive des électrons fournit la coordonnée $R\Phi$ des points d'impact des muons tandis que les temps mesurés aux deux extrémités de la ligne à retard permettent de reconstruire la coordonnée Z .

Dans les bouchons, les deux couches de détection couvrent chacune une surface plane de $\sim 9 \times 9 \text{ m}^2$, de manière à assurer une bonne identification des muons dans les zones $9^\circ < \theta < 43^\circ$ et $137^\circ < \theta < 171^\circ$. Chaque plan de détection est formé de quatre modules carrés appelés quadrants et composés chacun de deux couches de 22 chambres à dérive croisées à angle droit, les fils d'anode de ces chambres étant parallèles aux axes X et Y de DELPHI (figure 2.19). La disposition de ces chambres à dérive permet de déterminer les coordonnées X et Y des points d'impact des muons à partir de la mesure des temps de dérive.

Les lignes à retard équipant les chambres sont utilisées pour lever l'ambiguïté gauche-droite en dérive (figure 2.17b). Comme le montre la figure 2.19, les quadrants sont construits de manière à permettre l'existence d'une surface carrée vide de $170 \times 170 \text{ cm}^2$ dans la région des faisceaux. Celle-ci est nécessaire pour contenir la structure de support du bouchon ainsi que les instruments entourant le tube à vide, les aimants quadrupolaires supraconducteurs notamment.

Les chambres à dérive équipant l'identificateur de muons sont également différentes selon qu'il s'agisse de la composante MUB ou MUF.

Le corps des chambres à dérive équipant la partie centrale est un tube en aluminium extrudé de 3,65 m de long sur 20,8 cm de large et 2,6 cm d'épaisseur. L'unique fil d'anode est tendu au milieu de ce tube tandis que sur les surfaces intérieures sont collées deux feuilles plastiques portant des rubans de cuivre régulièrement espacés constituant les cathodes (figure 2.20a). Face au fil de lecture, une des deux électrodes a été remplacée par une ligne à retard plate. Les cathodes sont portées à un potentiel positif croissant (500 V/cm) à mesure que l'on se rapproche de milieu de la chambre, la cathode centrale ainsi que la ligne à retard étant à un potentiel de + 5 kV. Le fil d'anode est lui porté à une tension de + 8 kV. Ces chambres à dérive fonctionnent en mode proportionnel avec un mélange gazeux composé d'argon (85,5 %), de méthane (8,5 %) et de CO_2 (6 %). La vitesse de dérive des électrons est de l'ordre de 4 cm/ μs tandis que la vitesse de propagation des signaux de la ligne à retard est de 550 cm/ μs . L'efficacité anodique d'une chambre individuelle est typiquement de 95 %. L'extrapolation de la trajectoire de muons de 45 GeV vers ces chambres permet d'estimer la résolution des chambres à dérive. Celle-ci est de 4 mm en $R\Phi$ et 2,5 cm en Z, comme l'indiquent les figures 2.21a et 2.21b respectivement.

Nous aurons l'occasion dans le chapitre 3 de revenir en détail sur les caractéristiques des chambres à dérive équipant le MUF. Signalons seulement ici que ces chambres fonctionnent en mode à dard limité, ce qui implique quelques différences notables au niveau de leur conception. Le gaz utilisé est un mélange composé de 70 % de CO_2 , 14,4 % d'argon et 14,4 % d'isobutane (iC_4H_{10}), auxquels s'ajoutent 1,2 % de vapeurs d'alcool isopropylique. Comme la différence de potentiel entre l'anode et la cathode centrale doit être plus importante en mode à dard limité qu'en mode proportionnel, la configuration des potentiels dans les chambres du MUF est différente de celle des chambres MUB : les

électrodes tapissant l'intérieur des chambres (figure 2.20b) sont portées à des potentiels négatifs tandis que la cathode centrale ainsi que la ligne à retard sont mises à la masse. Ceci permet de limiter la tension nécessaire sur le fil d'anode à ± 5 kV. L'étude des performances de ce détecteur, réalisée à l'aide du halo de muons parallèles aux faisceaux du LEP, a montré que la résolution spatiale des chambres est de l'ordre de 3 mm (cf. section 5.4.5).

L'identificateur de muons vers l'avant a été entièrement assemblé à Bruxelles par la collaboration belge participant à DELPHI, comprenant le laboratoire de l'UEM et l'IIHE, ce dernier regroupant les laboratoires de l'ULB, de la VUB et de l'UIA. Nous reviendrons donc en détail dans le chapitre 3 sur les principes qui nous ont guidés dans sa conception et sur sa structure interne. Nous consacrerons également les chapitres 4 et 5 à l'étude détaillée de ses performances.

2.2.10 Les moniteurs de luminosité

Le SAT (Small Angle Tagger) est destiné à la mesure de la luminosité L par la détection d'événements Bhabha $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ pour de très petits angles polaires, de 43 à 135 mrad. Il est doté de deux calorimètres électromagnétiques disposés symétriquement à une distance de $\sim 2,5$ m du point d'interaction. Ces calorimètres de forme cylindrique consistent en un empilement de feuilles de plomb de 0,9 mm d'épaisseur, alternées avec des couches de fibres plastiques scintillantes possédant un diamètre de 1 mm. Ces dernières sont alignées parallèlement à l'axe du faisceau et sont rassemblées, à l'arrière du calorimètre, en 144 paquets par demi-cylindre. Chaque paquet de fibre est relié à une photodiode circulaire ayant une surface sensible de 1 cm^2 . La disposition géométrique des paquets de fibres à l'intérieur d'un quart de cylindre est représentée sur la figure 2.22a. Ce calorimètre possède une épaisseur totale correspondant à 28 longueurs de radiation et permet de déterminer l'énergie d'un électron incident avec une résolution

$$\frac{\sigma_E}{E} = \left(\sqrt{1,2^2 + 11,4^2/E} + 2,3 \right) \% \quad (2.1)$$

Pour une détermination optimale de la luminosité, la connaissance précise du rayon interne de la zone d'acceptance est primordiale. A cet effet, un masque de plomb de $10 X_0$ a été disposé en face d'un des

deux calorimètres, comme l'indique la figure 2.22b. Sa surface extérieure de forme conique permet de fixer le rayon interne d'acceptance avec une précision supérieure à 100 μm . La détermination de la luminosité à l'aide du SAT est entachée dès lors d'une erreur expérimentale totale de 0,8 % en 1990 [1.15].

Complémentaire au SAT, le VSAT (Very Small Angle Tagger) est destiné à une vérification rapide de la luminosité et des conditions d'opération de l'accélérateur. A une distance $Z = \pm 7,7$ m sont disposés de chaque côté de la zone d'interaction deux calorimètres parallélépipédiques ($10 \times 3 \times 5$ cm^3). Chaque calorimètre est un empilement de plaques de tungstène en alternance avec des détecteurs au silicium, assurant la mesure de l'énergie d'une particule incidente de 45 GeV avec une précision de 5 %.

2.2.11 Le système de déclenchement sélectif

La fréquence maximale avec laquelle l'ensemble des données d'un événement peut être traité par le système d'acquisition de DELPHI et écrit sur un disque de mémoire vive, est de l'ordre de 3 Hertz. Vu la luminosité du LEP ($L \sim 10^{31}$ $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$) et la section efficace de l'interaction e^+e^- à une énergie de 90 GeV ($\sigma \sim 40$ nb), le taux d'interaction au sein de DELPHI est de l'ordre de 0,5 Hz, alors que la fréquence de croisement des faisceaux est elle de 45 kHz. Il est donc impératif de sélectionner les croisements susceptibles d'avoir conduit à une interaction e^+e^- avant d'enregistrer les données correspondantes sur disque. Cette sélection doit être rapide, de manière à créer un temps morts minimum dans l'acquisition. De plus, elle doit permettre de détecter pratiquement tous les types d'interactions e^+e^- possibles, avec une efficacité de près de 100 %. Elle s'opère à l'aide du système de déclenchement sélectif, plus couramment appelé "trigger".

Le trigger de DELPHI est organisé en plusieurs niveaux successifs amenés à prendre une décision à différents moments du cycle d'acquisition. Il a connu de profondes modifications depuis les premières prises de données en 1989, et nous nous contenterons de décrire brièvement sa structure en 1991, période sur laquelle porte notre analyse.

Le système de déclenchement sélectif est organisé en deux niveaux synchronisés avec l'instant de croisement des faisceaux, qui survient toutes les 22 μs et est dénommé BCO (Beam Cross Over). La

décision du premier niveau intervient 3 μ s après le BCO et repose uniquement sur les informations fournies par un nombre restreint d'éléments de détection. En cas de réponse négative de ce premier niveau, le détecteur est réinitialisé pour être prêt à enregistrer le prochain BCO, ce qui permet de ne pas créer de temps mort dans la prise de données. La décision du second niveau intervient quant à elle 39 μ s après le croisement des faisceaux, de manière à permettre la collecte des informations fournies par les détecteurs à long temps de dérive, la TPC et le MUF. Ce délai entraîne la perte d'un BCO pour chaque événement ayant été accepté par le premier niveau.

On distingue trois types de trigger :

- le trigger B1,
- le trigger PYTHIA premier niveau et
- le trigger PYTHIA second niveau.

Le trigger B1 n'intervient qu'au premier niveau du système de déclenchement et ne demande pas de confirmation du second niveau. Il est obtenu par un OU logique entre 16 signaux, chacun correspondant soit à un seul détecteur soit à une combinaison de plusieurs d'entre eux. Les détecteurs du tonneau utilisés pour former ces signaux sont le ID, le OD, les scintillateurs de la HPC et le TOF, chacun étant divisé en octants (4 octants pour $Z < 0$ et 4 pour $Z > 0$). Le tableau 2.4 reprend quelques-uns des signaux du trigger B1 ainsi formés. Pour les bouchons, les détecteurs utilisés sont les chambres vers l'avant (FCA et FCB), le FEMC et le HOF. Les informations fournies par ces détecteurs dans chaque bouchon sont combinées pour former le signal FWDMJ (Forward Majority). Les quadrants du HOF sont également utilisés pour fournir le signal HOBB, combinaison de deux quadrants dos-à-dos, et le signal HOHO, combinaison des quadrants se faisant face dans les deux bouchons, qui permet de détecter le passage d'un muon parallèle à l'axe des faisceaux (cf. chapitre 5).

Tableau 2.4 : Principaux signaux du trigger B1 dans le tonneau.

TOMJ : ≥ 2 octants TOF
HPMJ : ≥ 2 octants HPC
THMJ : ≥ 1 octant TOF et ≥ 1 octant HPC
SCOD : ≥ 1 octant TOF et ≥ 1 octant OD
IOMJ : ≥ 1 octant ID et ≥ 2 octants OD

Les triggers PYTHIA du premier et second niveau sont basés sur le schéma suivant :

- Les informations fournies par les différents détecteurs participant au système de déclenchement sont envoyées vers le module PYTHIA.
- Ces informations sont combinées pour former les signaux d'entrée effectifs de PYTHIA. Ces signaux sont au nombre de 120 au maximum pour chacun des deux niveaux. Au premier niveau, ils sont obtenus uniquement à partir des informations fournies par les détecteurs. Au second niveau, certains de ces signaux correspondent aux fonctions de décision calculées au premier niveau.
- Pour chacun des deux niveaux du trigger, les signaux d'entrée de PYTHIA servent à calculer 16 fonctions de décision. Au premier niveau, chaque fonction de décision correspond simplement à un OU logique entre différents signaux d'entrée. Au second niveau, certaines fonctions sont obtenues par un OU logique entre différents signaux d'entrée, d'autres sont basées sur une logique de majorité, au moins deux signaux d'entrée devant être activés parmi un ensemble donné, comprenant généralement une petite dizaine de signaux. Ces logiques de majorité permettent de corrélérer les informations fournies par différents détecteurs et rendent le système de déclenchement moins sensible au bruit de fond propre à un seul détecteur. Plus de détails sur les fonctions de décision utilisées en 1991 peuvent être trouvés dans la référence [2.8].
- Finalement, la décision finale des triggers PYTHIA du premier et du second niveau est obtenue en prenant le OU logique entre toutes leurs fonctions de décision respectives.

Différentes analyses ont démontré les excellentes performances du système de déclenchement sélectif en 1991. Ainsi, son efficacité pour les événements correspondant à la désintégration hadronique d'un boson Z^0 est égale à 100 % dans toute la région d'acceptance du détecteur DELPHI [2.8]. Pour les événements $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$, on obtient une efficacité moyenne égale à $99,85 \pm 0,04$ % dans la région angulaire $10^\circ < \theta < 170^\circ$ [2.9].

LEGENDE DES FIGURES

- Figure 2.1 : Vue d'artiste du tunnel LEP et des sites d'expérimentation souterrains situés sous la frontière franco-suisse près de Genève.
- Figure 2.2 : Schéma du complexe d'accélérateurs du CERN destiné à la production et à l'accélération des faisceaux avant injection dans le LEP.
- Figure 2.3 : Représentation schématique globale de la partie centrale de DELPHI et d'un de ses bouchons (voir texte pour la signification des abréviations).
1=MVTX, 2=ID, 3=TPC, 4=BRICH, 5=OD, 6=HPC, 7=aimant supraconducteur, 8=TOF, 9=HCAL, 10=MUB, 11=FCA, 12=SAT, 13=FRICH, 14=FCB, 15=FEMC, 16=MUF, 17=HOF.
- Figure 2.4 : Coupe longitudinale (a) et transversale (b) du détecteur DELPHI (un quart de l'ensemble) en montrant les différents composants.
- Figure 2.5 : Système de coordonnées $(X, Y, Z, R, \theta, \phi)$ de DELPHI.
- Figure 2.6 : Composante longitudinale (a) et composante radiale (b) du champ magnétique en fonction de la coordonnée Z et du rayon R .
- Figure 2.7 : Coupe transversale du microdétecteur de vertex (MVTX).
- Figure 2.8 : Le détecteur interne (ID) : (a) Coupe transversale ; (b) Distribution des résidus par fil en $R\phi$ dans la section chambre à jet.
- Figure 2.9 : Représentation schématique de la TPC.
- Figure 2.10 : Distribution des résidus obtenus dans les chambres FCA (a) et FCB (b) après ajustement des trajectoires.
- Figure 2.11 : Précision obtenue sur l'impulsion de particules chargées à partir de la combinaison des détecteurs de trace. Les lignes en trait plein résultent d'un calcul de simulation, les deux points correspondant aux précisions obtenues au LEP avec des muons de 45,6 GeV.
- Figure 2.12 : Compteur Cherenkov du tonneau (BRICH) : (a) Structure interne du détecteur ; (b) Superposition des anneaux obtenus avec le radiateur liquide pour des muons cosmiques.
- Figure 2.13 : Compteur Cherenkov vers l'avant (FRICH) : (a) Vue d'ensemble d'une moitié du détecteur présent dans un bouchon ; (b) Détails de la structure d'un secteur.

- Figure 2.14 : Calorimètre électromagnétique de la partie centrale de DELPHI (HPC) : (a) Vue d'ensemble d'un module de la HPC et détails de sa structure interne ; (b) Structure en damier de la cathode d'une chambre multifils de lecture.
- Figure 2.15 : Structure en tours du calorimètre hadronique.
- Figure 2.16 : Positionnement des scintillateurs au sein d'un quadrant du HOF.
- Figure 2.17 : Méthodes utilisées pour lever l'ambiguïté gauche-droite au sein des chambres à dérive du MUB (a) et du MUF (b).
- Figure 2.18 : Chambres à muons du tonneau (MUB) : (a) Disposition des modules de chambres à muons à la périphérie du calorimètre hadronique ; (b) Détails de l'organisation d'un secteur avec ses modules interne, externe et périphérique.
- Figure 2.19 : Disposition et structure interne des quadrants de l'identificateur de muons vers l'avant (MUF) au sein d'un plan de détection.
- Figure 2.20 : (a) Structure interne d'une chambre à muons du tonneau.
(b) Structure interne d'une chambre à muons des bouchons.
- Figure 2.21 : (a) Distribution en $R\Phi$ de la différence entre les coordonnées reconstruites au sein des chambres à dérive du MUB et celles obtenues par l'extrapolation de la trajectoire de muons de 45,6 GeV. L'ajustement gaussien donne une résolution $\sigma_{R\Phi} = 4,0$ mm, incluant les erreurs sur l'extrapolation.
(b) Distribution des résidus en Z : $\sigma_Z = 25$ mm.
- Figure 2.22 : Le SAT : (a) Disposition des paquets de fibres scintillantes au sein d'un quart de cylindre ; (b) Structure du masque de plomb disposé devant un cylindre du SAT pour permettre une détermination optimale du rayon interne d'acceptance.

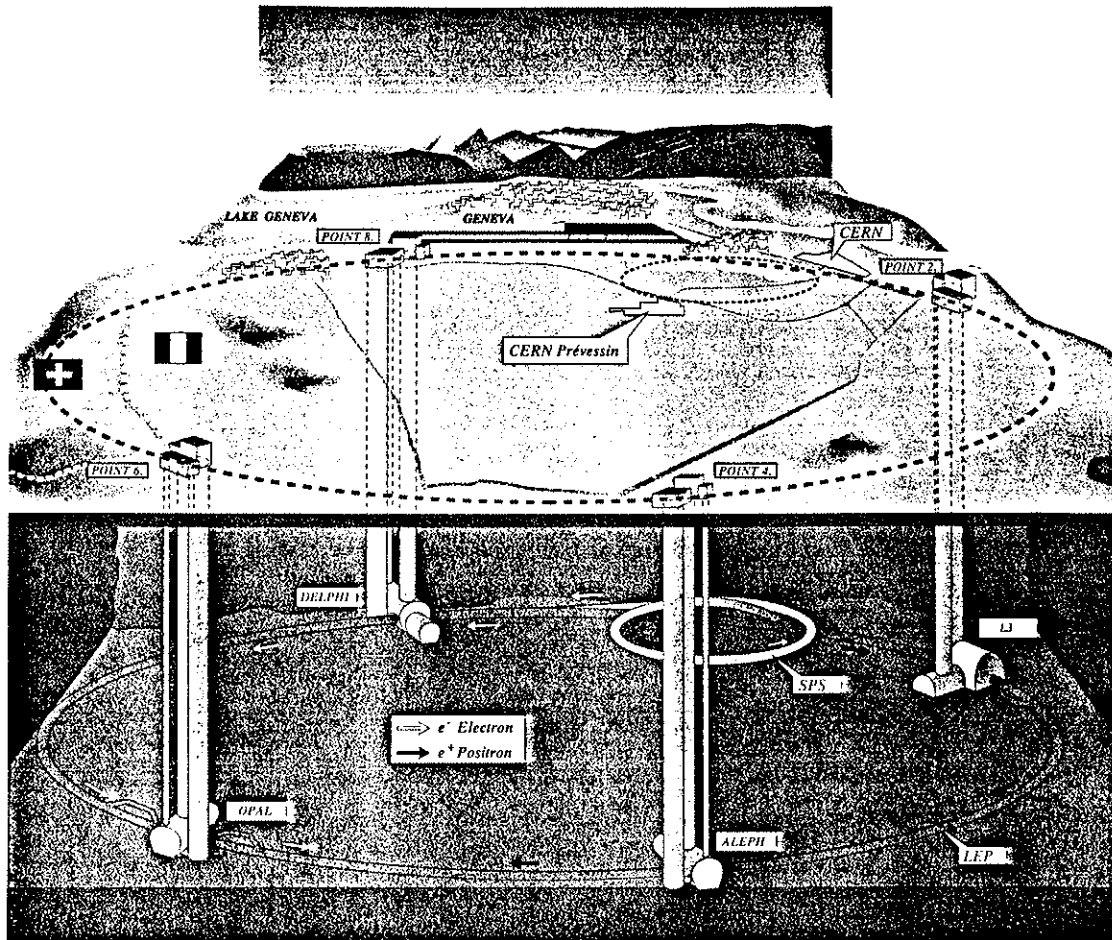


Figure 2.1

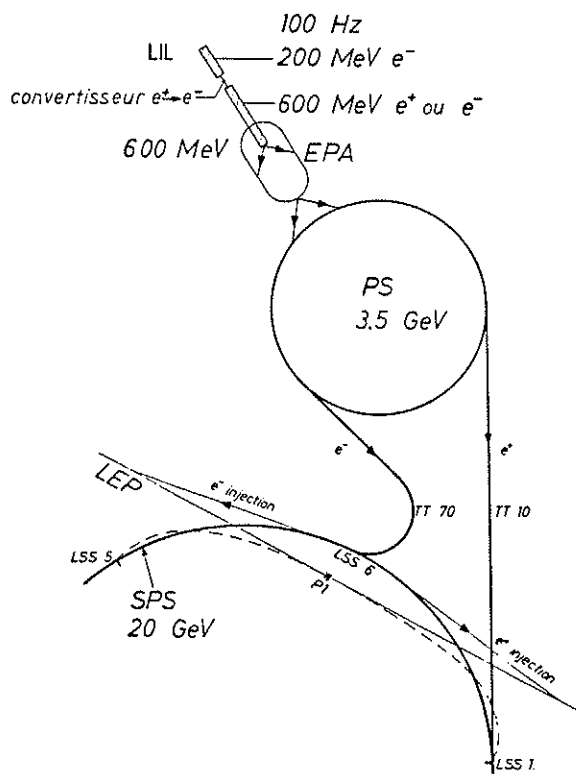


Figure 2.2

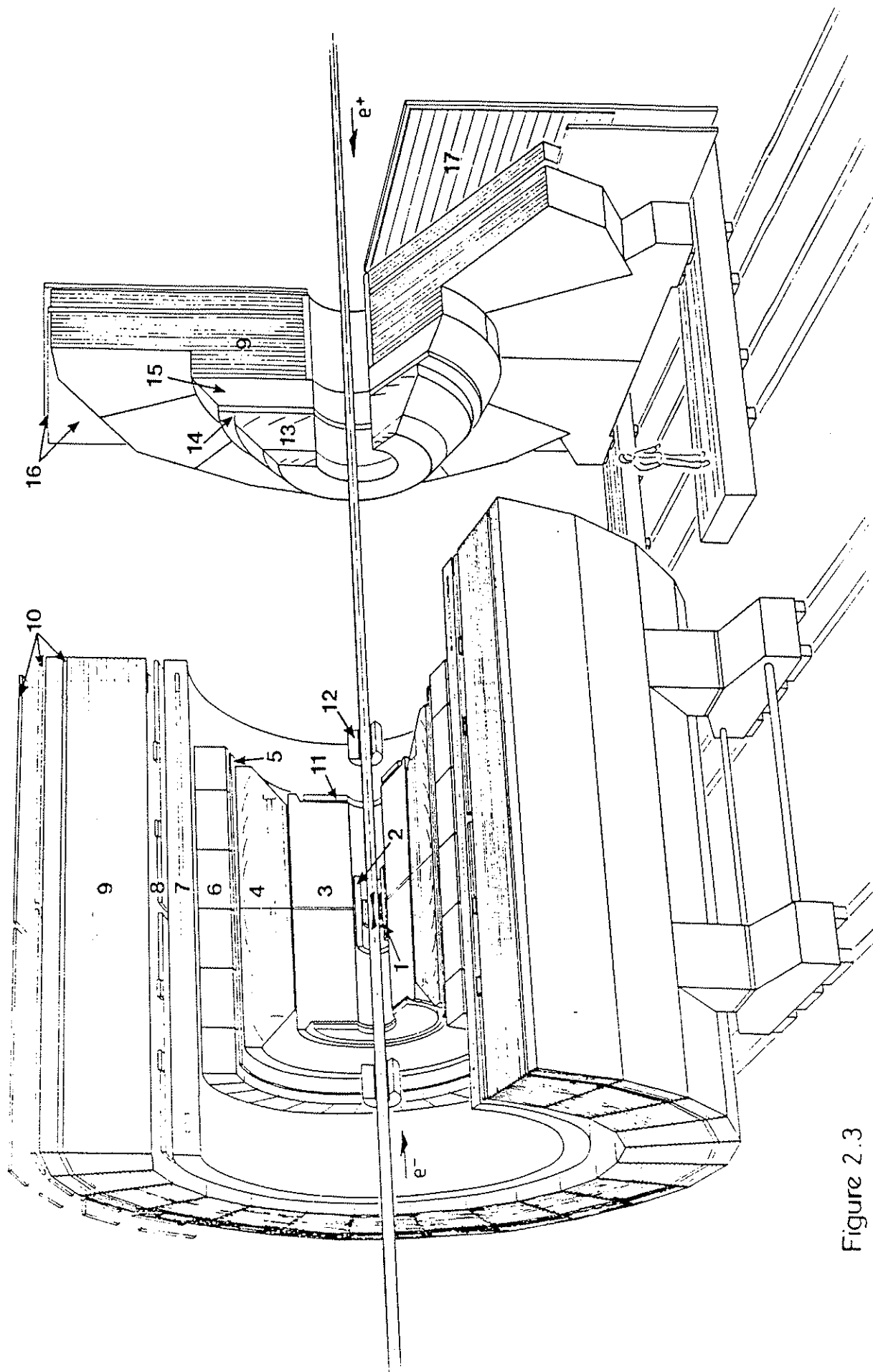
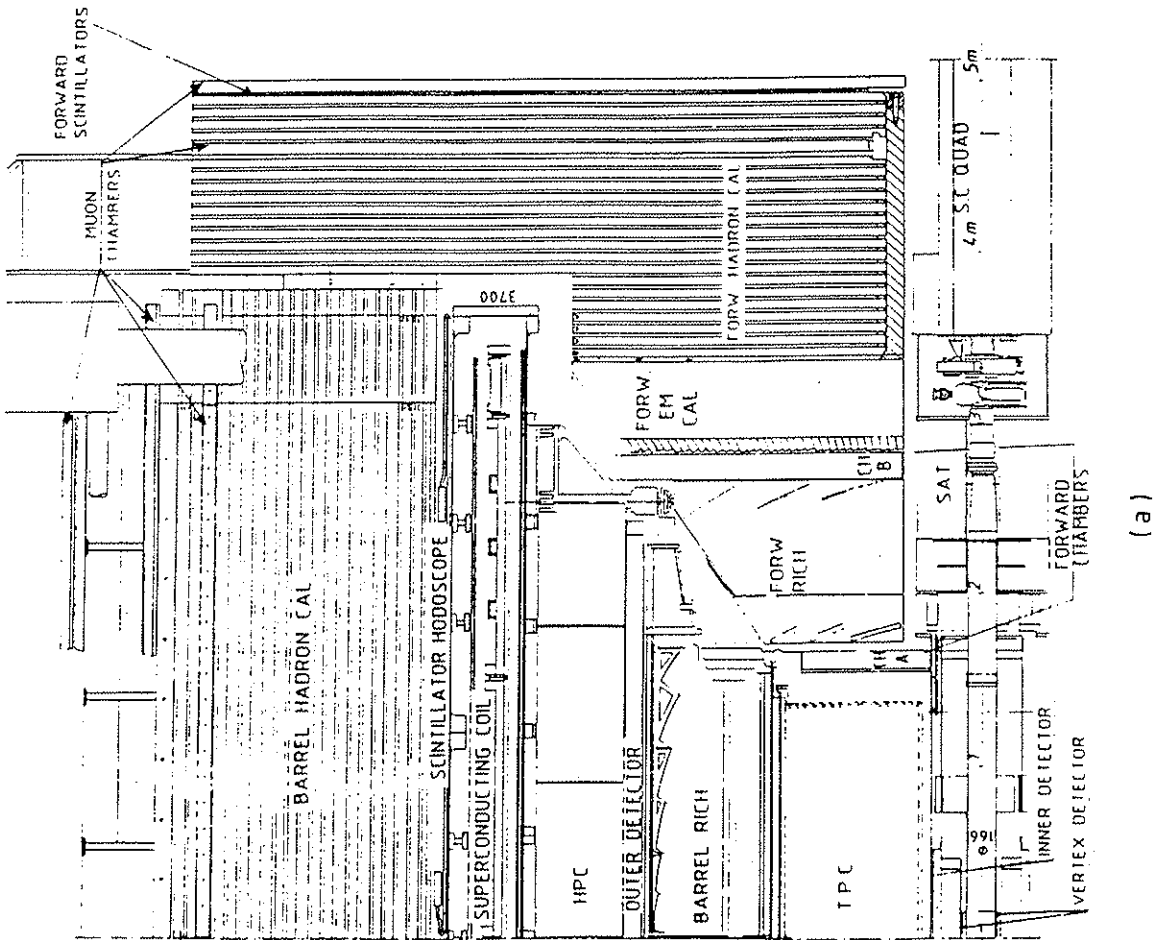
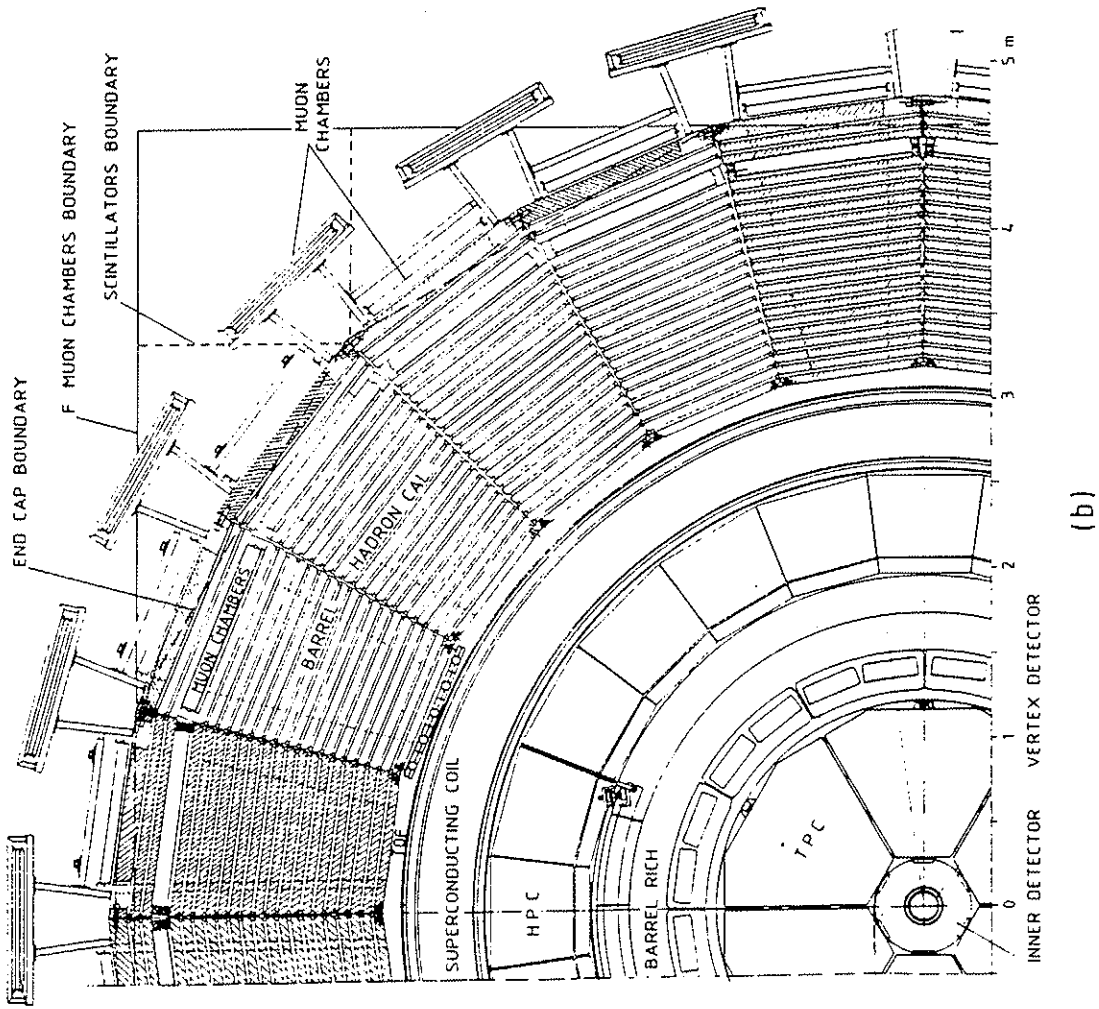


Figure 2.3



(a)



(b)

Figure 2.4

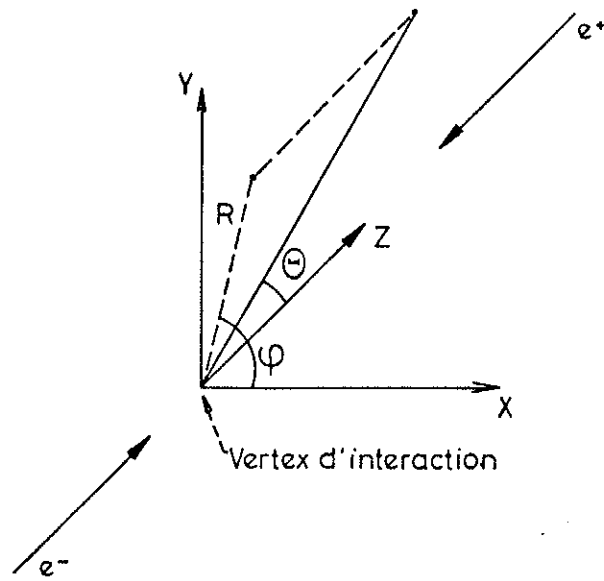


Figure 2.5

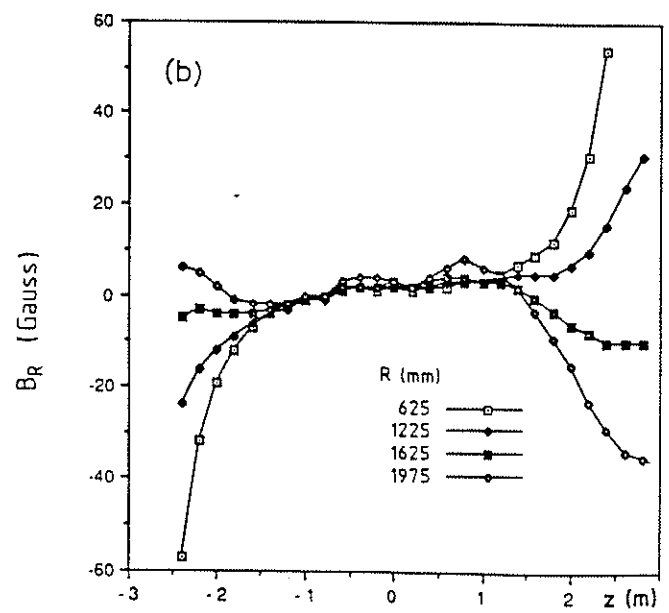
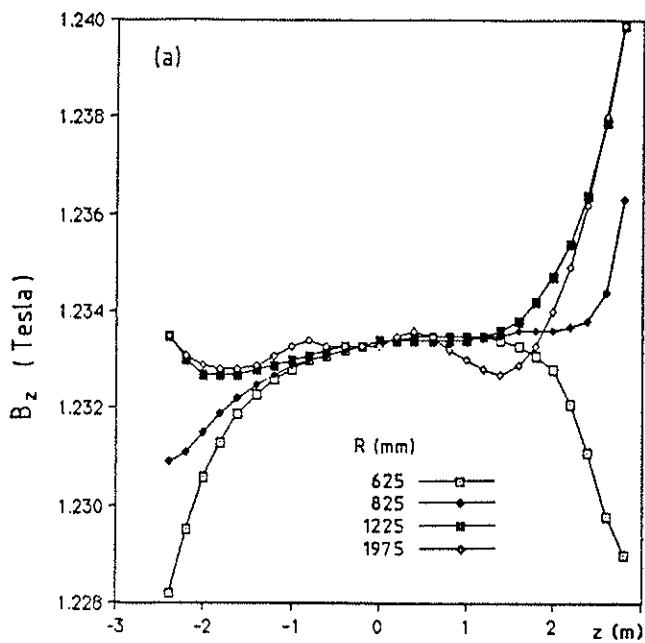


Figure 2.6

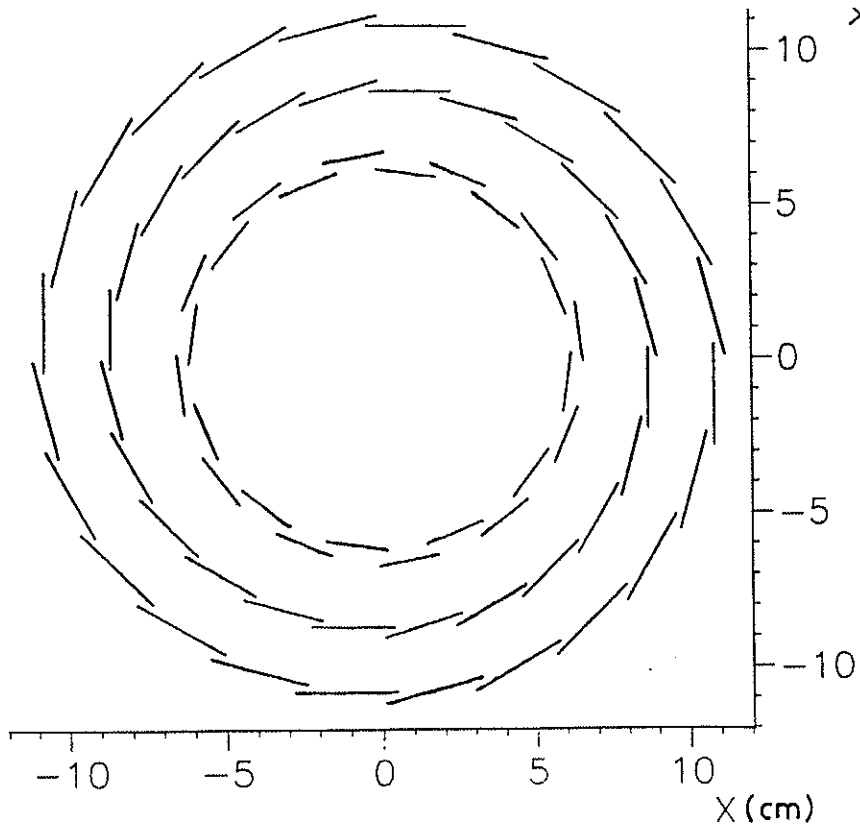


Figure 2.7

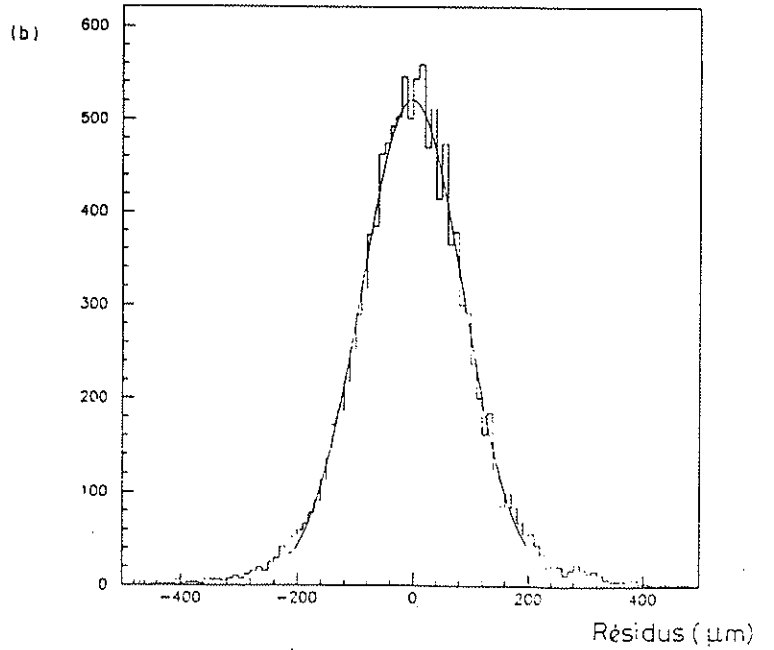
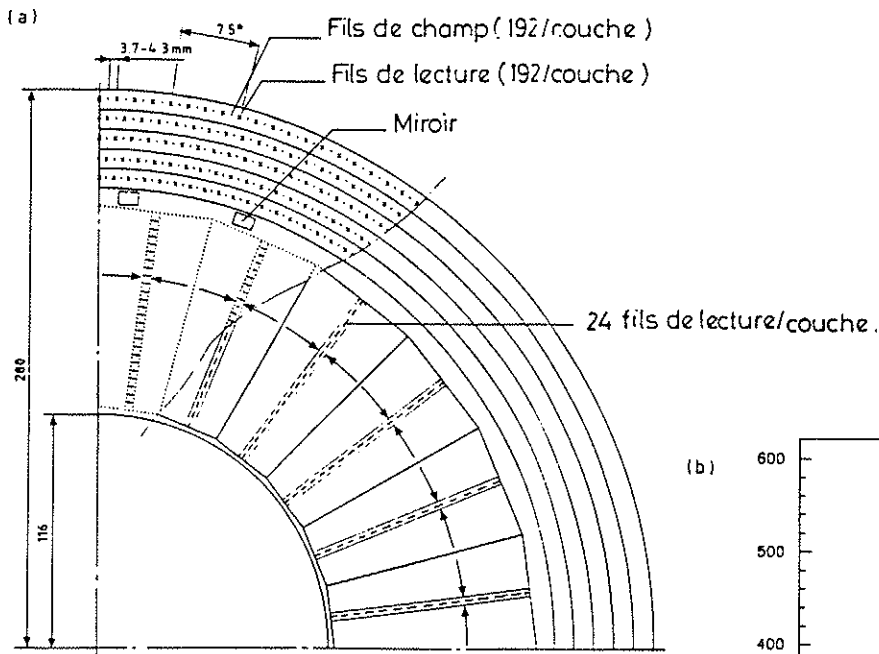


Figure 2.8

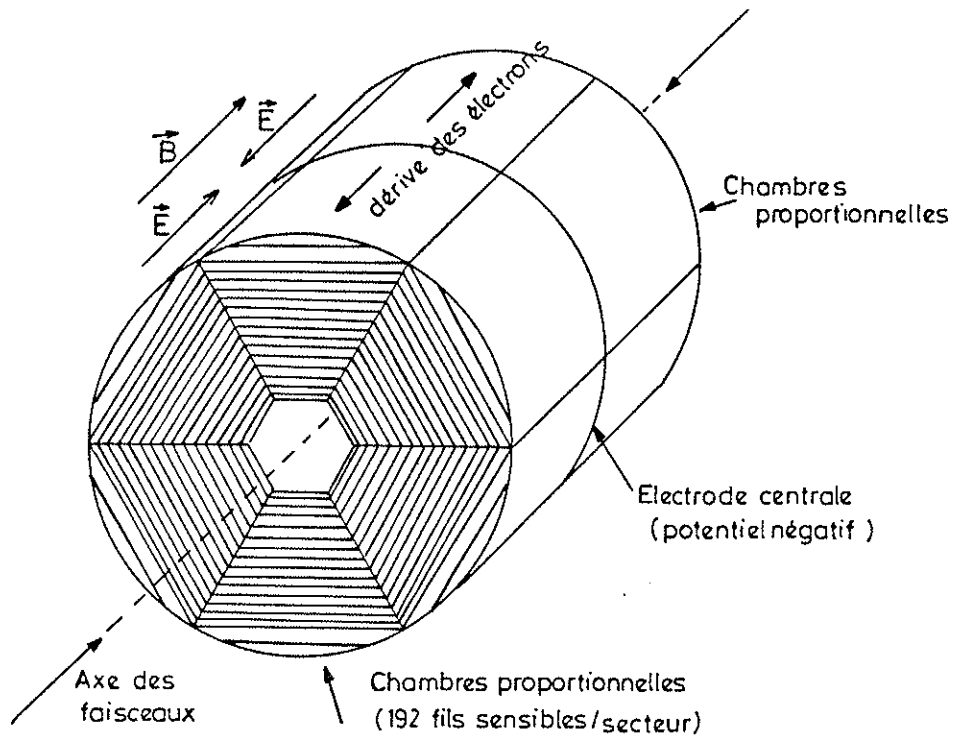


Figure 2.9

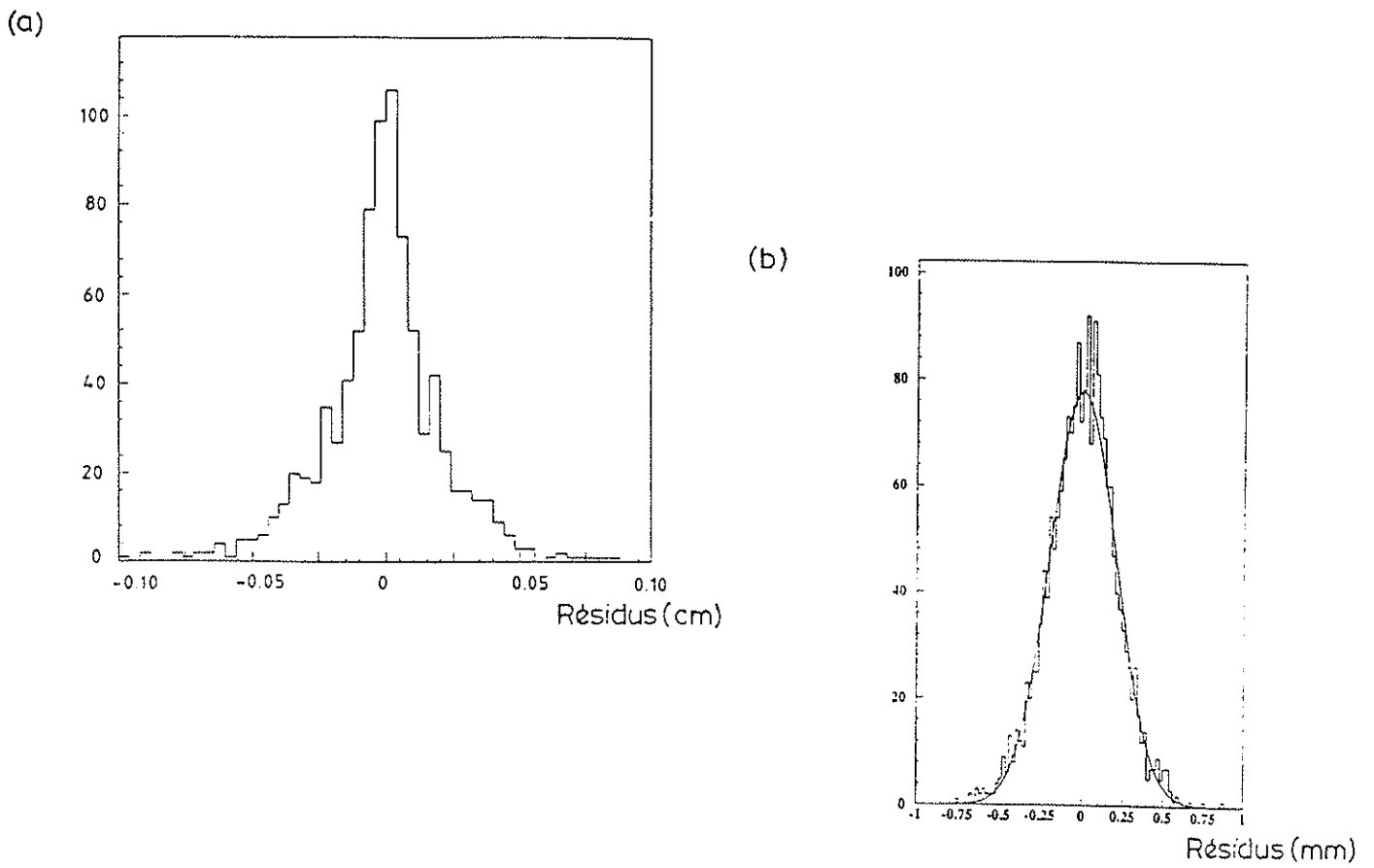


Figure 2.10

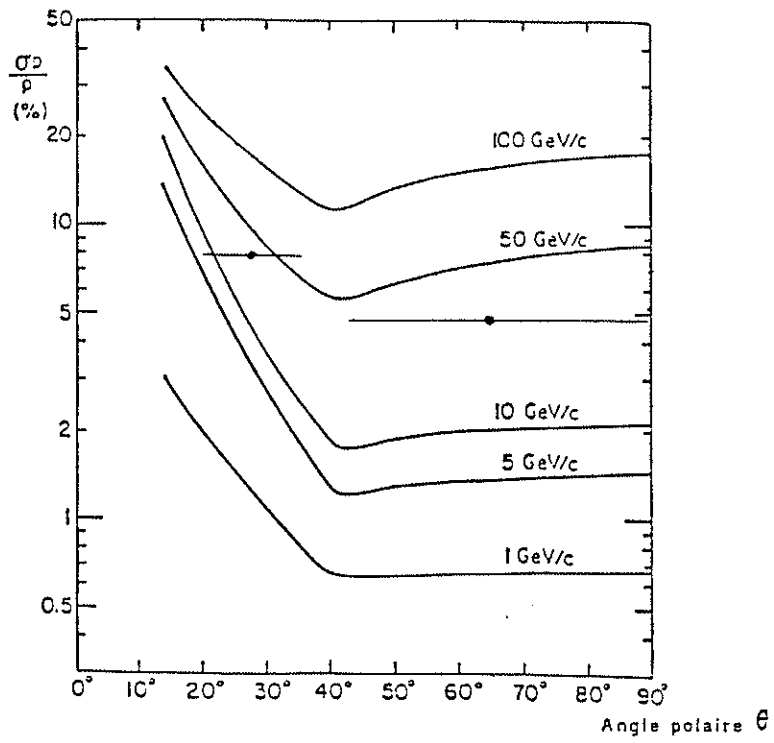
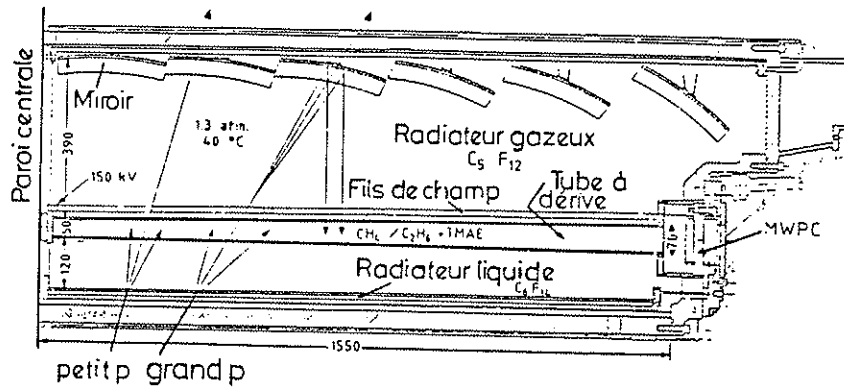


Figure 2.11

(a)



(b)

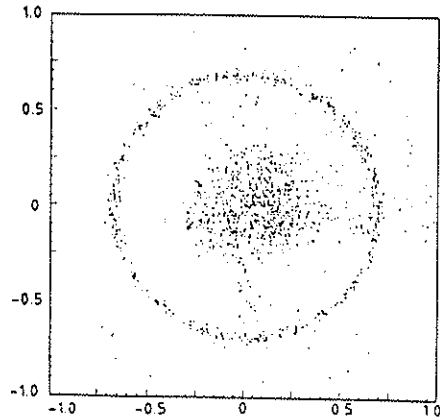


Figure 2.12

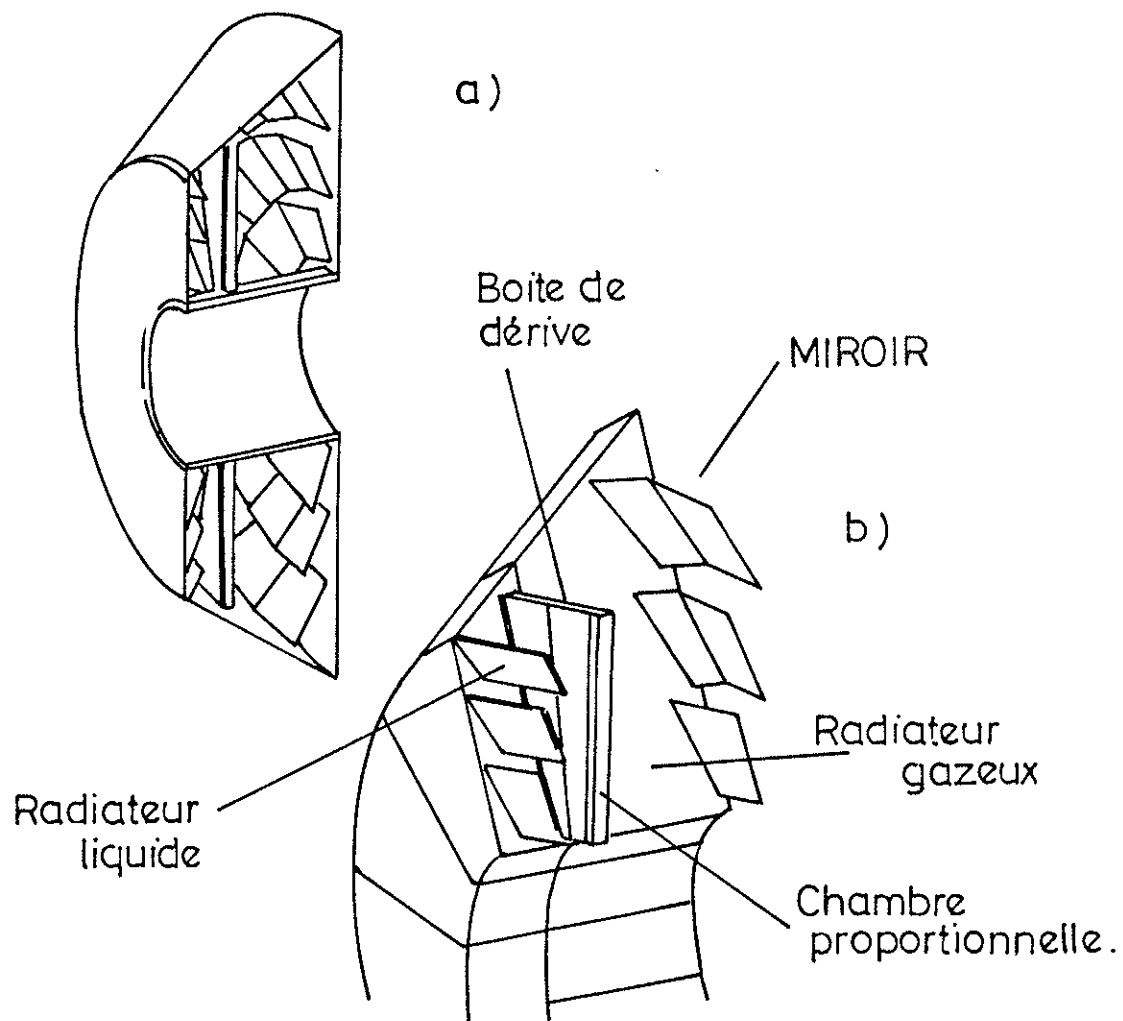
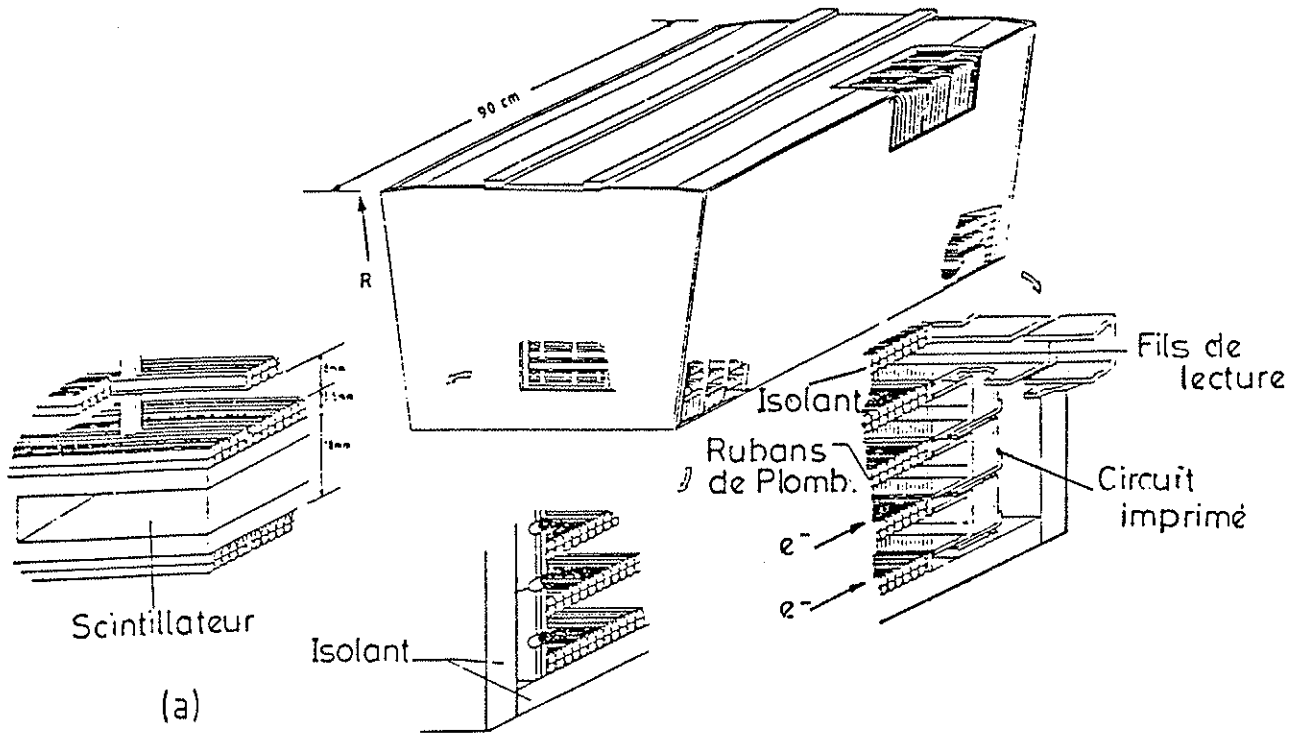
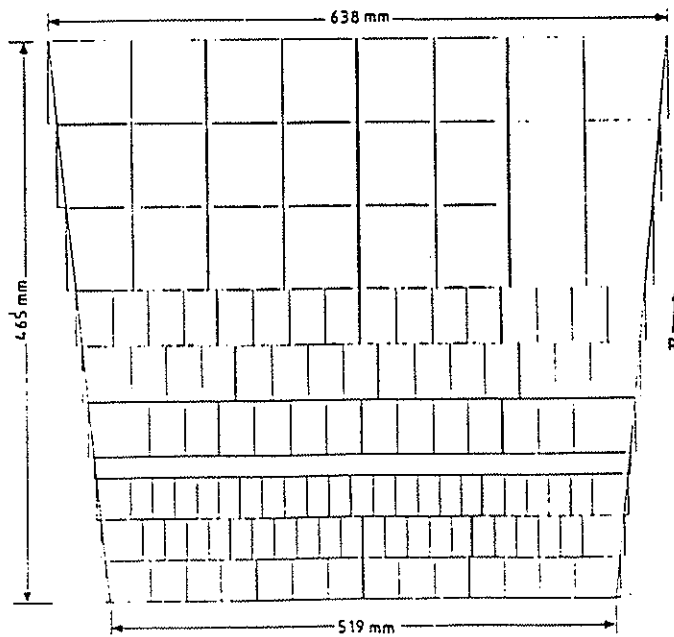


Figure 2.13



(a)



(b)

Figure 2.14

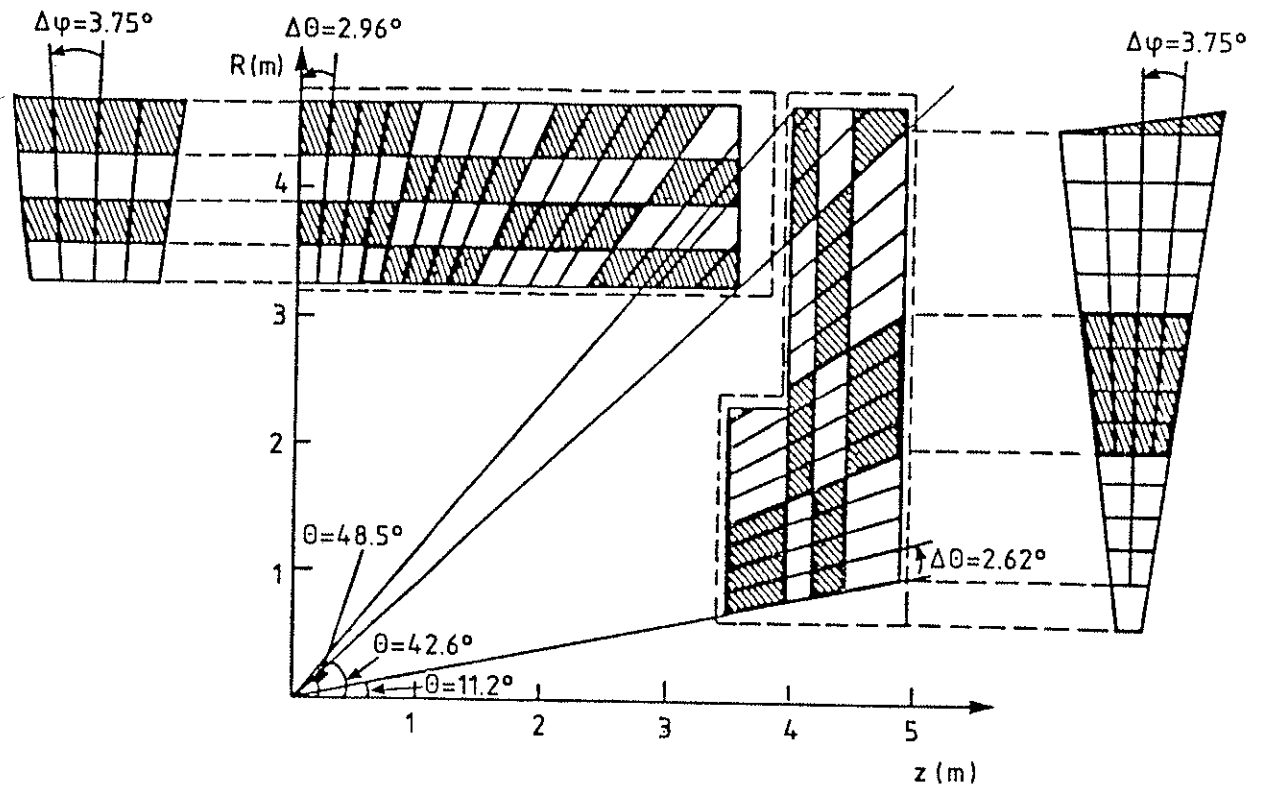


Figure 2.15

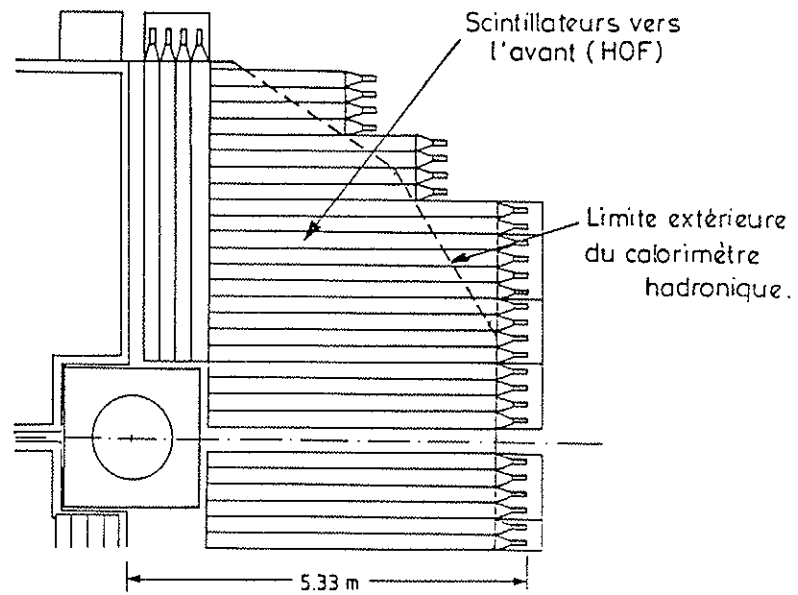


Figure 2.16

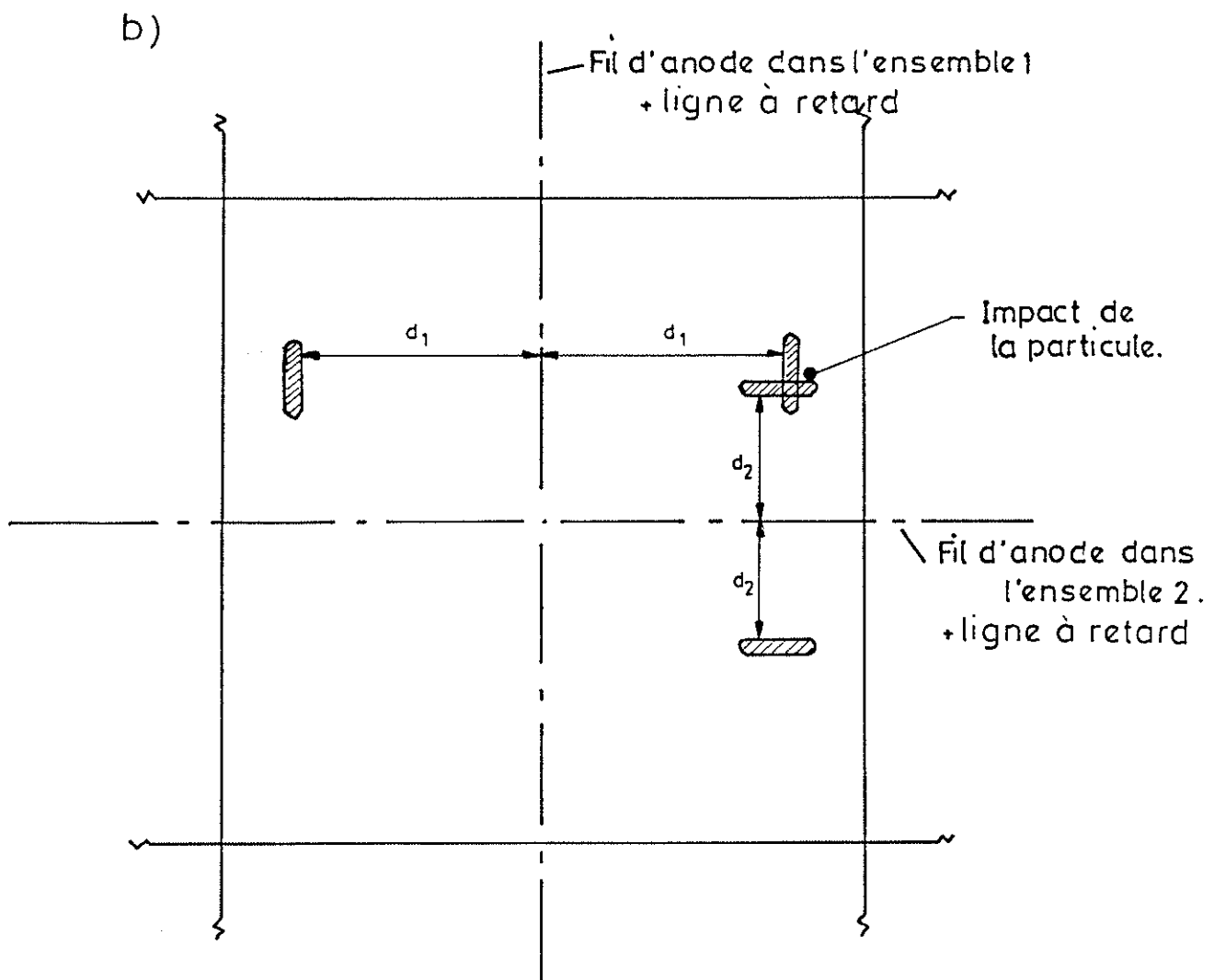
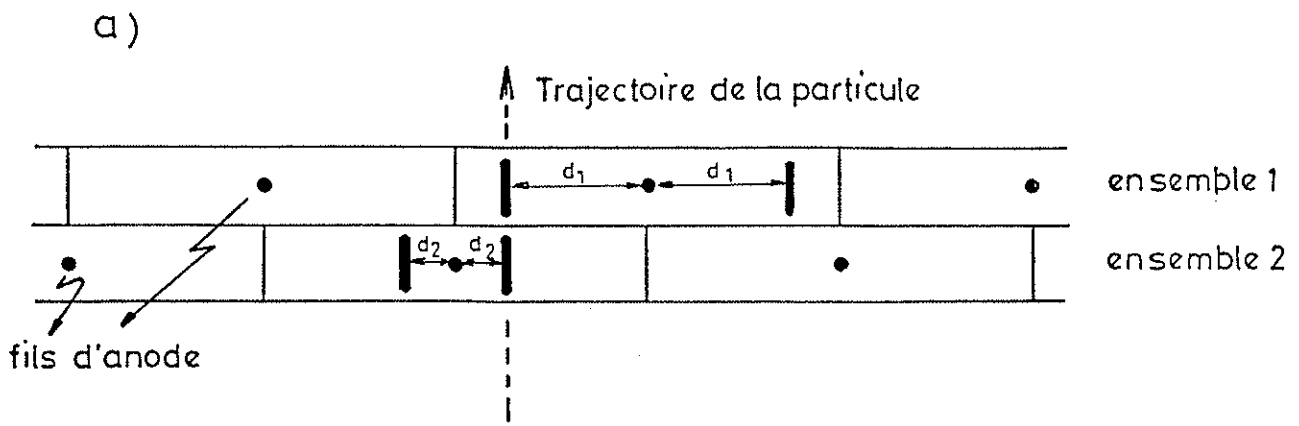


Figure 2.17

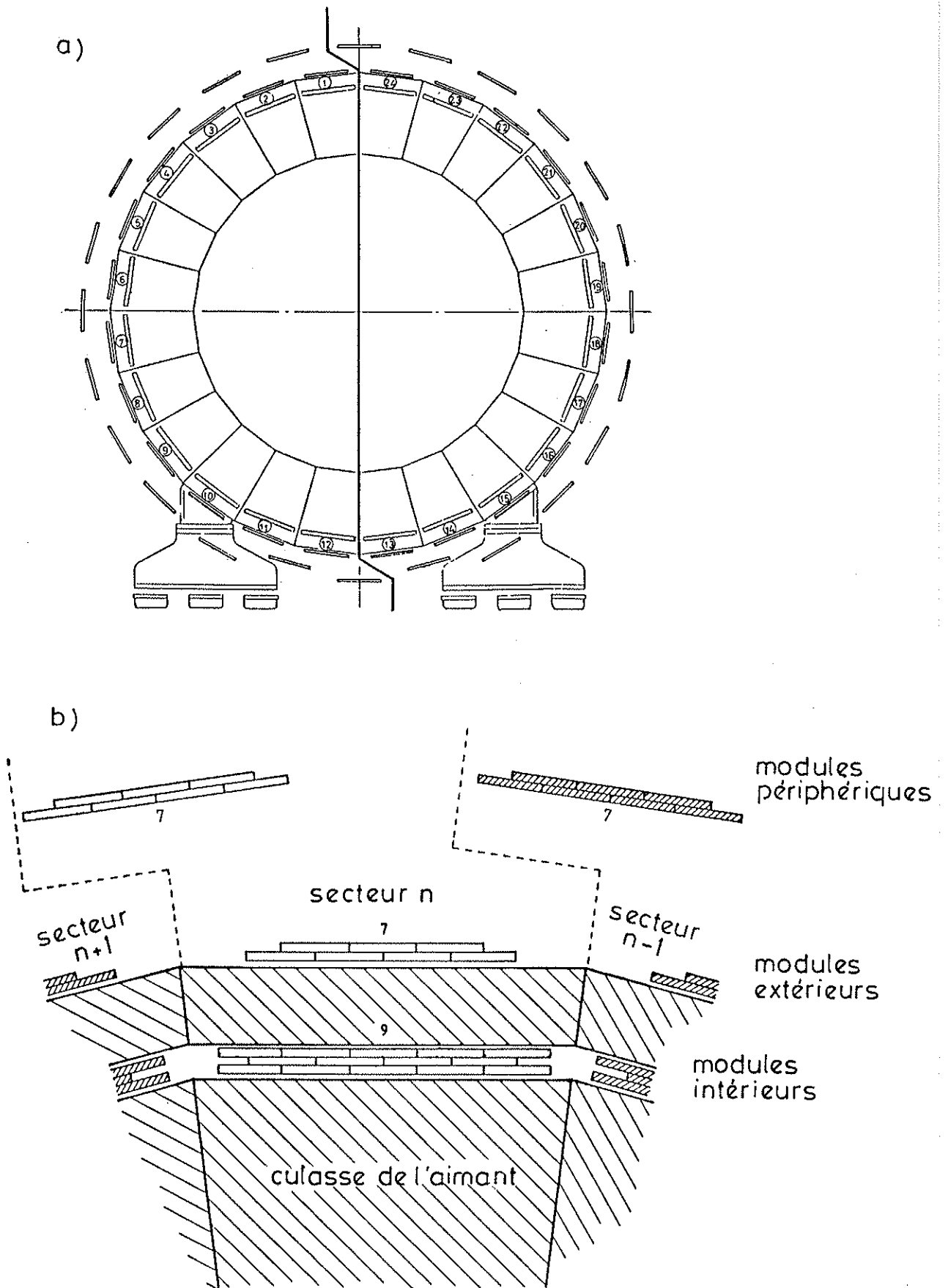


Figure. 2.18

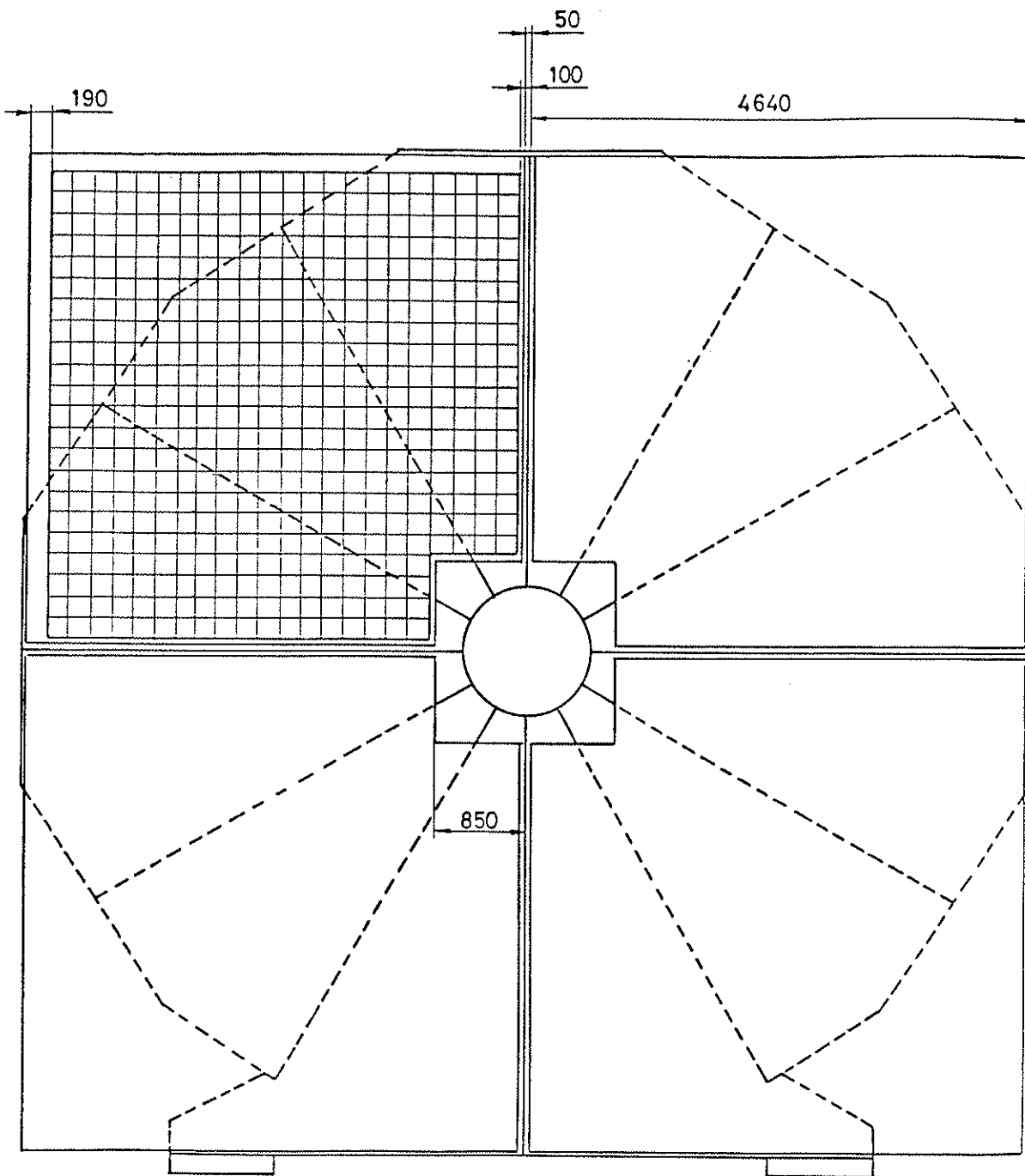


Figure 2.19

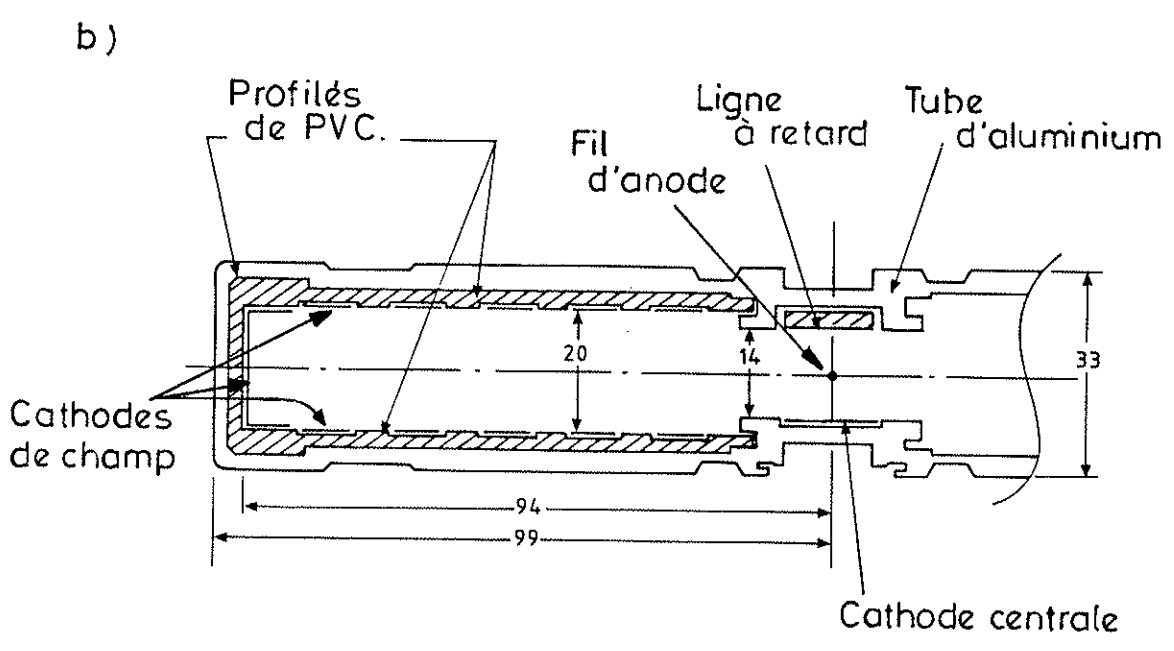
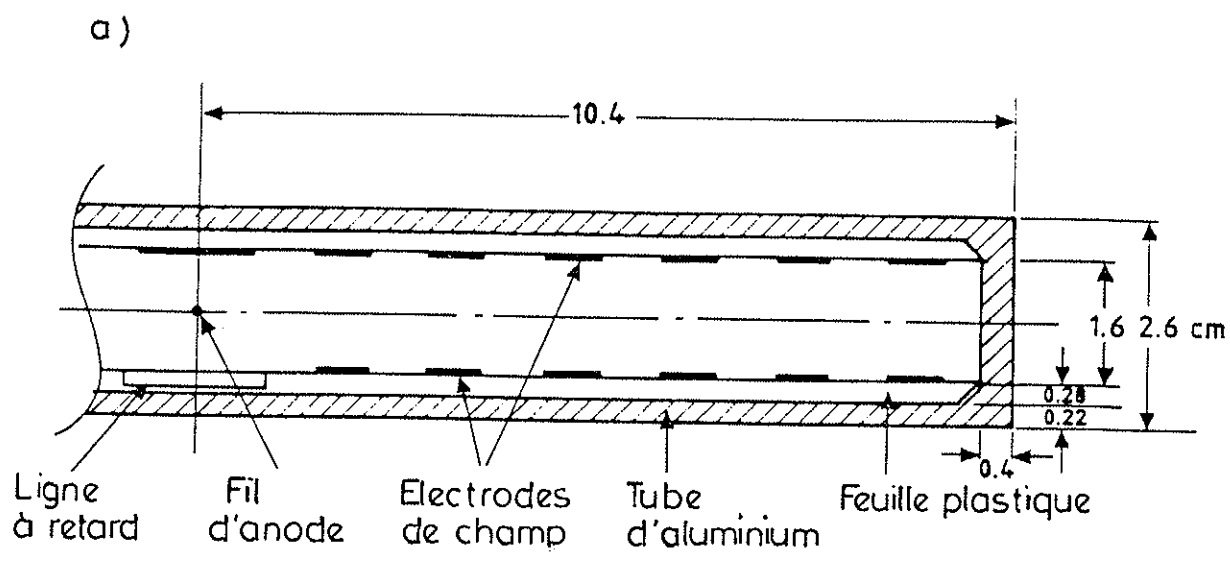


Figure 2.20

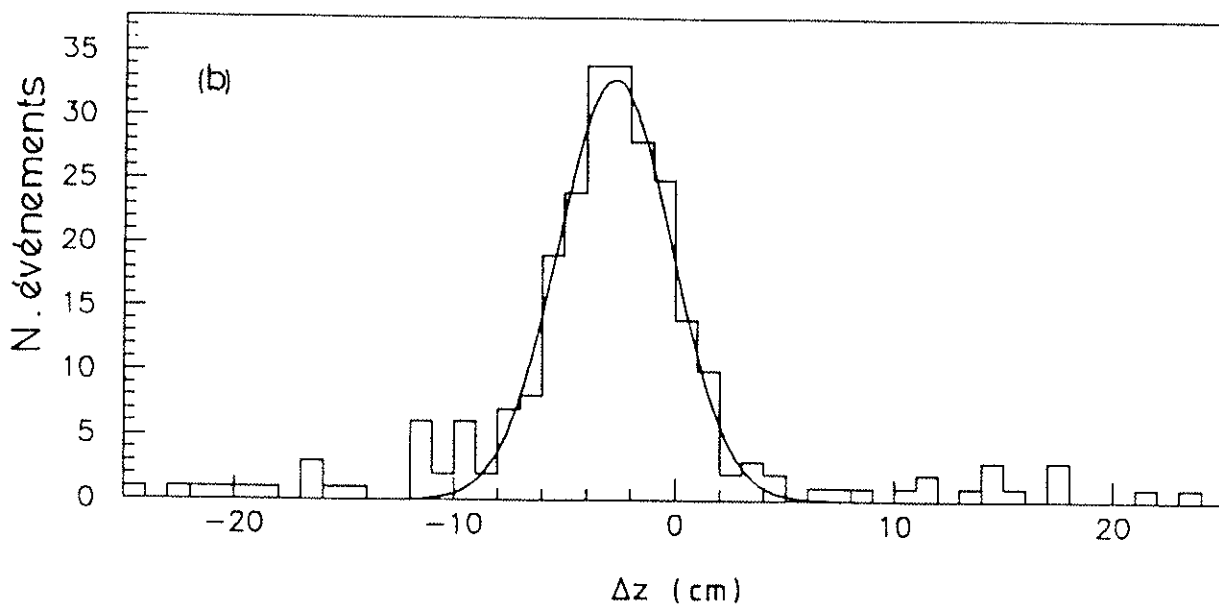
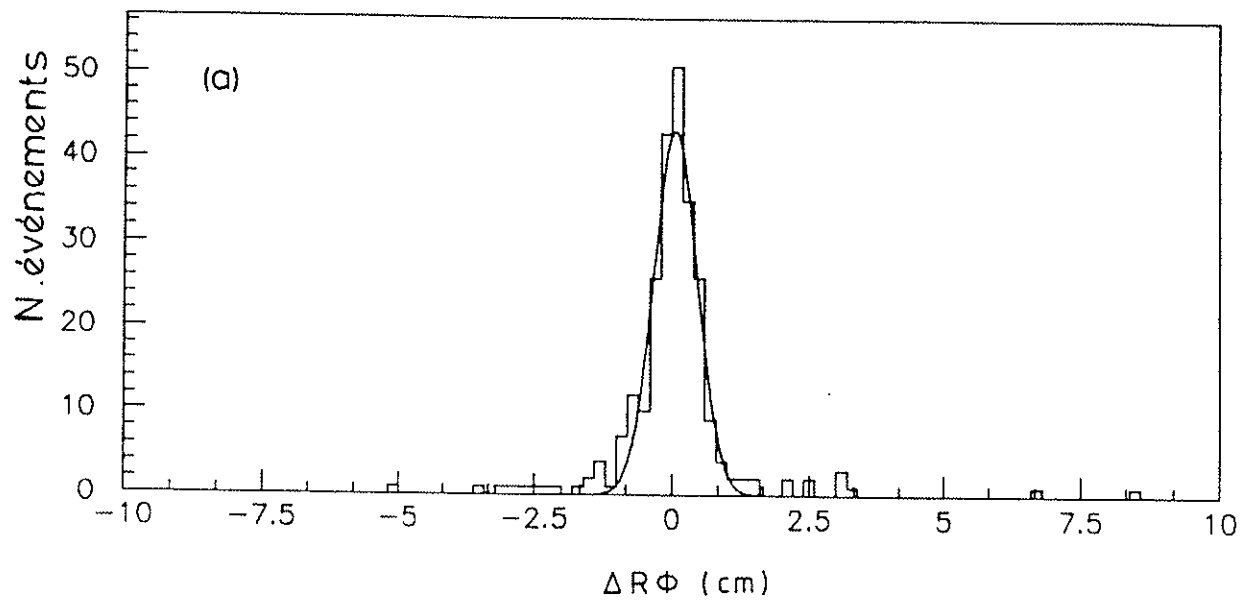


Figure 2. 21

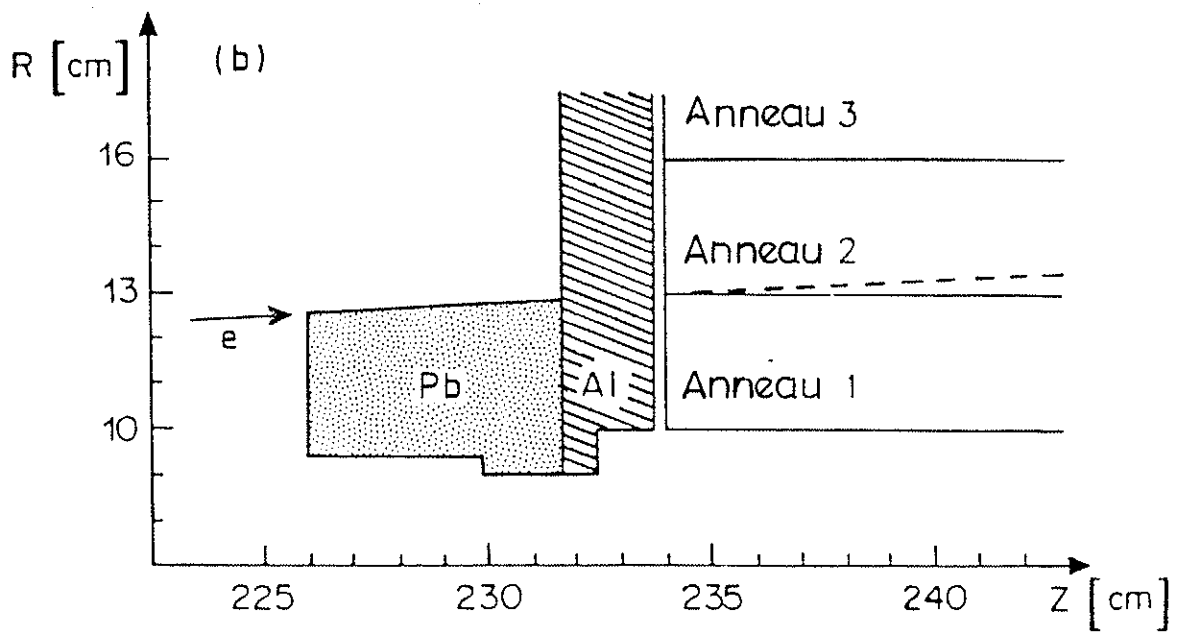
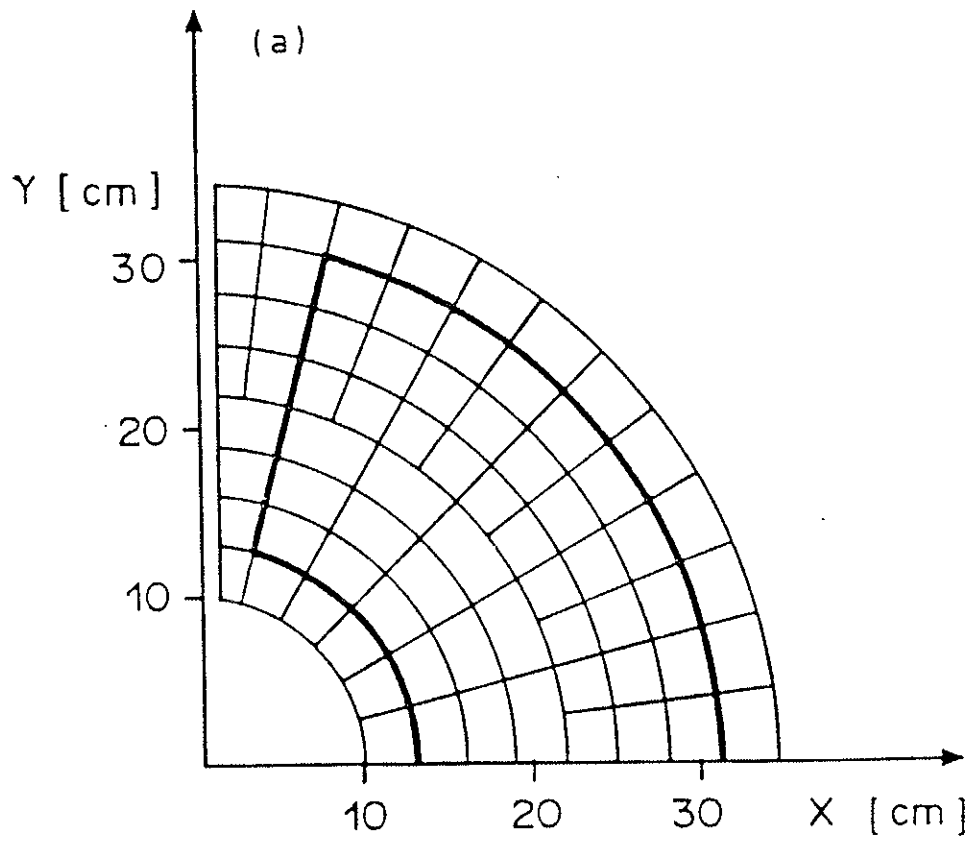


Figure 2.22

CHAPITRE 3 : L'IDENTIFICATEUR DE MUONS VERS L'AVANT DE DELPHI

3.1 PRINCIPE D'UN DETECTEUR DE MUONS

Certains types d'interactions e^+e^- se caractérisent par la production de muons dans l'état final. Ces muons sont émis directement lors de l'interaction, comme par exemple pour la réaction $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$, ou sont issus de la désintégration de particules à court temps de vie telles que, par exemple, les leptons τ ou les quarks lourds b et c . Les muons ainsi produits possèdent une énergie pouvant aller de quelques GeV jusqu'à environ 45 GeV, la moitié de l'énergie disponible dans le système du centre de masse de l'interaction e^+e^- au LEP. Examinons comment ces muons peuvent être identifiés dans le cadre d'un détecteur multifonctionnel.

Un muon est un lepton chargé possédant une masse 200 fois supérieure à celle d'un électron. Ces propriétés impliquent qu'il possède un grand pouvoir de pénétration de la matière, car il n'est pas sensible aux interactions fortes et ne conduit pas au développement d'une gerbe électromagnétique. Un muon de plus de 3 GeV sera dès lors capable de traverser la matière composant les calorimètres électromagnétiques et hadroniques de DELPHI, correspondant approximativement à 7 longueurs d'interaction, sans y être absorbé. La manière habituelle d'identifier un muon consiste alors à disposer, à la périphérie du détecteur, un système permettant de mesurer les coordonnées des points d'impact des particules quittant les calorimètres. Le muon étant une particule chargée, les détecteurs de trace pourront déterminer sa trajectoire avant qu'il ne pénètre dans les calorimètres et, une fois cette trajectoire extrapolée vers l'identificateur de muons, les points d'impact mesurés seront comparés à ceux prédits par l'extrapolation.

Certaines particules sont cependant susceptibles d'engendrer une signature similaire à celle d'un muon. Il s'agit principalement :

- d'une petite fraction des hadrons énergétiques traversant le fer du calorimètre hadronique sans interagir;
- de particules produites lors du développement d'une gerbe hadronique et qui ne sont pas totalement absorbées par les calorimètres;
- de particules se désintégrant dans le coeur du détecteur en émettant un muon, comme par exemple des π ou des K .

Afin de distinguer les muons issus du point d'interaction et ceux simulés ou générés par des particules secondaires, il est nécessaire de doter l'identificateur de muons d'au moins deux couches de détection séparées par quelques dizaines de cm. En plus de sa position, la direction de vol de la particule traversant le détecteur de muons peut ainsi être déterminée et comparée à celle fournie par l'extrapolation de la trajectoire.

Lorsqu'un muon traverse la matière, il est soumis à des interactions avec les noyaux atomiques du milieu. Il s'ensuit un processus de diffusion multiple entraînant une modification de la direction initiale de la particule. Ce phénomène est pris en compte lors de l'extrapolation de la trajectoire au travers des calorimètres et introduit une incertitude sur la prédiction des points d'impact et de l'angle d'incidence dans l'identificateur de muons. A titre d'exemple, les incertitudes qui en résultent sur la position du point d'impact d'un muon de 45 GeV traversant perpendiculairement le calorimètre hadronique de DELPHI sont de ~ 4 mm. L'identificateur de muons doit donc être conçu de manière à permettre la mesure des caractéristiques d'une particule le traversant, position et direction, avec une précision comparable ou meilleure que celle obtenue lors de l'extrapolation.

Le dernier facteur décisif dans la conception d'un identificateur de muons est que, suite à sa position périphérique, ce détecteur est appelé à couvrir une surface très importante, qui est par exemple de près de 1000 m^2 dans le cas de DELPHI. Il est donc impératif d'utiliser une technologie n'entraînant pas un coût de production exorbitant, suite par exemple à un nombre de canaux de lecture trop élevé ou à une électronique de détection trop sophistiquée.

Nous allons maintenant examiner la manière dont les considérations venant d'être énumérées ont pu être mises en pratique dans le cas de l'identificateur de muons vers l'avant de DELPHI.

3.2 CONCEPTION DE L'IDENTIFICATEUR DE MUONS VERS L'AVANT DE DELPHI

Nous avons déjà décrit brièvement au §2.2.9 la structure de l'identificateur de muons installé dans les bouchons de DELPHI, le MUF. A la lumière des considérations évoquées au début de ce chapitre, nous pouvons maintenant comprendre de manière plus appropriée ses caractéristiques.

Cet identificateur de muons est constitué de deux couches de

détection, distantes de ~ 30 cm et disposées à la périphérie des bouchons de DELPHI. Vu le manque d'espace libre dans la caverne d'expérimentation, la première couche est insérée dans une enclave à l'intérieur du calorimètre hadronique, après environ $3/4$ de son épaisseur. Chaque couche de détection couvre une surface sensible de près de $9 \times 9 \text{ m}^2$ et est découpée en quatre modules carrés appelés quadrants, pour permettre une construction et une manipulation plus aisées. De manière à assurer une mesure des deux coordonnées X et Y tout en gardant le nombre de canaux de lecture limité, ces modules sont constitués de deux couches de 22 chambres à dérive parallépipédiques de 4,4 m de long et 20 cm de large, croisées à angle droit. Cette structure assure en outre la rigidité des quadrants. Chaque chambre est munie d'un seul fil d'anode central et d'une ligne à retard lui faisant face. Cette structure permet d'obtenir des informations complémentaires sur le point d'impact d'une particule chargée : d'une part, la distance entre ce point et le fil d'anode et, d'autre part, sa position le long du fil. La première information est obtenue par la mesure du temps de dérive vers l'anode des électrons créés au passage de la particule (section 3.3) tandis que la seconde s'obtient en utilisant les informations fournies par la ligne à retard (section 3.5). Cette seconde information est principalement utilisée pour lever l'ambiguïté gauche-droite en dérive. Au total, la structure modulaire du MUF permet de couvrir une surface de détection de plus de 300 m^2 à partir d'un nombre de canaux de lecture limité à 2112.

Les premières études réalisées sur des chambres prototypes ont montré qu'il était possible d'obtenir une résolution de l'ordre du mm sur la distance de dérive et de 10 mm le long de la ligne à retard [3.1]. Cette précision en dérive est meilleure que l'incertitude de quelques mm entachant l'extrapolation des trajectoires des particules chargées au travers du calorimètre hadronique. Quant à la résolution de la ligne à retard, elle est suffisante pour permettre de lever l'ambiguïté gauche-droite lorsque la distance de dérive est supérieure à un cm.

A l'époque de l'élaboration des caractéristiques principales du MUF, toutes les chambres à dérive existantes fonctionnaient en mode proportionnel (§3.3.3). Cependant, le groupe responsable de la construction du MUF a décidé de concevoir des chambres possédant une distance de dérive de près de 10 cm et fonctionnant en mode à dard limité, ce qui n'avait encore jamais été réalisé. Ce mode de fonction-

nement offre en effet l'avantage de conduire à des impulsions d'anode possédant une amplitude de plusieurs ordres de grandeur plus importante qu'en mode proportionnel. Cela permet d'utiliser une électronique simplifiée pour la lecture des signaux anodiques, sans amplificateur, et donc, de moindre coût. De plus, l'atténuation du signal induit sur les lignes à retard devenant moins critique, on peut utiliser des lignes plus lentes avec comme bénéfique une résolution accrue. Au vu de ces avantages, et après avoir démontré que les performances obtenues en mode à dard limité étaient conformes aux exigences formulées, notre groupe a résolument opté pour ce mode de fonctionnement.

Nous consacrerons la prochaine section de ce chapitre à une présentation des principes de base régissant le fonctionnement des chambres à dérive. La section 3.4 présentera le mode à dard limité tandis qu'un aperçu des caractéristiques des lignes à retard sera donné dans la section 3.5. Finalement, la structure détaillée de l'identificateur de muons vers l'avant de DELPHI sera décrite dans la section 3.6.

3.3 PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT DES CHAMBRES A DERIVE

Les chambres à dérive sont des détecteurs de particules qui, depuis leurs premières applications fin des années 60, ont fait l'objet de nombreux développements. Elles sont actuellement utilisées en grand nombre dans la plupart des détecteurs multifonctionnels construits pour l'étude de la physique des hautes énergies.

Décrivons brièvement le fonctionnement d'une chambre à dérive à partir de l'exemple représenté schématiquement sur la figure 3.1. Dans cet exemple, la chambre est une enceinte de section rectangulaire dans laquelle circule en permanence un gaz et au milieu de laquelle est tendu un fil d'anode porté à un potentiel électrique positif. De part et d'autre du fil d'anode sont disposées des cathodes qui, portées à des potentiels électriques adéquats, permettent de créer au sein du volume gazeux un champ électrique quasi uniforme de direction perpendiculaire au fil d'anode, appelé champ de dérive. Lorsqu'une particule chargée traverse la chambre, elle subit des interactions électromagnétiques avec le milieu gazeux entraînant l'ionisation des atomes présents le long de sa trajectoire. Les électrons ainsi libérés sont alors soumis à l'influence du champ de dérive et migrent vers le fil d'anode avec une vitesse appelée vitesse de dérive. Le champ de dérive

se doit d'être uniforme dans tout le volume de dérive, de manière à ce que la vitesse de dérive reste constante sur le chemin parcouru par les électrons. Au voisinage du fil d'anode, l'intensité du champ électrique croît selon une loi en $1/r$, accélérant les électrons, ce qui entraîne une multiplication des ions par un processus d'avalanche. Le mouvement des ions induit la formation d'un signal électronique sur le fil d'anode. La mesure du temps de dérive des électrons depuis l'ionisation primaire jusqu'à la formation du signal d'anode permet de déterminer la distance d séparant le fil d'anode du point d'impact de la particule.

Après cet exposé succinct du principe de fonctionnement d'une chambre à dérive, nous allons maintenant revenir plus en détail sur les processus de base, à savoir : l'interaction d'une particule chargée avec un milieu gazeux (§3.3.1), la dérive des charges sous l'influence d'un champ électrique (§3.3.2) et la multiplication des électrons autour du fil d'anode (§3.3.3). Des détails complémentaires sur ces différents processus pourront être trouvés dans la référence [3.2].

3.3.1 Interaction d'une particule chargée avec un milieu gazeux

Lors de son passage dans le milieu gazeux d'une chambre à dérive, une particule chargée subit différents types d'interactions dont seules les interactions électromagnétiques coulombiennes jouent un rôle significatif dans le processus de détection, les autres contribuant de manière négligeable à la perte d'énergie totale de la particule. Ces interactions coulombiennes entre la particule incidente et les électrons atomiques proches de sa trajectoire conduisent à l'excitation ou à l'ionisation des atomes du milieu traversé et à une perte d'énergie de la particule.

Dans le cas d'un milieu de faible densité tel qu'un gaz dans des conditions normales de pression et de température, la perte d'énergie moyenne de la particule par unité de longueur est donnée par la relation de Bethe et Bloch :

$$\frac{dE}{dx} = -K \frac{Z \rho}{A \beta^2} \left[\ln \frac{2mc^2 \beta^2}{I(1-\beta^2)} - \beta^2 \right], \quad (3.1)$$

avec
$$K = \frac{4 \pi N_A z^2 e^4}{m c^2}, \quad (3.2)$$

où N_A = nombre d'Avogadro,
 m, e = masse et charge d'un électron,
 ze, β = charge et vitesse du projectile ($\beta=v/c$),
 Z, A, ρ = nombre atomique, masse atomique et densité du milieu gazeux,
 I = potentiel moyen d'ionisation du milieu traversé.

La valeur de I est en général déterminée expérimentalement par mesure de dE/dx dans différents milieux. Toutefois, une assez bonne approximation est donnée par la relation

$$I = I_0 Z \quad (3.3)$$

où I_0 est de l'ordre de 14-15 eV pour des matériaux légers et $I_0 \sim 8-9$ eV pour des matériaux lourds ($Z \geq 30$). Les valeurs de Z, A et I_0 sont données pour différents gaz dans le tableau 3.1.

Tableau 3.1 : Propriétés de différents gaz concernant le passage d'une particule chargée au minimum d'ionisation.

Gaz	Z	A	I_0 (eV)	$\frac{dE}{dx}$ (keV/cm)	W_i (eV)	n_p (e^- /cm)	n_t (id.)
H ₂	2	2	15,4	0,34	37	5,2	9,2
N ₂	14	28	15,5	1,96	35	(10)	56
O ₂	16	32	12,2	2,26	31	22	73
Ne	10	20,2	21,6	1,41	36	12	39
Ar	18	39,9	15,8	2,44	26	29,4	94
Kr	36	83,8	14,0	4,60	24	(22)	192
Xe	54	131,3	12,1	6,76	22	44	307
CO ₂	22	44	13,7	3,01	33	(34)	91
CH ₄	10	16	15,2	1,48	28	16	53
C ₄ H ₁₀	34	58	10,6	4,50	23	(46)	195

La perte d'énergie dE/dx de différentes particules dans l'argon est représentée sur la figure 3.2a en fonction de leur énergie cinétique tandis que celle d'un proton dans différents gaz apparaît sur la figure 3.2b. A basse énergie, la quantité dE/dx décroît rapidement lorsque la vitesse v du projectile augmente. Elle passe ensuite par une valeur minimale lorsque $v \sim 0,95c$ avant d'augmenter très lentement

lorsque β tend vers 1, cette tendance, appelée remontée relativiste, étant due au terme logarithmique. Il en résulte que, pour des énergies supérieures à ~ 1 GeV (~ 1 MeV pour les électrons), toutes les particules perdent pratiquement la même quantité d'énergie et on parle alors de particules au minimum d'ionisation. Les valeurs de dE/dx correspondant au minimum d'ionisation sont de l'ordre de quelques keV/cm dans un milieu gazeux (tableau 3.1).

La perte d'énergie d'une particule lors de son passage dans le milieu gazeux se concrétise par la formation d'un certain nombre de paires d'ions. Les électrons ainsi libérés peuvent posséder une énergie suffisante, supérieure au potentiel d'ionisation du milieu, pour provoquer à leur tour l'ionisation des atomes de gaz dans des collisions secondaires. Le nombre total d'ionisations, n_t , est en général deux à trois fois plus grand que le nombre d'ionisations primaires n_p . On a observé que le nombre total d'électrons libérés est donné approximativement par la relation

$$n_t = \frac{\Delta E}{W_i} \quad (3.4)$$

où ΔE est l'énergie totale perdue par la particule dans le volume gazeux et W_i est la quantité d'énergie perdue en moyenne par la particule chaque fois qu'une paire d'ions est produite dans le milieu. Les valeurs de W_i sont données dans le tableau 3.1 pour différents gaz ainsi que les nombres d'ionisations n_p et n_t créés par une particule au minimum d'ionisation traversant un centimètre de gaz. Dans le cas d'un mélange gazeux, ces nombres s'obtiennent en effectuant une moyenne du type :

$$n_t = \sum_i n_{ti} c_i \quad (3.5)$$

où n_{ti} est le nombre total d'ionisations dans le gaz i et c_i est la proportion en volume de ce même gaz dans le mélange. Par exemple, pour une particule au minimum d'ionisation traversant un mélange Ar-CO₂-iC₄H₁₀ (15-70-15) dans les conditions normales, $n_t = 107$ e⁻/cm.

Les nombres d'ionisations primaires n_p donnés dans le tableau 3.1 sont des nombres moyens. La probabilité que k électrons soient effectivement produits lors du passage d'une particule ionisante est donnée par ($n=n_p$) :

$$P_k^n = \frac{n^k}{k!} e^{-n}. \quad (3.6)$$

Si n n'est égal qu'à quelques électrons, dans le cas par exemple d'un détecteur mince de 1mm, la probabilité qu'aucun électron ne soit produit au passage d'une particule chargée, $P_0^n = e^{-n}$, peut être de l'ordre de quelques pourcents. Cette probabilité est pratiquement nulle dans le cas de détecteurs de plus d'un cm d'épaisseur pour les gaz de dérive généralement utilisés.

3.3.2 Dérive et diffusion des charges dans un gaz

En l'absence de champ électrique, les électrons et ions positifs produits par le passage d'une particule chargée dans un milieu gazeux diffusent dans n'importe quelle direction, sans mouvement d'ensemble, et perdent rapidement leur énergie dans des collisions multiples avec les atomes ou molécules de gaz. Ils atteignent ainsi l'énergie thermique moyenne du milieu et finissent par être neutralisés par divers processus de recombinaison.

Par contre, en présence d'un champ électrique extérieur E , un mouvement global du nuage de charges s'ajoute au mouvement thermique, dans la direction de E et dans des sens opposés pour les électrons et les ions positifs. Du fait de leurs masses très différentes, les ions et les électrons exhibent un comportement différent lors de leur dérive.

3.3.2.a : Dérive des ions positifs.

Lors de la dérive des ions positifs, leur énergie cinétique moyenne de translation reste égale à la valeur thermique $3/2 kT$. Leur vitesse de dérive V_d^+ , représentant le déplacement moyen du nuage de charges positives par unité de temps, est donnée par :

$$V_d^+ = 760 \mu^+ \frac{E}{P}, \quad (3.7)$$

où E est l'intensité du champ de dérive et P la pression du gaz exprimée en torrs. La quantité μ^+ est la mobilité des ions sous la pression atmosphérique normale ; sa valeur ne dépend que de la nature de l'ion considéré et du milieu dans lequel il dérive. A titre d'exemple, la

mobilité d'un ion $iC_4H_{10}^+$ dérivant dans l'argon est de $1,56 \text{ cm}^2 \text{V}^{-1} \text{sec}^{-1}$ [3.2] et, dans un mélange Ar- iC_4H_{10} (30-70) aux conditions normales de pression et de température, sa vitesse de dérive est de $\sim 0,7 \text{ cm/ms}$ pour un champ de dérive de 800 V/cm .

Pendant la dérive des ions dans un mélange gazeux, un phénomène de transfert de charges peut intervenir lors de collisions entre ces ions et des éléments de plus faible potentiel d'ionisation. Après une distance de dérive comprise entre $10^{-3} p^{-1} \text{cm}$ et $10^{-2} p^{-1} \text{cm}$, où p désigne le pourcentage des molécules possédant le plus faible potentiel d'ionisation, il ne restera plus qu'un seul type d'ions positifs appelés à dériver.

3.3.2.b : Dérive des électrons.

A l'inverse des ions, les électrons peuvent gagner de l'énergie lors de leur dérive sous l'influence du champ électrique. En effet, de par leur faible masse, ils perdent beaucoup moins d'énergie que les ions lors des collisions élastiques avec les atomes ou les molécules du gaz. De plus, leur libre parcours moyen étant environ 5 fois plus long que celui des ions, ils gagnent beaucoup plus d'énergie entre deux collisions. Dans une formulation simple, due à Townsend [3.3], la vitesse de dérive des électrons soumis à un champ de dérive d'intensité E peut s'écrire :

$$\bar{V}_d^- = \frac{e E}{2m} \left\langle \frac{\lambda}{u} \right\rangle = \frac{e E}{2m} \tau \quad (3.8)$$

où λ est le libre parcours moyen de l'électron (de l'ordre de $50 \mu\text{m}$), u est la vitesse instantanée de l'électron et τ est le temps moyen entre deux collisions, qui dépend en général de E . Puisque le libre parcours moyen est inversement proportionnel à la pression P du gaz (à température constante), la relation (3.8) indique que la vitesse de dérive est également fonction du rapport E/P . La figure 3.3 montre les vitesses de dérive mesurées en fonction de E dans des mélanges gazeux Ar- iC_4H_{10} ou Ar- CO_2 pour des conditions normales de pression et de température [3.4]

Si la dérive des électrons s'effectue en présence d'un champ magnétique extérieur B , ces électrons sont soumis, en plus de la force de Coulomb eE , à la force de Lorentz $F = e (\bar{V}_d^- \times B)$. Cette force transforme le petit segment de trajectoire entre deux collisions en une trajectoire circulaire et conduit, d'une part, à une réduction de la

vitesse de dérive et, d'autre part, à un mouvement du nuage des électrons selon une ligne différente d'une ligne de champ électrique. Dans le cas où les champs \mathbf{E} et \mathbf{B} sont constants et appliqués dans des directions perpendiculaires, on peut montrer que la vitesse de dérive des électrons devient [3.3] :

$$V_b = \frac{V_d^-}{\sqrt{1 + \omega^2 \tau^2}}, \quad (3.9)$$

ω étant la fréquence de Larmor des électrons ($\omega = Be/m$), τ le temps moyen entre deux collisions. Les électrons migrent avec cette vitesse V_b le long d'une ligne droite formant avec la direction de \mathbf{E} un angle α donné par

$$\text{tg}(\alpha) = \omega \tau. \quad (3.10)$$

Le temps τ dépend maintenant de \mathbf{E} et de \mathbf{B} mais, en faisant l'hypothèse que τ est donné par la relation (3.8), on obtient [3.5] :

$$\text{tg}(\alpha) = 2 V_d^- \frac{B}{E}. \quad (3.11)$$

La figure 3.4 montre la comparaison de ces prédictions théoriques avec des mesures expérimentales pour les variations de α et V_b avec B et démontre la validité de cette hypothèse. Toutefois, pour des champs de dérive supérieurs à 1 kV/cm, la présence d'un champ magnétique modifie la distribution en énergie des électrons et un traitement plus rigoureux du problème est nécessaire [3.6].

3.3.2.c : Diffusion des charges.

Lors de leur dérive, les charges diffusent suivant une distribution gaussienne dont l'écart type est donné par

$$\sigma_x = \sqrt{\frac{2 D x}{V_d}}, \quad (3.12)$$

où x représente la distance parcourue, V_d la vitesse de dérive des charges et D est le coefficient de diffusion. Dans le cas des ions, ce coefficient de diffusion est donné par la formule [3.2] :

$$D = \frac{k T V_d^+}{e E} . \quad (3.13)$$

La vitesse V_d^+ donnée par la relation (3.7) étant proportionnelle à E , ce coefficient de diffusion est indépendant du champ électrique de dérive. Par contre, σ_x dépend de E mais est indépendant de la nature de l'ion et du milieu dans lequel il dérive.

La situation est différente dans le cas des électrons car ceux-ci gagnent de l'énergie sous l'influence du champ électrique de dérive et le coefficient D dépend alors de E . La déviation standard de diffusion des électrons est représentée sur la figure 3.5 dans le cas de différents gaz purs, pour une distance de dérive de 1 cm. Sur cette figure est également représentée la limite inférieure de σ_x , correspondant à la situation dans laquelle l'énergie des électrons n'augmente pas sous l'influence du champ E . Certains gaz, tel que par exemple le CO_2 , sont très proches de cette limite et on parle alors de gaz "froids".

La diffusion des électrons pendant leur trajet dans le gaz est évidemment un des facteurs limitant la résolution spatiale intrinsèque des chambres à dérive, les deux autres facteurs importants étant les fluctuations temporelles dans l'électronique de détection et la dispersion spatiale de la production des paires électron-ion dans des régions de champ non uniforme (figure 3.6). Toutefois, il n'est en général pas nécessaire que tous les électrons produits lors de l'ionisation primaire atteignent le fil d'anode pour engendrer une avalanche et déclencher l'électronique de détection. Si d'un nuage de n électrons seuls k d'entre eux sont suffisants pour déclencher l'électronique de détection, la contribution de la diffusion des électrons à la résolution spatiale sera donnée par:

$$\sigma_k^2 = \frac{\sigma_x^2}{2 \ln n} \sum_{i=k}^n \frac{1}{i^2} , \quad (3.14)$$

dans les conditions où n est grand et $k \ll n$ [3.6].

3.3.2.d : Attachement des électrons lors de la dérive.

La présence d'éléments électronégatifs tels que l' O_2 ou des vapeurs d'eau dans le milieu gazeux peut entraîner une dégradation des performances d'une chambre à dérive. En effet, des électrons de faible

énergie peuvent être capturés lors de collisions avec ces molécules, ce qui entraîne une perte d'électrons durant la dérive. Sur une distance de dérive x , le nombre d'électrons sera réduit de n_0 à n selon la relation [3.2] :

$$n = n_0 e^{-\frac{x}{\lambda_{att}}} \quad (3.15)$$

où λ_{att} représente le libre parcours moyen d'attachement électronique, fonction de l'énergie de l'électron et donc du champ électrique de dérive. Le nombre d'électrons atteignant finalement le fil d'anode peut dès lors devenir insuffisant pour déclencher l'électronique de détection. A titre d'exemple, la présence de 1 % d'air dans de l'argon entraîne une perte de 33 % des électrons par centimètre parcouru dans un champ de dérive de 500 V/cm.

3.3.3 Multiplication des électrons autour du fil d'anode

Nous avons vu au §3.3.1 que le nombre total d'électrons produits par le passage d'une particule chargée au travers d'une chambre à dérive est très petit, de l'ordre d'une centaine par cm d'argon traversé par exemple. Lors de la migration des électrons vers le fil d'anode, ce nombre n'est pratiquement pas modifié sous l'influence du champ électrique de dérive car ce dernier est limité à typiquement 1 kV/cm. Si cette charge primaire est collectée telle quelle sur le fil d'anode, elle produira un signal possédant une très faible amplitude, de l'ordre de 2 μ V pour une capacité de 10 pF [3.2]. Les électroniques de lecture existant actuellement seront dans l'incapacité de détecter ce signal au milieu du bruit de fond qu'elles génèrent. C'est pourquoi il est nécessaire de provoquer une multiplication par plusieurs ordres de grandeurs des électrons de dérive à l'approche du fil d'anode, de manière à générer un signal détectable.

Cette multiplication des électrons s'obtient en portant le fil d'anode à un potentiel élevé de quelques kV. Lorsque les électrons s'approchent de l'anode à une distance de quelques dizaines de μ m, ils sont soumis à un champ électrique dont l'intensité croît selon une loi en $1/r$ et se multiplient alors par un processus d'avalanche. En effet, en présence d'un champ électrique très intense, les électrons acquièrent une énergie importante entre deux collisions. Ceux dont l'énergie devient ainsi supérieure au premier potentiel d'ionisation des atomes

ou molécules du gaz engendrent de nouvelles paires électron-ion. Si N_0 est le nombre d'électrons présents à une distance x du fil d'anode, celui obtenu à une distance y plus petite sera donné par

$$N = N_0 e^{\alpha(y-x)}. \quad (3.16)$$

en présence d'un champ électrique uniforme. Le coefficient α est appelé le premier coefficient de Townsend et représente le nombre moyen de paires d'ions produites par un électron initial par unité de longueur. Les valeurs de la quantité α/P , P étant la pression, obtenues dans différents gaz nobles sont représentées sur la figure 3.7 en fonction du rapport E/P . Le rapport N/N_0 est appelé le facteur de multiplication M . Dans le cas qui nous intéresse ici d'un champ électrique non-uniforme, α dépend de x et le facteur de multiplication M est alors donné par

$$M = \exp \left(\int_x^y \alpha(x) dx \right). \quad (3.17)$$

Des études photographiques ont montré qu'une avalanche se présente sous la forme d'une goutte dont le front contient tous les électrons tandis que les ions positifs sont répartis dans le corps de cette goutte (figure 3.8). Cette forme de l'avalanche s'explique aisément lorsqu'on se rappelle la grande différence, près d'un facteur 1000, existant entre la vitesse de dérive des électrons et celle des ions [3.2].

Outre la multiplication des électrons, d'autres processus secondaires peuvent intervenir lors du développement d'une avalanche. Ainsi, la collision entre un électron et un atome du gaz peut entraîner une excitation de celui-ci et l'émission d'un photon lors de sa désexcitation. Un électron et un ion positif peuvent également se recombiner en entraînant l'émission de photons. Ces différents photons peuvent produire de nouveaux électrons soit par photo-ionisation du mélange gazeux soit par effet photoélectrique sur les électrodes avoisinant le fil d'anode. Les électrons ainsi libérés pourront initialiser de nouvelles avalanches retardées par rapport à l'avalanche primaire, les impulsions d'anode correspondantes étant dénommées impulsions de redéclenchement. Cette multiplication des avalanches peut être nuisible au bon fonctionnement d'une chambre à dérive et il est donc impératif de pouvoir la limiter. C'est dans ce but qu'on utilise généralement un mélange gazeux contenant des molécules polyatomiques. Ces molécules possèdent en effet un grand nombre d'états excités de

rotation et de vibration qui absorbent les photons sans provoquer de transition radiative. Ce mécanisme est habituellement désigné sous le nom de "quenching".

Les différents processus décrits ci-dessus nous permettent maintenant d'avoir une idée plus précise sur la nature du gaz devant être utilisé dans une chambre à dérive. Ce gaz est en général un mélange composé d'au moins deux composants, un gaz noble et un gaz polyatomique. Le gaz noble permet d'obtenir un facteur de multiplication des électrons important lors des avalanches car ses molécules monoatomiques absorbent de l'énergie essentiellement en s'ionisant. Le choix de ce gaz noble se porte généralement sur l'argon car il conduit à une ionisation primaire plus importante que dans le néon (tableau 3.1) tandis que les autres gaz tels que le xénon ou le krypton sont inutilisables pour des raisons économiques. A ce gaz noble s'ajoute un gaz polyatomique destiné à absorber les photons émis lors des désexcitations ou des recombinaisons des ions d'argon. L'efficacité d'absorption des photons d'une molécule augmentant avec le nombre d'atomes présents dans cette molécule, l'isobutane est fréquemment utilisé comme gaz de "quenching", le CO_2 permettant parfois également un comportement stable avec un facteur de multiplication élevé.

La charge collectée sur l'anode en fonction de la différence de potentiel V appliquée entre le fil d'anode et la cathode varie de la manière indiquée sur la figure 3.9. On distingue essentiellement cinq régions correspondant à des modes de fonctionnement différents du détecteur. Pour de faibles valeurs de V (région I), la recombinaison des électrons et des ions est importante et ne permet pas de recueillir l'ensemble des électrons libérés au passage d'une particule chargée. Lorsque V augmente (région II), les pertes d'électrons par recombinaison deviennent négligeables et le compteur fonctionne alors en chambre à ionisation. Il faut cependant attendre que la tension V dépasse un certain seuil avant que le processus de multiplication des électrons par avalanche n'intervienne. Dans la région III, la charge collectée sur le fil d'anode est M fois supérieure à celle libérée par l'ionisation primaire. On se trouve alors dans la région de fonctionnement du mode proportionnel, la charge collectée sur l'anode étant proportionnelle au nombre d'électrons produits au passage de la particule ionisante et donc proportionnelle à la perte d'énergie ΔE de cette particule dans le détecteur (relation (3.4)). Lorsque V croît encore, cette proportionnalité est perdue graduellement (région IV), de

par les distortions du champ électrique dues à la présence d'une charge d'espace importante construite par les ions positifs qui s'accumulent autour de l'anode. Cette région de proportionnalité limitée se termine par une région où le signal détecté est le même quelle que soit l'énergie déposée par la particule ionisante. Ensuite, le détecteur entre soit dans le régime Geiger-Müller (région V) soit dans le mode à dard limité, appelé aussi "Self-Quenching Streamer mode" (SQS). Dans le premier cas, l'avalanche se propage sur toute la longueur du fil d'anode par un processus de photo-ionisation tandis que, dans le second cas, un dard se développe perpendiculairement au fil d'anode sur une distance de quelques mm, par une accumulation d'avalanches au sommet de la première. Au-delà de cette région, le régime devient instable et le compteur se met en décharge électrique auto-entretenu.

3.4 LE MODE A DARD LIMITE

C'est au cours des années 1970 que les premières observations d'impulsions d'anode possédant une amplitude anormalement élevée furent reportées [3.7,3.8,3.9]. Ces impulsions d'anode étaient obtenues dans des chambres construites avec des fils d'anode épais, d'un diamètre de 40 à 200 μm , et en utilisant un mélange gazeux composé d'argon et d'une forte proportion de gaz quencher (iC_4H_{10} ou CH_4). Ces signaux apparaissaient également à des tensions d'anode plus élevées qu'en mode proportionnel. Ce phénomène fut d'abord interprété comme une sorte de mode Geiger limité, l'amplitude des impulsions d'anode étant similaire à celle obtenue avec des impulsions Geiger mais leur durée étant nettement plus courte, de l'ordre de 100 ns [3.9]. La forme de ces signaux pouvait s'expliquer par une propagation de l'avalanche le long du fil d'anode limitée à quelques centimètres par une auto-absorption naturelle ("self-quenching"). Cependant, des études photographiques des avalanches obtenues dans ce nouveau mode d'opération permirent de préciser leur nature [3.10,3.11]. Comme le montre la figure 3.10, les avalanches apparaissent comme des filaments de $\sim 200 \mu\text{m}$ de large, prenant leur origine sur le fil d'anode et se développant perpendiculairement à ce fil sur une longueur de quelques mm. Cette observation suggère que ce type d'avalanche est dû à une propagation de la décharge depuis le fil d'anode vers la cathode par un processus de photoionisation, entraînant la formation d'un dard. Comme ce dernier ne se développe pas jusqu'à la cathode, distante de plus d'un cm du fil

d'anode, ce mode de fonctionnement fut appelé mode à dard limité. Diverses études ont également montré que ce mode de fonctionnement ne pouvait pas être considéré comme un état transitoire entre le mode proportionnel et le mode Geiger-Müller. En effet, lorsque la différence de potentiel anode-cathode augmente, le détecteur passe du mode proportionnel au mode à dard limité ou au mode Geiger-Müller selon le mélange gazeux utilisé, sans que ces deux modes d'opérations puissent coexister [3.11].

Dans le §3.4.1, nous décrirons le modèle généralement invoqué pour expliquer la formation des dards. Nous examinerons ensuite plus en détail les conditions requises pour l'apparition du mode à dard limité et citerons ses principales caractéristiques (§3.4.2). Nous traiterons dans le §3.4.3 de certains phénomènes secondaires dont l'importance est plus marquée dans ce mode qu'en mode proportionnel, tels que les impulsions de redéclenchement, les temps morts et le vieillissement du détecteur. Enfin, les avantages que présente le fonctionnement d'un détecteur en mode à dard limité seront examinés au §3.4.4.

3.4.1 Modèle de développement des avalanches en mode à dard limité

Un des premiers modèles tentant de décrire le processus de développement des avalanches en mode à dard limité a été proposé par Atac, Tollestrup et Potter en 1982 [3.10]. D'autres modèles, plus complexes, ont également été proposés par la suite [3.12,3.13], sans être toutefois réellement plus convaincants.

Dans le modèle d'Atac, on part du principe que les électrons dérivant vers le fil d'anode commencent à se multiplier au voisinage de celui-ci selon une avalanche proportionnelle classique. Cependant, suite à une tension d'anode plus élevée et un fil d'anode plus épais, le nombre de paires e^-/ion^+ au sein de cette avalanche devient si grand qu'il se crée dans le nuage de charges un champ électrique local s'opposant au champ électrique d'anode. Ce champ local peut être d'une intensité suffisante pour compenser le champ extérieur, ce qui conduit à un ralentissement des électrons et à l'apparition de recombinaisons radiatives avec émission de photons énergétiques (figure 3.11a) :



Certains de ces photons énergétiques sont alors en mesure de sortir du

nuage de charges et de provoquer une ionisation des molécules du gaz quencher selon la réaction :



Lorsque cette réaction a lieu dans une région où le champ extérieur est intense, les électrons libérés pourront déclencher de nouvelles avalanches. C'est le cas par exemple dans le mode Geiger-Müller où des avalanches secondaires se déclenchent tout le long du fil d'anode. Par contre, pour des mélanges gazeux contenant une forte proportion de gaz quencher, le libre parcours moyen des photons est de l'ordre des dimensions de l'avalanche primaire et la réaction (3.19) produira des électrons uniquement aux abords immédiats de la première avalanche (figure 3.11b). Suite à la compensation entre le champ électrique extérieur et le champ local créé au sein du nuage de charges, les électrons libérés sur les côtés du cône d'ions positifs n'entraînent pas la création de nouvelles avalanches. Par contre, ceux produits au sommet de ce cône peuvent déclencher une avalanche secondaire. Si le nombre d'électrons présents dans cette dernière est équivalent à celui de l'avalanche primaire, le processus se répète et on assiste à une accumulation des avalanches au sommet de la première (figure 3.11c). Le dard se développe donc transversalement au fil d'anode le long des lignes de champs, comme observé sur les photographies de la figure 3.10. La croissance de ce dard cesse d'elle-même lorsque son sommet atteint une région où l'intensité du champ électrique devient insuffisante pour provoquer de nouvelles multiplications des électrons.

3.4.2 Conditions d'apparition du mode à dard limité

Comme le montre la figure 3.12, le mode à dard limité apparaît à la suite du mode proportionnel par une transition discontinue, la charge des impulsions d'anode étant multipliée par un facteur 10 à 100. Dans la région de transition, le mode proportionnel et le mode à dard limité coexistent sans qu'on puisse observer de valeurs intermédiaires de charges. Après la transition, la charge collectée augmente linéairement avec le potentiel d'anode appliqué [3.12,3.14]. Cependant, cette transition ne s'obtient que lorsque certaines conditions sont réunies.

Diamètre du fil d'anode.

Les fils d'anode utilisés dans des détecteurs fonctionnant en mode à dard limité ont typiquement un diamètre de 100 μm . On a en effet observé expérimentalement que si le diamètre du fil d'anode est trop petit ($< 75 \mu\text{m}$), la transition entre le mode proportionnel et le mode à dard limité ne se produit pas [3.15]. L'amplitude des signaux anodiques augmente de manière continue avec la tension appliquée et on obtient finalement une décharge auto-entretenu. On peut expliquer ce phénomène par le fait que, pour un fil d'anode très mince, le champ électrique dû à la différence anode-cathode est si élevé près du fil d'anode que le champ de compensation dû au nuage de charges positives ne peut l'annuler. Les processus de recombinaison e^-/ion^+ ne peuvent donc pas avoir lieu efficacement et les électrons sont rapidement collectés sur l'anode.

Dans les mêmes conditions de géométrie de chambre et de milieu gazeux, l'apparition du mode à dard limité nécessite des tensions d'anode plus élevées lorsque le diamètre du fil d'anode augmente. La figure 3.13a reprend par exemple les taux de comptage obtenus en plaçant une source radioactive Sr^{90} sur des tubes cylindriques et en appliquant un seuil de discrimination correspondant à une tension de 30 mV aux bornes d'une résistance de 50 Ω sur les signaux anodiques obtenus [3.16]. Ces taux de comptage deviennent constants lorsque la tension d'anode atteint un certain seuil et recommencent à augmenter lorsque la tension d'anode devient trop élevée, suite à une multiplication importante des impulsions de redéclenchement (§3.4.3). La région où le taux de comptage reste constant est appelée le plateau de fonctionnement et correspond aux tensions d'anode pour lesquelles l'efficacité de détection d'anode du détecteur est maximale. Au-delà de cette région, le comportement du détecteur devient instable et on peut assister à la formation d'une décharge auto-entretenu. Sur la figure 3.13a, on remarque clairement que lorsque le diamètre du fil d'anode augmente, le plateau de fonctionnement débute à des tensions d'anode plus élevées et s'élargit.

Mélange gazeux.

Nous avons vu lors de la description du modèle d'Atac que le développement d'une avalanche en mode à dard limité nécessite un

mélange gazeux contenant une forte concentration en gaz quencher, de manière à limiter la propagation des photons émis lors des recombinaisons e^-/ion^+ au sein de l'avalanche. Les mélanges gazeux les plus fréquemment utilisés sont composés d'argon et d'un gaz organique tel que le méthane, l'éthane, le propane ou l'isobutane, ce dernier étant considéré comme le gaz quencher standard en mode à dard limité [3.17]. Le mode à dard limité a également été observé dans des mélanges gazeux Ar-CO₂ [3.18,3.19] mais ceux-ci semblent ne pas permettre d'obtenir une efficacité de détection d'anode de 100 % [3.20]. Depuis quelques années, diverses études ont été entreprises dans le but de développer des mélanges gazeux ininflammables tels que Ar-CO₂-iC₄H₁₀ où la concentration en isobutane reste inférieure à 10 % [3.14,3.21].

Lorsque la concentration du gaz quencher présent dans le mélange augmente, l'apparition du mode à dard limité s'obtient pour des tensions d'anode plus élevées (figure 3.13b), les plateaux de fonctionnement sont plus longs et la durée des impulsions d'anode diminue [3.15,3.16]. Si la distance anode-cathode diminue, il est nécessaire d'augmenter la quantité de gaz quencher pour conserver des plateaux de fonctionnement de longueur comparable [3.22]. Enfin, la taille des avalanches obtenues en mode à dard limité diminue lorsque la pression du mélange gazeux augmente [3.10]. Ceci implique que le plateau de fonctionnement débute à des tensions d'anode plus élevées lorsque la pression augmente.

3.4.3 Phénomènes secondaires liés au mode à dard limité

Lors de la description du modèle d'Atac, nous avons vu que le processus de base du développement d'une avalanche en mode à dard limité est l'émission de photons lors des recombinaisons e^-/ion^+ . Un dard se développe si ces photons possèdent un libre parcours moyen limité à la zone de l'avalanche primaire, les avalanches secondaires s'accumulant alors au sommet de la première. Cependant, malgré une concentration importante en gaz quencher, certains photons peuvent ne pas être absorbés rapidement. Si ces photons atteignent les cathodes proches du fil d'anode, ils peuvent extraire des électrons de ces cathodes par effet photoélectrique. Ces électrons peuvent à leur tour engendrer de nouvelles avalanches, retardées par rapport à la première, que l'on dénomme impulsions de redéclenchement. La nature de ces impulsions est confirmée par l'observation d'un intervalle de temps

pratiquement constant entre l'impulsion primaire et la première impulsion de redéclenchement [3.23]. Cet intervalle correspond au temps de dérive d'un électron depuis la cathode vers l'anode. La génération d'impulsions de redéclenchement peut être itérative et donner naissance à de véritables trains d'impulsions. Le nombre d'impulsions de redéclenchement augmente avec la tension d'anode et dépend fortement du mélange gazeux utilisé. La nature du matériau constitutif de la cathode joue également un rôle important [3.23]. Bien que ce phénomène puisse aussi se manifester en mode proportionnel, il est particulièrement marqué en mode à dard limité et peut conduire à une dégradation des performances d'un détecteur : ambiguïté des coordonnées reconstruites à partir des temps de dérive mesurés, déformation de la charge collectée sur les fils d'anode, ou encore, saturation possible de l'électronique de lecture.

La formation d'une avalanche conduit également à l'existence d'un grand nombre d'ions positifs au voisinage immédiat du fil d'anode. Ce nuage de charges occulte le fil d'anode pendant le temps nécessaire à la migration des ions vers la cathode, temps mort durant lequel le fil d'anode est insensible sur une petite longueur, appelée longueur morte. Ce phénomène est maximal en mode Geiger-Müller, la décharge contaminant toute la longueur du fil d'anode, et est plus important en mode à dard limité qu'en mode proportionnel. En ce qui concerne le mode à dard limité, le temps mort s'échelonne généralement entre 20 et 250 μ s [3.11,3.24], selon le type de mélange gazeux utilisé. Il semble également que ce temps mort varie avec la tension d'anode appliquée, comme le montre la figure 3.14a : au début du plateau de fonctionnement, le champ électrique plus faible entraîne un temps de migration des ions positifs plus long, tandis que pour les très hautes tensions d'anode, le temps mort augmente suite au développement plus important des avalanches. La longueur morte le long du fil d'anode est typiquement de 5 à 10 mm [3.11,3.24] et décroît en fonction du temps (figure 3.14b). Ce phénomène de temps mort peut entraîner une perte d'efficacité du détecteur si le flux de particules traversant le détecteur est très élevé.

Depuis l'utilisation de chambres à dérive (ou plus généralement de chambres à fils) comme détecteur de particules en physique des hautes énergies, on s'est rapidement aperçu que les performances de ces chambres pouvaient être altérées graduellement avec le temps. Ce problème est désigné sous le nom de vieillissement du détecteur, dont

une revue d'ensemble est donnée dans la référence [3.25]. Essentiellement, le vieillissement d'une chambre peut se manifester soit par une diminution du facteur de multiplication de l'avalanche, soit par l'apparition d'une décharge auto-entretenu qui subsiste même lorsque la source de particules ionisantes est retirée. Ces phénomènes sont généralement attribués à la présence du gaz quencher dans le mélange, le plus souvent un hydrocarbure. En effet, les ions de gaz quencher formés lors d'une avalanche peuvent engendrer la formation de polymères, pouvant être des isolants liquides ou solides, qui se déposent sur les électrodes de la chambre. Si ce dépôt s'effectue sur le fil d'anode, il entraîne une augmentation du diamètre de ce dernier et par conséquent une diminution du facteur de multiplication de l'avalanche. Le dépôt d'une fine couche isolante sur la surface des cathodes peut être encore plus dramatique, de par "l'effet Malter". Les ions positifs produits lors des avalanches se neutralisent en effet de plus en plus lentement sur la cathode. On atteint alors des densités de charges positives énormes à la surface de l'isolant et des électrons sont extraits de la cathode au travers de cet isolant. Ces électrons entrant dans le volume de dérive vont à leur tour engendrer de nouvelles avalanches avec une production abondante d'ions positifs et le détecteur finit alors par rentrer en régime de décharge permanente. Ces phénomènes de vieillissement des chambres à fils se manifestent dans tous les modes de fonctionnement. Par rapport au mode proportionnel, le mode à dard limité est cependant susceptible d'engendrer un vieillissement plus rapide du détecteur, suite à la multiplication plus importante obtenue et à la nécessité d'une concentration plus importante en gaz quencher. Afin de ralentir ce vieillissement, en mode proportionnel comme en mode à dard limité, une solution possible est d'ajouter au mélange gazeux des agents non-polymérisables tels que l'alcool isopropylique (C_3H_7OH) ou le méthylal ($(OCH_3)_2CH_2$). En effet, si le potentiel d'ionisation de ces molécules est légèrement plus bas que celui des autres constituants du mélange, le phénomène de transfert de charges intervenant lors de la dérive des ions (§3.3.2.a) modifie la nature des ions neutralisés à la cathode en l'espèce non-polymérisable.

3.4.4 Avantages du mode à dard limité

Les avantages présentés par le mode à dard limité résident essentiellement dans la forme des impulsions d'anode obtenues (figure 3.15). En effet, ces impulsions d'anode possèdent une amplitude importante de typiquement 100 mV ou plus aux bornes d'une résistance de 50 Ω , peu sensible aux variations du mélange gazeux ou du potentiel d'anode. Cette amplitude importante permet l'utilisation d'une électronique de lecture simplifiée ne nécessitant pas d'amplificateurs d'anode, ce qui réduit le coût du détecteur ainsi que les problèmes de bruit électronique. A l'inverse des impulsions Geiger, la durée des impulsions en mode à dard limité est courte (≤ 200 ns) et est de l'ordre de 40 ns à mi-hauteur. Un des avantages également du mode à dard limité est qu'il permet l'utilisation de fils d'anode plus épais (~ 100 μm), et donc plus robustes, qu'en mode proportionnel (~ 40 μm), ce qui simplifie la construction des détecteurs.

Jusqu'à très récemment, le mode à dard limité était uniquement utilisé dans des tubes possédant une section carrée de l'ordre de 1 cm^2 , munis d'un seul fil d'anode et pouvant atteindre plusieurs mètres de long [3.22]. Utilisés principalement dans des calorimètres de grande taille, ces tubes permettent d'indiquer le passage d'une particule chargée mais ne donnent pas d'information précise sur la position des points d'impacts. Depuis quelques années, ce mode de fonctionnement est également utilisé dans des détecteurs où le temps de dérive est mesuré. En effet, le temps de montée des impulsions est très court (~ 5 à 10 ns), ce qui permet une bonne synchronisation des signaux et une mesure précise du temps de dérive. Cependant, l'utilisation du mode à dard limité dans des chambres à dérive de plusieurs centimètres de large est assez rare.

Notre groupe a été le premier à concevoir des chambres à dérive fonctionnant en mode à dard limité et pour lesquelles la distance de dérive maximale est de près de 10 cm. Depuis, cette innovation a également été utilisée pour les détecteurs de muons des expériences CDF [3.26] et VENUS [3.27], les chambres équipant ces deux détecteurs possédant des distances de dérive maximales de 3,2 cm et 3,5 cm respectivement.

3.5 LECTURE DE LA SECONDE COORDONNEE PAR UNE LIGNE A RETARD

Nous avons vu précédemment que la mesure du temps de dérive des électrons créés au passage d'une particule ionisante dans le volume gazeux d'une chambre permet de déterminer la distance entre le fil d'anode et le point d'impact. Cependant, il est parfois nécessaire de pouvoir déterminer la seconde coordonnée de ce point d'impact, à savoir sa position le long du fil d'anode.

La méthode choisie pour déterminer cette position dans le cas des chambres à dérive équipant l'identificateur de muons vers l'avant de DELPHI est l'utilisation d'une ligne à retard placée parallèlement au fil d'anode. Cette ligne à retard est une ligne de transmission dans laquelle un signal est induit suite au mouvement des ions positifs créés lors d'une avalanche sur l'anode. Ce signal se propage ensuite vers chaque extrémité de la ligne en un temps proportionnel à la distance parcourue. Comme l'incertitude sur la position déterminée le long de cette ligne est proportionnelle à la vitesse de propagation des signaux, on utilise une ligne de transmission possédant une inductance élevée, ce qui permet d'obtenir des vitesses de propagation assez petites, de l'ordre de 2 m/μs.

Dans le cas du MUF, notre groupe a choisi d'équiper ses chambres avec une ligne à retard solénoïdale possédant un noyau conducteur, du type de celle représentée sur la figure 3.16. Cette ligne de transmission est obtenue en enroulant un fil conducteur autour d'un noyau diélectrique au milieu duquel est inséré un ruban conducteur mis à la masse. Ce bobinage est séparé de la carcasse de la chambre par un diélectrique extérieur. L'inductance par unité de longueur d'une telle ligne est donnée par la relation :

$$L = \mu_0 n^2 e l \quad (3.20)$$

où μ_0 est la perméabilité du vide,
 n est le nombre de spires par unité de longueur,
 e et l sont l'épaisseur et la largeur du solénoïde.

Sa capacité par unité de longueur est approximativement :

$$C = \frac{4 E_{int} l}{e} + \frac{E_{ext} l}{h} \quad (3.21)$$

où E_{int} est la permittivité du diélectrique constituant le noyau, E_{ext}

est la permittivité du diélectrique extérieur et h son épaisseur. Le premier terme correspond à la capacité de deux solénoïdes superposés d'épaisseur $e/2$ chacun. Le second terme, dû à la carcasse de la chambre, n'apporte en général qu'une contribution de quelques pourcents à la capacité totale.

Dans l'approximation des hautes fréquences, l'impédance caractéristique d'une ligne à retard est donnée par la relation [3.28] :

$$Z = \sqrt{\frac{L}{C}} . \quad (3.22)$$

L'amplitude des impulsions s'atténue avec la distance x parcourue le long de la ligne suivant la relation :

$$V(x) = V_0 e^{-\beta x} , \quad (3.23)$$

où V_0 est l'amplitude initiale et β est appelé le facteur d'atténuation. Dans la même approximation que pour la relation (3.22), on trouve

$$\beta = \frac{R}{2Z} , \quad (3.24)$$

R étant la résistance ohmique du conducteur. Enfin, la vitesse inverse de propagation des signaux le long de la ligne est donnée par :

$$v_{dl}^{-1} = \sqrt{LC} . \quad (3.25)$$

Si on néglige dans la relation (3.21) la contribution du diélectrique extérieur, on remarque que le produit LC , et donc la vitesse de propagation des signaux, devient indépendant de l'épaisseur e du solénoïde. Cette caractéristique permet de construire des lignes à retard possédant une vitesse uniforme sur une longueur de plusieurs mètres, même si l'épaisseur du diélectrique ne reste pas parfaitement constante. Nous verrons dans le chapitre 4 que cette propriété conduit à des performances remarquables pour les lignes à retard des chambres du MUF.

3.6 L'IDENTIFICATEUR DE MUONS MUF

Après avoir présenté les principes de la détection des muons et du fonctionnement des chambres à dérive, nous pouvons maintenant décrire plus en détail la structure de l'identificateur de muons vers l'avant de DELPHI. La structure interne des chambres à dérive fera l'objet du §3.6.1. Dans la partie suivante (§3.6.2), nous résumerons les études menées sur des chambres prototypes, études ayant permis de démontrer que les objectifs fixés pouvaient être atteints par le détecteur conçu. Le §3.6.3 sera consacré à la description détaillée de la structure des quadrants et enfin, dans le §3.6.4, nous décrirons l'infrastructure nécessaire au fonctionnement de notre détecteur au sein du dispositif DELPHI.

3.6.1 Description des chambres à dérive

La cellule de base de l'identificateur de muons est constituée par une chambre à dérive. Le corps de cette chambre est un tube plat en aluminium extrudé de section rectangulaire de dimensions extérieures $197 \times 33 \text{ mm}^2$. L'épaisseur des chambres est limitée à 33 mm suite à l'étroitesse de l'espace disponible dans l'enclave du calorimètre hadronique tandis que la largeur de - 20 cm est la limite maximale imposée par l'industrie pour ce type de tubes. Parmi les 22 tubes destinés à former une couche d'un quadrant, 18 possèdent une longueur de $4354 \pm 1 \text{ mm}$ tandis que les 4 autres possèdent une longueur de $3562 \pm 1 \text{ mm}$ (voir figure 2.19). A l'intérieur de chaque tube sont insérés 8 profilés en plastique PVC qui tapissent totalement sa surface interne (figure 3.17). Ces profilés sont coextrudés avec des bandes de cuivre qui jouent le rôle de cathodes et permettent d'établir un champ électrique de dérive au sein du volume gazeux de la chambre. Sur les bords de la chambre, les profilés sont en forme de U et contiennent une seule bande de cuivre, également en forme de U, de 30 mm de largeur. Viennent ensuite quatre profilés plats sur lesquels 5 bandes de cuivre, larges de 8 mm, sont disposées à 6 mm l'une de l'autre. Face au fil d'anode, un des deux profilés centraux renferme une languette de cuivre de 15 mm de largeur. L'autre profilé central est destiné à contenir la ligne à retard. La cathode centrale ainsi que la ligne à retard sont mises à la masse tandis que les électrodes latérales sont à un potentiel de -7,0 kV. Les autres cathodes sont portées à des potentiels

négatifs dégressifs à mesure que l'on se rapproche du centre de la chambre. La configuration des potentiels électriques permet de créer des deux côtés de la chambre un champ électrique uniforme de dérive de 700 V/cm. Le champ électrique produit par cet ensemble d'électrodes a été simulé sur ordinateur : les équipotentielles et les lignes de champ obtenues sont représentées sur les figures 3.18a et 3.18b ; la variation du module du champ électrique en fonction de la distance de dérive apparaît sur la figure 3.18c. Après insertion des profilés en PVC, le volume intérieur sensible d'une chambre possède une largeur de 188 mm sur une épaisseur de 20 mm. Dans la partie centrale, cette épaisseur est réduite à 14 mm suite à l'existence d'une rainure dans le tube en aluminium où est logée une partie des câbles de transport des signaux de la ligne à retard (voir §3.6.3).

Un fil d'anode est tendu au centre de la chambre, parallèlement à son axe principal, et est fixé aux deux extrémités de celle-ci. D'un diamètre de 100 μm , ce fil est en acier inoxydable non magnétique. Pour éviter tout fléchissement de ce fil sur sa longueur, deux supports isolants en nylon sont disposés symétriquement le long du fil, à 139 cm l'un de l'autre.

Représentée sur la figure 3.19, la ligne à retard faisant face au fil d'anode est de type hélicoïdal. Elle est construite en enroulant un fil de cuivre de 200 μm de diamètre autour d'une languette en plastique PVC de 14 mm de largeur sur 1,4 mm d'épaisseur. Les spires successives de cuivre sont isolées électriquement l'une de l'autre par un fil de nylon de 80 μm d'épaisseur, enroulé simultanément avec le fil conducteur. Cette méthode permet d'utiliser un fil de cuivre "nu", non recouvert d'un vernis isolant, évitant ainsi l'accumulation de charges sur ce dernier. Au centre du noyau en PVC est insérée une bande de cuivre ($0,2 \times 10 \text{ mm}^2$) jouant le rôle de plan de masse. L'ensemble de la ligne à retard est collé sur son profilé PVC par l'intermédiaire d'un papier collant double face de 400 μm d'épaisseur. La longueur active de cette ligne de transmission est légèrement plus courte ($\sim 4325 \text{ mm}$) que la longueur totale d'une chambre de manière à permettre l'introduction des bouchons de fermeture de la chambre. L'impédance caractéristique de ces lignes est de 620 Ω tandis que la vitesse de propagation des signaux induits est de l'ordre de 170 cm/ps. Le facteur d'atténuation β des signaux (cf. section 3.5) est de $0,6 \text{ m}^{-1}$, ce qui implique que 10 % du signal original subsiste après propagation sur une longueur de 4 m.

Les chambres à dérive sont fermées aux deux extrémités par des

bouchons en matière plastique moulée, s'ajustant sur les profilés d'aluminium, l'étanchéité étant assurée par un joint de silicone. Ces bouchons renferment tous les deux (figure 3.20) :

- un connecteur en laiton permettant le passage du flux de gaz.
- un orifice central dans lequel est glissé le fil d'anode. Ce dernier est maintenu en place par une goupille conique insérée dans une bague de laiton. De cette manière, le fil d'anode est positionné au milieu de la chambre avec une précision de 0,1 mm.
- deux fils électriques reliés à la ligne à retard, l'un pour la mise à la masse de la bande intérieure de cuivre, l'autre pour la lecture des signaux.
- des lames de contact cuivre-béryllium permettant d'établir le contact entre les électrodes se faisant face.

Un des deux bouchons est utilisé pour distribuer les tensions de dérive sur les cathodes d'une chambre. Situé à l'extrémité restant accessible lorsque les quadrants sont installés dans DELPHI, il est appelé bouchon "near-end", l'autre bouchon étant dénommé "far-end". Ses ressorts de contact sont reliés entre eux par une chaîne de résistances qui fixe le potentiel des différentes électrodes. Ceux situés sur les bords latéraux du bouchon sont connectés à la haute tension de dérive extérieure par un fil électrique traversant le bouchon. La mise à la masse de la cathode centrale et la mise sous tension du fil d'anode s'effectuent également par l'intermédiaire de ce bouchon "near-end". Enfin, les deux bouchons sont remplis d'une résine polymérisable pour améliorer leur étanchéité et éviter d'éventuelles décharges électriques entre les ressorts.

L'enceinte intérieure de la chambre à dérive est continuellement balayée par un mélange gazeux Ar-CO₂-iC₄H₁₀ (14,4-70-14,4 %) auquel est ajouté 1,2 % de vapeurs d'alcool isopropylique C₃H₇OH. Pour obtenir un fonctionnement en mode à dard limité dans ce type de gaz, le fil d'anode doit être porté à une tension de + 5 kV. L'impulsion d'anode possède alors une amplitude de plus de 100 mV aux bornes d'une résistance de 50 Ω. La vitesse de dérive des électrons dans ce gaz aux conditions normales est de l'ordre de 7 mm/μs pour un champ électrique de 700 V/cm.

La reconstruction des points d'impact d'une particule au sein d'une chambre à dérive s'effectue à partir de la mesure de trois temps: le temps de dérive des électrons de l'ionisation primaire vers le fil d'anode, t_d , et les temps de propagation du signal induit sur la ligne à retard vers ses deux extrémités, t_1 et t_2 . La distance entre le point

d'impact de la particule et le fil d'anode est donnée par la relation

$$d = v_{dr} t_d, \quad (3.26)$$

où v_{dr} est la vitesse de dérive des électrons. La coordonnée du signal induit le long du fil d'anode, y , s'obtient à l'aide de la relation

$$y = \frac{L}{2} + v_{dl} \frac{t_1 - t_2}{2} \quad (3.27)$$

où L représente la longueur totale de la ligne et v_{dl} la vitesse de propagation des signaux le long de la ligne à retard.

Ces temps t_d , t_1 et t_2 sont obtenus à partir des temps d'arrivée dans l'électronique de lecture des signaux fournis par la chambre par rapport à un temps de référence proche de l'instant de passage de la particule. Nous reviendrons au chapitre 4 sur les relations exactes permettant d'obtenir les quantités d et y à partir des temps réellement mesurés.

3.6.2 Etudes de mise au point des chambres à dérive

Dans cette partie, nous résumerons les différentes études réalisées en vue de déterminer les conditions de fonctionnement de nos chambres à dérive. Tout d'abord, nous décrirons brièvement les résultats des tests réalisés sur des prototypes, tests visant à déterminer les paramètres définitifs des chambres tels que géométrie, matériaux de construction, configuration du champ électrique, mode de fonctionnement et type de ligne à retard (§3.6.2.a). Le modèle définitif des chambres à dérive étant fixé, l'influence d'un champ magnétique sur les performances de ces chambres a été étudiée (§3.6.2.b). Enfin, nous commenterons le choix du mélange gazeux destiné à assurer un fonctionnement optimal des chambres à dérive (§3.6.2.c)

3.6.2.a : Etude de prototypes de chambre à dérive et de ligne à retard.

L'utilisation du mode à dard limité dans des chambres à dérive de 20 cm de large constituant une première, toute une série de tests ont dû être réalisés de manière à démontrer que de bonnes performances pouvaient être obtenues dans ce mode de fonctionnement [3.29]. Ces tests ont ainsi montré que l'efficacité de détection d'anode était voisine de 100 % et ce pour n'importe quelle distance de dérive. De

même, une résolution spatiale en dérive d'au moins un mm a pu être obtenue, conformément aux exigences formulées dans la proposition technique de DELPHI [3.1]. Ces études ont permis également de déterminer la configuration des cathodes assurant l'uniformité du champ électrique de dérive.

Par ailleurs, les performances obtenues avec la ligne à retard de 4,3 m de long décrite au §3.6.1 se sont révélées en parfait accord avec les exigences formulées, à savoir : une efficacité de près de 100 % quelle que soit la coordonnée du signal induit le long de la ligne, et une résolution spatiale de quelques mm, meilleure que les 10 mm prévus [3.30].

3.6.2.b : Etude de l'influence d'un champ magnétique.

Comme nous l'avons vu au §3.2.2, la présence d'un champ magnétique au sein d'une chambre à dérive peut entraîner une modification de la trajectoire des électrons de dérive, suite à la force de Lorentz. Les chambres à dérive de notre identificateur de muons sont soumises à l'influence du champ magnétique de retour de DELPHI, principalement celles situées à l'intérieur du fer du calorimètre hadronique. Dans cette enclave, les composantes radiale et longitudinale du champ magnétique sont susceptibles d'atteindre des intensités maximales de 0,05 Tesla et de 0,25 Tesla respectivement. Suite à la disposition des chambres à muons dans les bouchons, la composante longitudinale est perpendiculaire au plan de dérive des électrons. La force de Lorentz tend alors à faire dévier les électrons le long du fil d'anode, ce qui entraîne une modification de la position fournie par la ligne à retard. Par contre, la composante radiale du champ magnétique est parallèle aux fils d'anode. Les électrons de dérive tendent alors à s'éloigner du fil d'anode et peuvent éventuellement quitter l'espace de dérive, entraînant une perte d'efficacité de détection d'anode.

Afin d'étudier ces deux phénomènes, une chambre à dérive de configuration finale mais d'une longueur réduite à 1 m a été placée dans l'entrefer d'un aimant à champ magnétique variable [3.31]. Cette chambre fut irradiée par un faisceau de particules au minimum d'ionisation (π^- et électrons). Ce faisceau était perpendiculaire au plan de dérive et pouvait traverser la chambre à n'importe quel endroit de sa surface sensible, la chambre étant montée sur un chariot mobile permet-

tant des déplacements verticaux et horizontaux simultanés et contrôlés avec une précision de 0,1 mm. Comme le montre la figure 3.21, deux configurations furent étudiées :

- pour la première, le champ magnétique B est parallèle au fil d'anode (figure 3.21a). La sélection des particules du faisceau s'effectue au moyen de deux scintillateurs S_1 et S_2 et de deux tubes proportionnels P_1 et P_2 , placés en amont et en aval de la chambre. La coïncidence des signaux de ces 4 éléments dans un intervalle de 100 ns permet de sélectionner des particules traversant la chambre de test à une distance fixe du fil d'anode, définie à ± 1 mm.
- dans la deuxième configuration, le champ magnétique B est perpendiculaire au plan de dérive de la chambre de test (figure 3.21b). L'utilisation de deux scintillateurs "doigt", S_3 et S_4 , en plus de S_1 , S_2 , P_1 et P_2 permet de sélectionner une surface de $2,5 \times 3 \text{ mm}^2$, irradiée par le faisceau.

Rappelons que, selon la relation (3.11), les effets du champ magnétique sont plus importants lorsque la vitesse de dérive des électrons augmente. Dès lors, nous avons utilisé lors de ces tests deux mélanges gazeux aux propriétés différentes : un mélange gazeux $\text{Ar-CO}_2\text{-iC}_4\text{H}_{10}$ (10-62-28), proche du mélange final et qui conduit à une vitesse de dérive mesurée égale à $1,02 \pm 0,07 \text{ cm}/\mu\text{s}$, et un mélange contenant les mêmes composants mais dans les proportions 25-15-60, avec une vitesse de dérive mesurée de $2,24 \pm 0,25 \text{ cm}/\mu\text{s}$.

Etude de la configuration où B est parallèle au fil d'anode.

Dans la configuration où B est parallèle au fil d'anode, nous avons étudié l'évolution de l'efficacité de détection d'anode en fonction de l'intensité B du champ magnétique. Cette étude fut effectuée pour des particules traversant la chambre à une distance de dérive de 8,5 cm et les résultats sont présentés sur la figure 3.22a pour les deux mélanges gazeux utilisés. On remarque que dans les deux cas cette efficacité n'est pas grandement affectée si B reste inférieur à 0,2 T.

Le temps de dérive moyen ainsi que l'écart type de la distribution correspondante ont également été étudiés, toujours pour des particules à une distance de dérive de 8,5 cm. Pour le mélange le plus lent, le temps de dérive n'est pas affecté pour un champ B inférieur à 0,2 Tesla (figure 3.22b). Par contre, pour le second mélange, le temps de dérive moyen augmente légèrement lorsque B augmente, indiquant une

diminution de la vitesse de dérive. De même, l'écart type des distributions des temps de dérive grandit lorsque B augmente, indiquant une dégradation de la résolution en dérive des chambres (figure 3.22c). Ce phénomène semble également exister pour le gaz lent mais dans une moindre mesure (figure 3.22c). Ces effets de modification de la vitesse de dérive et de dégradation de la résolution peuvent s'expliquer par la modification de la trajectoire des électrons de dérive sous l'influence du champ magnétique. En effet, lorsque B devient grand, ces électrons quittent la zone médiane du volume de dérive et suivent un parcours plus long dans une région où le champ de dérive perd de son uniformité (voir figure 3.18).

Toutefois, pour une vitesse de dérive de l'ordre de 1 cm/ μ s, proche de celle obtenue dans le mélange gazeux finalement utilisé, il apparaît clairement que les propriétés des chambres à dérive ne seront pas affectées par un champ magnétique ne dépassant pas 0,05 Tesla, induction maximale attendue pour la composante radiale du champ magnétique de retour dans les bouchons de DELPHI.

Etude de la configuration où B est perpendiculaire au plan de dérive.

Lorsque le champ B est perpendiculaire au champ de dérive E, nous avons indiqué précédemment que l'angle de déviation α des électrons est donné en première approximation par la relation (3.11). Dans le cas de la composante longitudinale du champ de retour de DELPHI, cette déviation conduit à un déplacement le long de la ligne à retard qui peut être estimé par la relation

$$\Delta Y = d \operatorname{tg}(\alpha) , \quad (3.28)$$

d étant la distance de dérive.

La figure 3.23 montre les déplacements mesurés en fonction de B avec les deux mélanges utilisés, et ce pour des distances de dérive de 8,5 cm (a), 6,5 cm (b) et 4,5 cm (c). Les déplacements ΔY prédits par la relation (3.28) sont également représentés et sont généralement en bon accord avec les mesures, sauf pour le gaz le plus rapide, pour les points extrêmes correspondant au champ le plus intense.

Ces résultats nous permettent raisonnablement d'estimer que, dans l'expérience DELPHI, pour une vitesse de dérive de 0,7 cm/ μ s et une induction magnétique maximale de 0,25 Tesla, les déviations enregistrées sur les lignes à retard ne dépasseront pas les 4 mm pour une

distance de dérive de 9,4 cm. De plus, ces déviations pourront être corrigées à partir des valeurs mesurées du champ magnétique dans les bouchons de DELPHI.

3.6.2.c : Détermination du mélange gazeux.

Nous avons vu précédemment (§3.6.2.a) que les prototypes de chambres à dérive exhibaient des performances tout à fait satisfaisantes. Toutefois, ces études ont été réalisées en utilisant des mélanges gazeux composés d'argon et de 30 à 70 % d'isobutane, mélanges reconnus pour fournir de bons résultats en mode à dard limité. Ces mélanges contenant une forte concentration d'isobutane présentent cependant des risques d'explosion considérables et ne sont donc pas acceptables pour alimenter l'identificateur de muons de DELPHI. Des études ont alors été mises en oeuvre pour trouver un mélange gazeux présentant moins de risques tout en assurant un fonctionnement tout aussi correct des chambres à dérive. Le choix de ce mélange gazeux s'est basé sur les conditions d'exploitation suivantes :

- une impulsion d'anode possédant une amplitude supérieure ou égale à 100 mV aux bornes d'une résistance de 50 Ω ;
- une efficacité de détection d'anode voisine de 100 % pour toute distance de dérive ;
- un plateau de fonctionnement d'une largeur de quelques centaines de Volts permettant une bonne stabilité d'opération ;
- un taux d'impulsions de redéclenchement aussi bas que possible, afin d'éviter une saturation de l'électronique de lecture et de permettre une interprétation non ambiguë des signaux de l'identificateur de muons ;
- une vitesse de dérive de l'ordre de 1 cm/ μ s, pour éviter des effets trop importants du champ magnétique d'une part tout en limitant le temps de dérive maximum d'autre part (l'intervalle de temps séparant deux croisements consécutifs des faisceaux du LEP n'étant que de 22 μ s) ;
- une garantie de fonctionnement stable dans le temps par un vieillissement le plus lent possible des chambres à dérive.

Plusieurs types de mélange gazeux ont été étudiés en détail à l'aide d'un dispositif conçu spécialement à cet effet [3.32]. Il ressort clairement de cette étude qu'un mélange gazeux du type Ar-CO₂-iC₄H₁₀ (15-70-15) auquel on ajoute quelques pourcents de vapeur

organique telle que l'alcool isopropylique permet de satisfaire pleinement les conditions de fonctionnement énumérées précédemment. Le remplacement d'une grande partie de l'isobutane du mélange Ar- iC_4H_{10} par du CO_2 permet de satisfaire aux exigences de sécurité de l'expérience DELPHI. Cette substitution permet également d'obtenir des vitesses de dérive relativement faibles, de l'ordre de 0,75 cm/ μ s pour un champ de dérive de 850 V/cm. Les quelques pourcents d'alcool isopropylique ajoutés au mélange jouent un rôle remarquable dans l'amélioration des performances obtenues [3.33]. Ces vapeurs organiques permettent en effet d'obtenir des plateaux de fonctionnement de plusieurs centaines de Volts et de contrôler la production d'impulsions de redéclenchement. Enfin, rappelons que ces vapeurs organiques apportent également une solution au vieillissement prématuré des détecteurs (§3.4.3).

3.6.3 Structure des quadrants

Dans cette partie, nous décrirons la procédure appliquée lors de la construction d'un quadrant [3.34], ce qui nous permettra ainsi de préciser certaines caractéristiques de sa structure interne. L'électronique rapprochée des chambres à dérive, présente sur les bords des quadrants, sera ensuite décrite ainsi que le système de distribution du mélange gazeux.

La construction des 16 modules de l'identificateur de muons s'est effectuée à l'IIHE, sur une table en acier de 4,5 x 6 m² dont la surface est parfaitement plate à $\pm 50 \mu$ m. Une première série de 22 tubes en aluminium, 18 longs et 4 courts, est disposée à plat sur cette table. Les tubes sont maintenus rectilignes et parallèles l'un par rapport à l'autre grâce à une série de fixations disposées sur la table tout le long de l'axe principal des tubes. Ces fixations sont positionnées dans la rainure centrale extérieure des profilés en aluminium. D'autres fixations sont également insérées dans la partie centrale des extrémités de chaque tube. Elles sont espacées de 198,0 \pm 0,1 mm, définissant la distance interanode et laissant un espacement de 1,0 mm entre chaque tube. Quatre plaques d'aluminium de 4 mm d'épaisseur sont alors collées au-dessus de cette première couche de tubes pour lui donner une structure rigide. Durant le séchage de la colle, une surface plastique recouvre entièrement l'assemblage. La pression au sein de cette enceinte plastique est réduite à 0,8 atmosphère de manière à presser fortement la construction contre la surface plane de la table.

Ce collage terminé, des marques fiduciaires sont forées dans les plaques d'aluminium, marques prévues pour permettre de déterminer avec précision la position de cette première couche de chambres au sein du détecteur DELPHI. Ensuite, cette première couche est déplacée et une deuxième série de 22 tubes est disposée dans le système de fixation. Après le dépôt d'une couche de colle, la première structure est replacée orthogonalement sur cette deuxième couche, le tout étant pressé une nouvelle fois contre la table en acier à l'aide de l'enceinte plastique dépressurisée. De nouvelles marques fiduciaires sont alors forées sur la surface supérieure, celles-ci étant cette fois reliées à l'emplacement précis des tubes de la couche inférieure. Finalement, de nouvelles plaques d'aluminium sont collées sur la surface inférieure de l'assemblage de tubes.

Ces opérations d'assemblage terminées, on procède à l'équipement des 44 chambres à dérive du quadrant. Les profilés PVC sont glissés dans chaque tube d'aluminium, on installe le fil d'anode et ses deux supports et on fixe les bouchons. Des profilés en aluminium, découpés en forme de U, sont ensuite disposés tout le long des bords du quadrant (figure 3.24). Ils sont destinés à enfermer un gaz tampon qui isole le gaz des chambres de l'air extérieur. Pour pouvoir accéder aux bouchons des chambres, des fenêtres d'accès sont découpées dans la base de ces profilés en U. L'étanchéité est assurée par un tube en caoutchouc plein, appelé O-ring, sur lequel est boulonné un couvercle.

Sur les deux côtés d'un quadrant qui restent accessibles dans le détecteur DELPHI, les couvercles ont une structure différente des autres : ils sont extrudés en forme de I, l'un des côtés du I renfermant l'électronique de basse tension et l'autre le système de distribution des hautes tensions (figure 3.24). La haute tension de dérive est distribuée en parallèle dans les 22 chambres d'une couche au travers d'une résistance de $4,7 \text{ M}\Omega$ pour chaque chambre. De même, la distribution de la haute tension d'anode s'effectue en parallèle dans les 22 chambres au travers d'un circuit électrique faisant face à chaque chambre et comprenant une résistance de $47 \text{ M}\Omega$ et une capacité de blocage de 1000 pF . Les signaux d'anode sont transportés par des câbles coaxiaux de 50Ω de l'autre côté du profilé en I. Après une adaptation d'impédance, ces signaux sont différenciés et acheminés, à l'aide de paires de câbles torsadés ("twisted pair cables"), vers les connecteurs de sortie situés dans le coin du quadrant formé par les extrémités des deux I. Chaque extrémité des lignes à retard est connectée à un ampli-

ificateur de charge qui procure aux signaux un gain de $2 \times 2 \text{ mV}/\mu\text{A}$ et qui réalise l'adaptation d'impédance. Du côté near-end, cet amplificateur est installé sur un petit circuit imprimé situé face à chaque chambre. De l'autre côté de la chambre, l'amplificateur est placé près du bouchon far-end, les signaux de sortie étant acheminés vers le côté near-end par des câbles courant le long de la rainure centrale du tube en aluminium. Les signaux amplifiés de la ligne à retard sont ensuite discriminés à l'aide de circuits MVL 407 de marque Lecroy. Ces circuits transforment les signaux analogiques de la ligne à retard en signaux de norme ECL [3.35] lorsque leur amplitude dépasse un seuil donné, généralement fixé à 60 mV. Comme pour les signaux d'anode, les signaux de la ligne à retard sont ensuite regroupés sur des connecteurs de sortie situés dans le coin du quadrant.

Le système de distribution du mélange gazeux pour les 22 chambres d'une couche d'un quadrant est représenté sur la figure 3.25. Le mélange gazeux est tout d'abord distribué en parallèle dans les 11 chambres de numéro impair (de 1 à 21) au travers d'un tuyau d'aluminium courant tout le long du profilé en U. La connexion entre ce tuyau de distribution et les bouchons near-end des chambres est établie par des tuyaux flexibles en silicone de ~ 10 cm de long. A l'extrémité far-end des chambres, des tuyaux semblables de ~ 25 cm de long relient les chambres impaires aux chambres paires adjacentes. Le mélange gazeux s'écoule alors vers l'extrémité near-end de ces chambres avant d'être collecté dans un tuyau de sortie et évacué vers l'extérieur du quadrant. Le débit du mélange gazeux au sein d'une couche est approximativement de 15 l/h. Le contenu gazeux d'une couche est donc entièrement renouvelé toutes les 20 heures.

Les chambres à dérive ont été conçues de manière à être étanches mais une fuite du mélange gazeux, inflammable, est toujours possible. De plus, le contact direct entre les chambres à dérive et l'air extérieur peut entraîner une contamination du gaz par des composants électronégatifs, oxygène ou vapeurs d'eau, nuisibles au bon comportement des chambres (§3.3.2). Cette contamination peut s'effectuer soit au travers du bouchon soit par l'intermédiaire des tuyaux souples utilisés pour la distribution du mélange gazeux. Afin de prévenir ce genre d'inconvénients, l'enceinte étanche constituée par les profilés en U et entourant complètement un quadrant est balayée en permanence par du CO_2 pur, constituant de la sorte un tampon entre les chambres et le monde extérieur. Le CO_2 étant le composé le plus important du

mélange gazeux, un défaut d'étanchéité d'une chambre n'entraînera pas une modification majeure de son gaz de dérive.

3.6.4 Infrastructure de l'identificateur de muons au sein de DELPHI

Au passage d'une particule chargée, une chambre à dérive du détecteur de muons fournit 3 signaux : un signal d'anode et deux signaux provenant de la ligne à retard. La manière dont ces signaux sont mis en forme par l'électronique située sur le bord des quadrants a été décrite précédemment. Ces signaux doivent ensuite être transportés vers l'électronique de lecture pour y être convertis en données numériques. Dans l'expérience DELPHI, toute cette électronique de lecture est regroupée dans des salles de contrôle jouxtant le détecteur. Ces salles contiennent également les instruments nécessaires au contrôle du bon fonctionnement du détecteur.

Le transport des signaux différenciés des chambres vers l'électronique de lecture s'effectue à l'aide de paires de câbles torsadés. Ces câbles possèdent approximativement la même longueur pour tous les signaux issus des chambres d'un même quadrant. Par contre, cette longueur varie selon l'emplacement du quadrant au sein d'un plan de détection : elle est de 17,7 m pour les câbles les plus courts et de 44,2 m pour les plus longs.

La reconstruction des points d'impact d'une particule au sein d'une chambre s'obtient par la mesure des temps d'arrivée des signaux dans l'électronique de lecture par rapport à un instant donné. Dans DELPHI, cet instant de référence correspond au croisement des faisceaux du LEP et les mesures de temps s'effectuent à l'aide de convertisseurs numériques LTD : LEP Time Digitizer [3.36]. Ces modules électroniques ont été construits par la collaboration DELPHI elle-même et répondent au standard FASTBUS [3.37]. Chaque LTD contient 48 canaux de conversion pouvant mesurer des intervalles de temps allant jusqu'à 32 μ s avec une résolution de 2,1 ns. Ces modules ont également la capacité d'enregistrer plusieurs signaux se succédant sur un même canal de lecture, avec un maximum de 51 signaux asynchrones par LTD.

Lorsque les signaux d'anode arrivent dans la salle de contrôle, un module FASTBUS, construit à Strasbourg, est chargé de transformer ces impulsions analogiques en un signal logique de standard ECL, acceptable par les LTD. Cette transformation ne s'effectue que si l'amplitude du signal analogique est supérieure à un seuil de

discrimination généralement fixé à 30 mV. Ce discriminateur génère également, à la suite du signal logique, un temps mort de 500 ns pendant lequel l'entrée du circuit discriminateur est inhibée. Ce temps mort permet de limiter le nombre d'impulsions de redéclenchement enregistrées après le signal principal. Chacun de ces modules possède 48 canaux de discrimination.

A l'inverse des signaux d'anode, les signaux provenant des lignes à retard ont déjà été discriminés et transformés en signaux logiques par l'électronique rapprochée des chambres à dérive. De manière à limiter le nombre de modules LTD nécessaires pour la lecture de l'ensemble de ces signaux, ces derniers sont regroupés entre eux avant d'être envoyés dans les LTD. Cette opération, dite de multiplexage, consiste à effectuer un OU logique entre 4 signaux pour ne plus en former qu'un seul. Cette combinaison s'effectue entre des signaux issus de chambres appartenant à 4 quadrants différents (figure 3.26). Ces chambres sont choisies de manière à garder la plus faible possible la probabilité que deux d'entre elles soient touchées lors du même événement. Tout comme pour les anodes, un temps mort de 500 ns est appliqué sur chaque signal avant multiplexage. Ces diverses opérations sont effectuées par des modules FASTBUS construits à Bruxelles. Chacun d'eux permet de regrouper 48x4 canaux pour fournir les 48 entrées d'un LTD.

Notre groupe a également développé une carte FASTBUS destinée à informer le système de déclenchement sélectif de DELPHI (§2.2.11) du passage au travers du détecteur de muons d'une particule pouvant être originaire d'une interaction e^+e^- et appelée "candidat muon". La plupart de ces particules traversent les quatre couches de chambres à dérive installées dans un des bouchons. Cependant, nous verrons par la suite que l'efficacité maximale de détection d'une couche d'un quadrant est de l'ordre de 95 %, l'inefficacité de 5 % étant due aux espaces morts présents dans chaque quadrant (chapitre 4). C'est pourquoi la sélection d'un candidat muon repose sur la présence de signaux d'anode dans au moins trois des quatre couches de détection, de manière à obtenir une efficacité de sélection de plus de 99 %. De plus, les muons émis depuis la zone d'interaction avec un angle polaire supérieur à 41° sont susceptibles de traverser le quadrant intérieur tout en manquant l'extérieur. Pour conserver une bonne efficacité dans cette région, la sélection n'exige là que la présence de signaux d'anode dans les deux couches de détection intérieures. De manière à éliminer les particules

qui ne sont manifestement pas issues de la zone d'interaction, l'existence d'une corrélation entre les chambres touchées dans les quadrants intérieurs et extérieurs est exigée. Comme le montre la figure 3.27, si les chambres touchées dans les deux couches de chambres parallèles portent les numéros i et j , la condition $i=f(j)$ ou $i=f(j+1)$ doit être remplie pour que le candidat muon soit retenu. Lorsqu'une particule satisfait aux critères décrits, notre carte trigger délivre un signal logique MUF(k) ($k=1,8$) selon l'octant¹ traversé. Le temps de dérive maximal d'une chambre étant de $\sim 13 \mu s$, ces informations ne sont utilisées qu'au deuxième niveau du système de déclenchement général de DELPHI (§2.2.11).

Outre l'électronique de lecture, la salle de contrôle renferme également les instruments nécessaires à l'alimentation en haute et basse tension des quadrants. Chaque couche d'un quadrant dispose d'un canal d'alimentation haute tension pour les fils d'anode. La tension délivrée (~ 5 kV) peut être ajustée pour chaque canal séparément et le courant de fuite est également mesuré. Les hautes tensions de dérive de chaque couche sont elles fixées à une valeur commune de $-7,5$ kV.

Tout cet appareillage présent dans les salles de contrôle est soumis à un système de surveillance en ligne ("slow control"). Ce système permet de mesurer les principaux paramètres de fonctionnement du détecteur et de comparer leurs valeurs avec les limites permises. Si des déviations importantes sont détectées, des corrections peuvent être appliquées automatiquement ou des systèmes d'alarme déclenchés. Les principaux paramètres contrôlés de la sorte sont :

- les hautes tensions d'anode : celles-ci sont ajustées en fonction de la pression atmosphérique (cf. §3.4.2), à raison de 20 Volts pour une modification de pression de 5 mbars;
- les hautes tensions de dérive;
- les seuils de discrimination appliqués sur les signaux d'anode et sur ceux des lignes à retard.

Le système d'alimentation en gaz du détecteur fait également l'objet d'une surveillance étroite pour éviter tout risque d'accident. Ce système d'alimentation est représenté sur la figure 3.28. La composition du mélange gazeux est déterminée par des débitmètres de masse électroniques, les proportions des différents composants étant

1. Un octant est la combinaison d'un quadrant intérieur et du quadrant extérieur correspondant.

maintenues constantes à $\pm 0,1$ %. Ce mélange est ensuite distribué en parallèle dans les 16 couches présentes dans un bouchon. Du CO_2 pur est également distribué en parallèle dans les 8 enceintes étanches entourant les quadrants. Le débit de gaz à l'entrée et à la sortie de chacune de ces dérivations est mesuré pour détecter toute fuite importante. Un oxymètre peut également être connecté sur chaque canal de sortie pour mesurer la contamination en O_2 du mélange gazeux.

LEGENDE DES FIGURES

- Figure 3.1 : Représentation schématique d'une chambre à dérives et illustration de son fonctionnement.
- Figure 3.2 : Perte d'énergie par cm en fonction de l'énergie cinétique des particules : (a) pour différentes particules dans l'argon ; (b) pour des protons dans différents gaz.
- Figure 3.3 : Vitesse de dérives des électrons mesurée en fonction du gradient du champ E pour différents mélanges gazeux : (a) mélanges Ar- iC_4H_{10} ; (b) mélanges Ar- CO_2 [3.4].
- Figure 3.4 : Variation de la vitesse de dérives V_b et de l'angle α en fonction de l'intensité B du champ magnétique [3.5]. Les points représentent les mesures expérimentales, les courbes les prévisions théoriques.
- Figure 3.5 : Variation de la dispersion σ_x due à la diffusion dans différents gaz en fonction du gradient du champ de dérives. Les courbes sont les valeurs calculées à partir de la relation (3.12), les points représentent des valeurs expérimentales mesurées dans du méthane [3.6].
- Figure 3.6 : Résolution spatiale obtenue dans une chambre à dérives de grande précision en fonction de la distance de dérives (traits continus). Les points sont des mesures expérimentales, les courbes en traits interrompus montrent les contributions respectives de la diffusion, de la dispersion spatiale de l'ionisation primaire et de l'électronique [3.2].
- Figure 3.7 : Variation du rapport α/P dans différents gaz nobles en fonction du rapport E/P [3.2].
- Figure 3.8 : Forme d'une avalanche. La photographie a été obtenue dans une chambre de Wilson par la condensation de gouttelettes autour des ions d'une avalanche réelle [3.2].
- Figure 3.9 : Variation de la charge collectée sur le fil d'anode d'une chambre à dérives en fonction de la différence de potentiel V appliquée entre l'anode et la cathode [3.6].
- Figure 3.10 : Photographies des avalanches obtenues en mode à dard limité pour différentes tensions d'anode. La position du fil d'anode est indiquée par les traits de chaque côté des dards [3.10].
- Figure 3.11 : Vue d'artiste du développement d'une avalanche dans le

mode à dard limité [3.10].

Figure 3.12 : Evolution de la charge collectée sur le fil d'anode en fonction de la tension d'anode [3.10].

Figure 3.13 : Taux de comptage en fonction de la tension d'anode, obtenus dans un tube cylindrique de 18 mm de diamètre [3.16]:
(a) muni de fils d'anode de différents diamètres, pour un même mélange gazeux Ar- iC_4H_{10} (65-35) ;
(b) muni d'un fil d'anode de 100 μm de diamètre pour différents mélanges gazeux Ar- iC_4H_{10} .

Figure 3.14 : (a) Evolution du temps mort dans un tube cylindrique en fonction de la tension d'anode. La variation du taux de comptage en fonction de la tension d'anode est également représentée [3.24].

(b) Dépendance avec le temps de la longueur morte le long du fil d'anode [3.24].

Figure 3.15 : Photographie des impulsions d'anode typiques obtenues en mode à dard limité aux bornes d'une résistance de 50 Ω . Ces impulsions ont été obtenues dans une chambre à dérive de l'identificateur de muons vers l'avant de DELPHI, pour un mélange gazeux Ar- CO_2 - iC_4H_{10} (15-70-15) et une tension d'anode de 4,9 kV.

Figure 3.16 : Représentation schématique d'une ligne à retard solénoïdale avec noyau conducteur.

Figure 3.17 : Coupe transversale d'une chambre à dérive du MUF.

Figure 3.18 : Simulation par ordinateur des équipotentielles (a), des lignes de champ électrique (b) et de la variation du module du champ électrique en fonction de la distance de dérive (c) dans une chambre du MUF. Sur la figure (b), les lignes de champ à droite du fil d'anode ne sont pas toutes représentées.

Figure 3.19 : Structure de la ligne à retard équipant les chambres à dérive du MUF.

Figure 3.20 : Représentation schématique d'un bouchon "near-end" et de ses composants.

Figure 3.21 : Dispositifs expérimentaux utilisés lors de l'étude de l'influence d'un champ magnétique sur les performances d'une chambre à dérive de 1 m de long : (a) configuration où le champ magnétique B est parallèle au fil d'anode ; (b) configuration où B est perpendiculaire au plan

de dérive.

- Figure 3.22 : Variation en fonction du champ magnétique B de l'efficacité de détection d'anode (a), de la valeur moyenne (b) et de l'écart type (c) des spectres en temps de dérive mesurés pour une distance de dérive de 8,5 cm.
- Figure 3.23 : Evolution du déplacement ΔY le long d'une ligne à retard en fonction de B pour des distances de dérive de 8,5 cm (a), 6,5 cm (b) et 4,5 cm (c).
- Figure 3.24 : Coupe transversale d'un quadrant montrant sa structure interne.
- Figure 3.25 : Système de distribution du mélange gazeux pour les 22 chambres d'une couche d'un quadrant.
- Figure 3.26 : Exemple de combinaison établie entre les signaux des lignes à retard lors du multiplexage.
- Figure 3.27 : Extrapolation des traces issues d'une interaction e^+e^- vers les 2 plans de détection des muons situés dans les bouchons.
- Figure 3.28 : Système de distribution du mélange gazeux dans les huit quadrants d'un bouchon de DELPHI.

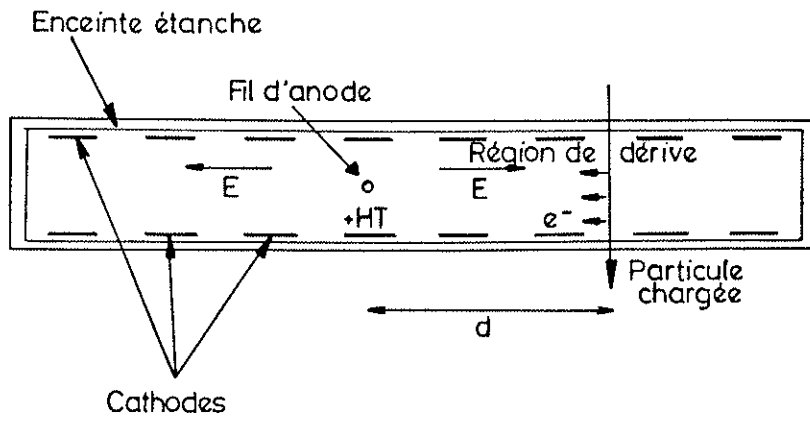


Figure 3.1

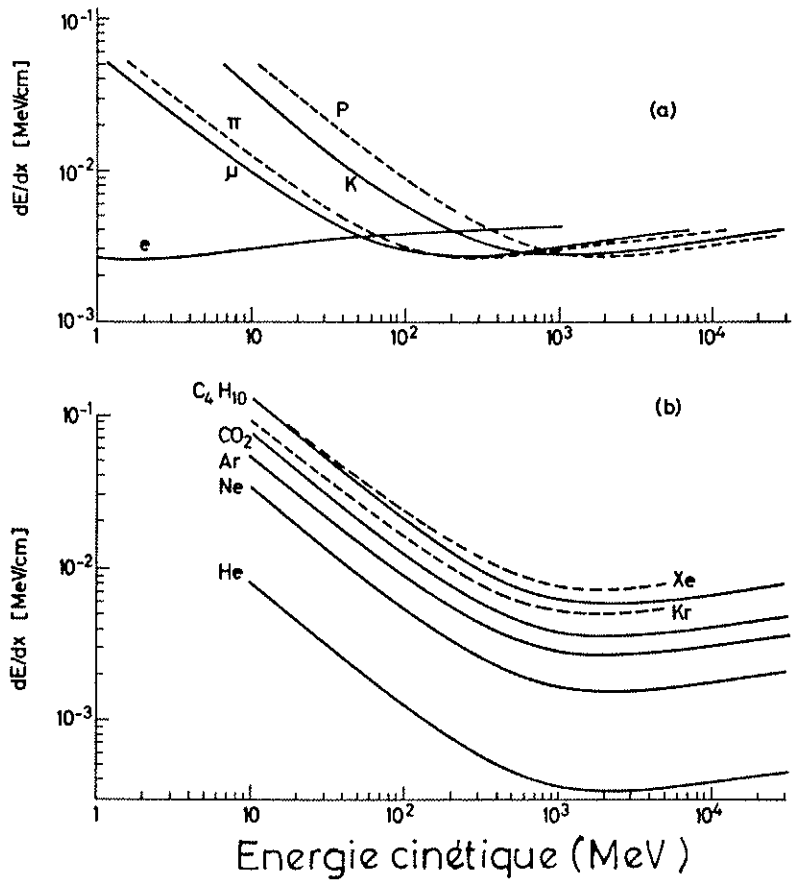


Figure 3.2

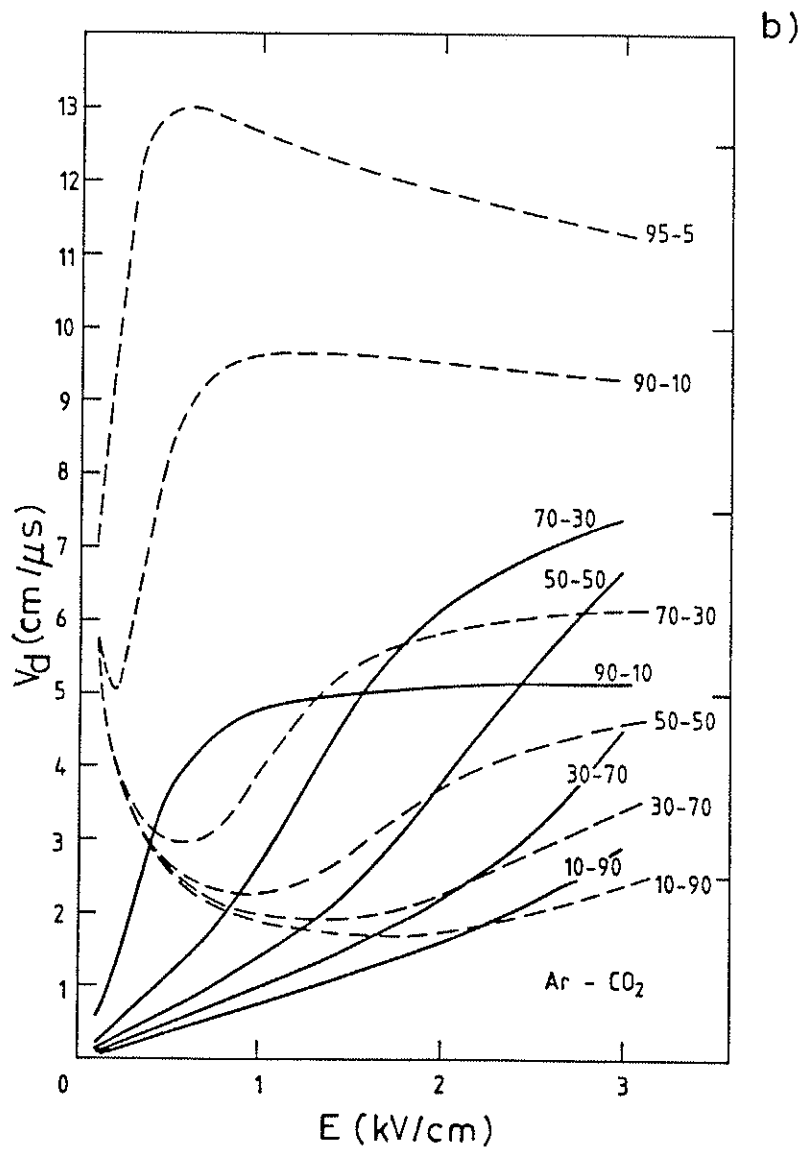
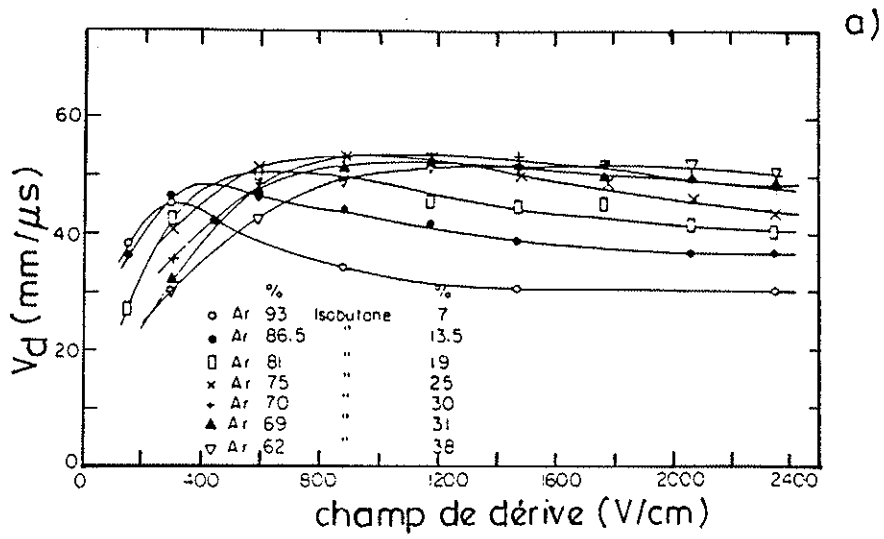


Figure 3.3

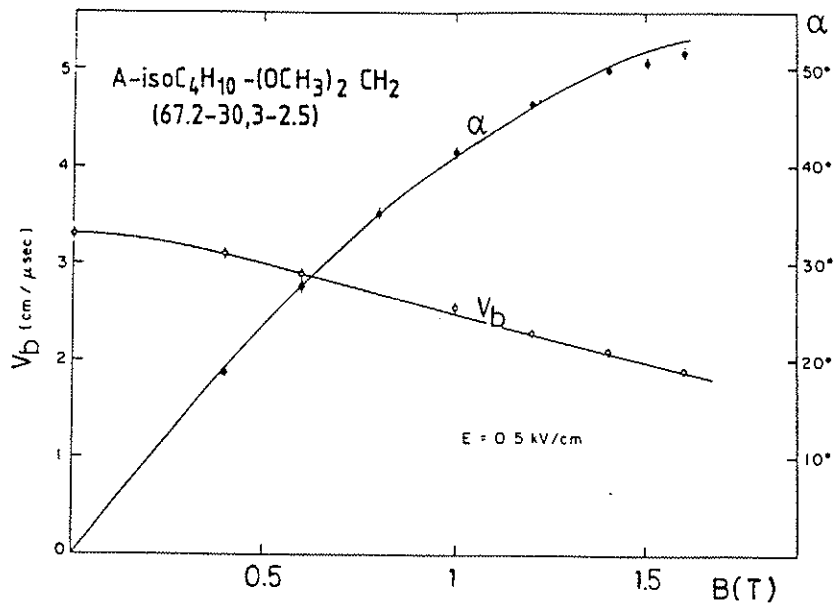


Figure 3.4

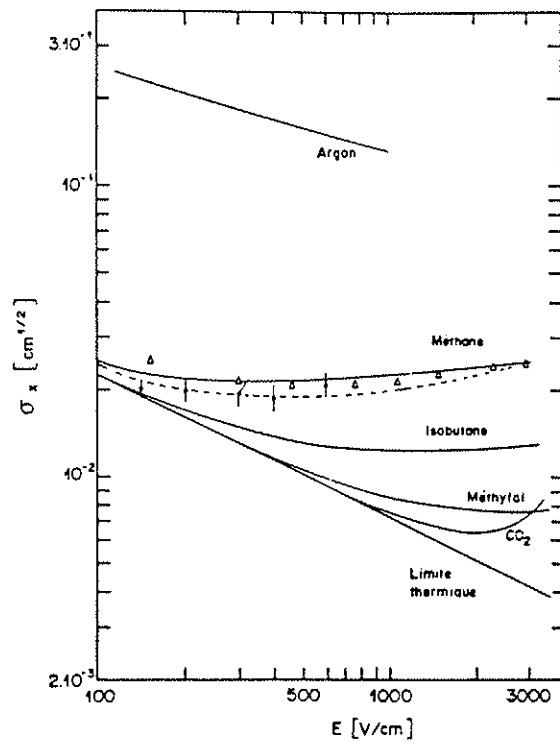


Figure 3.5

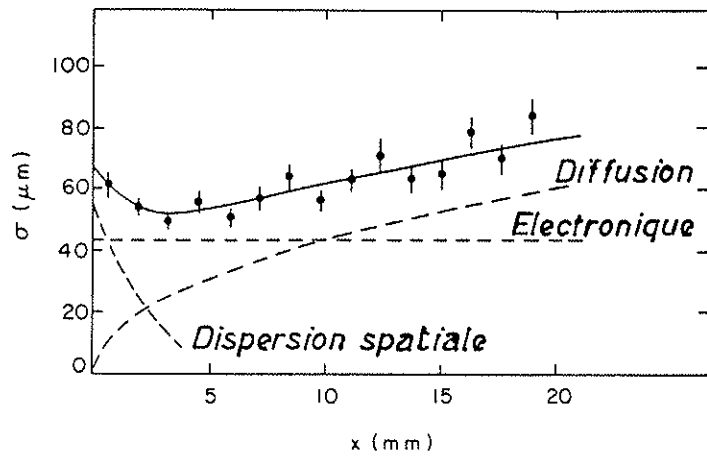


Figure 3.6

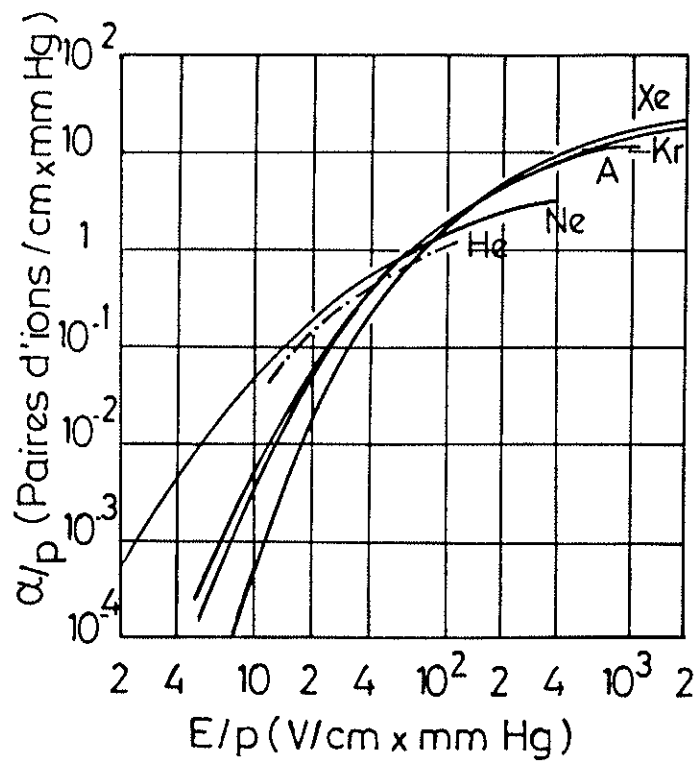


Figure 3.7

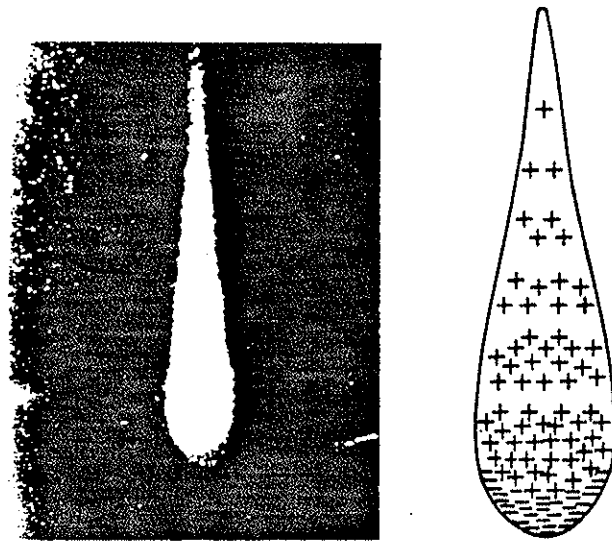


Figure 3.8

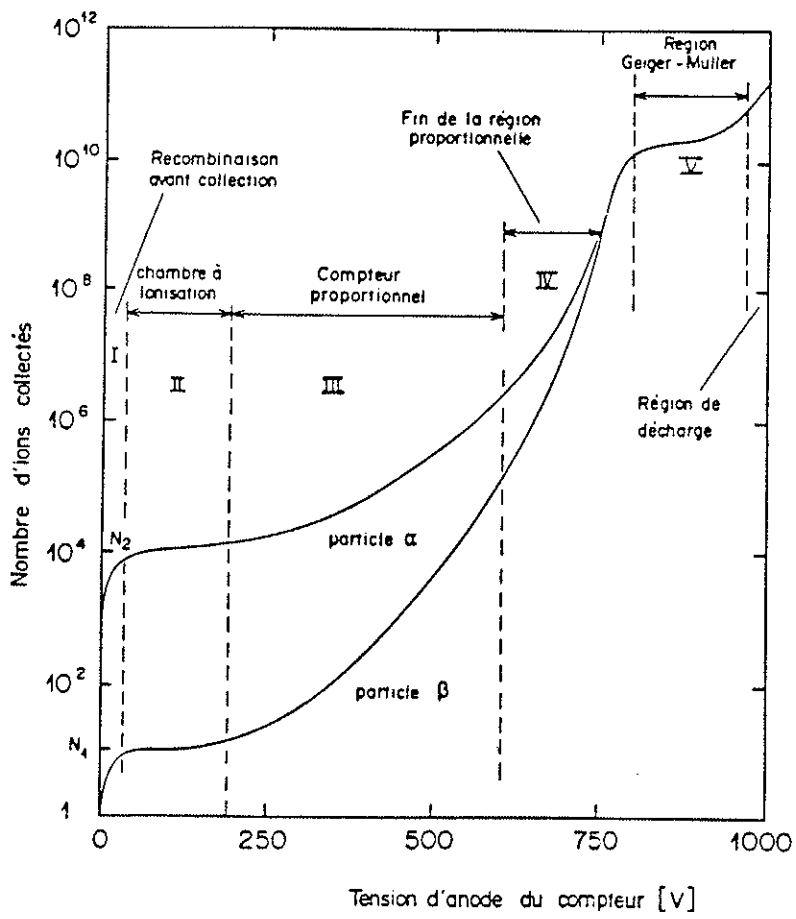


Figure 3.9

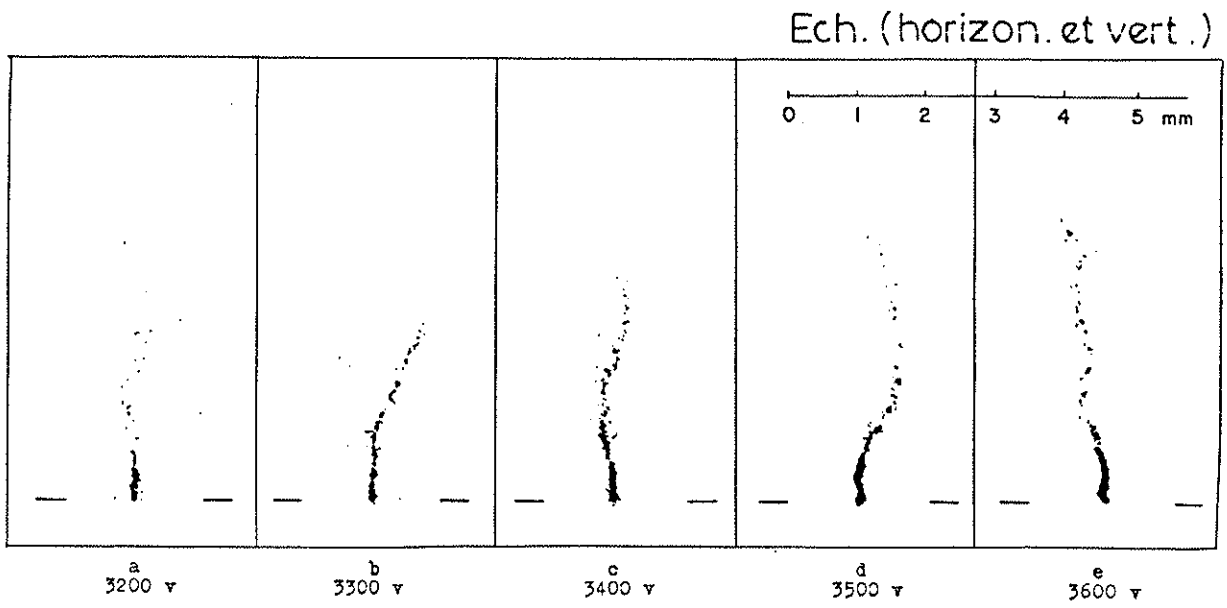


Figure 3.10

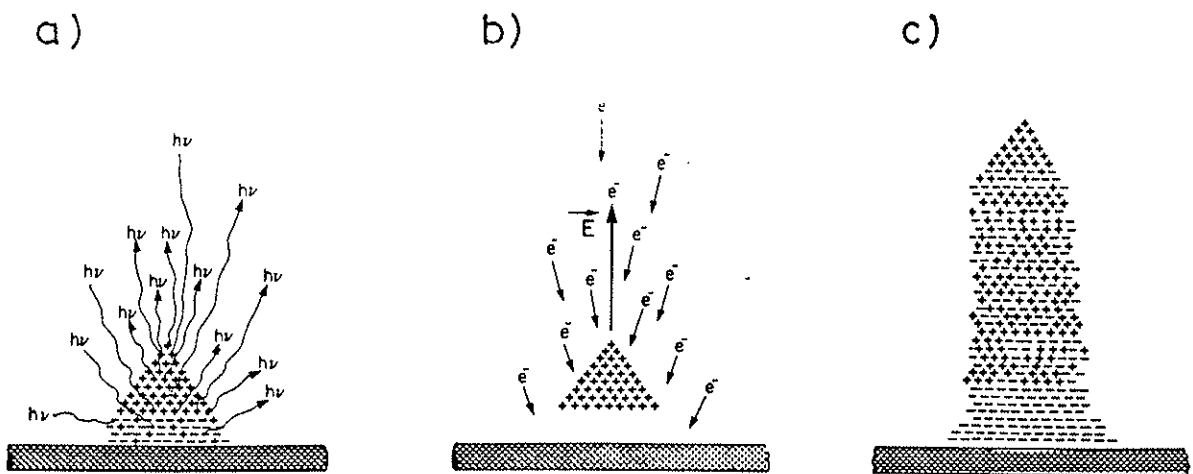


Figure 3.11

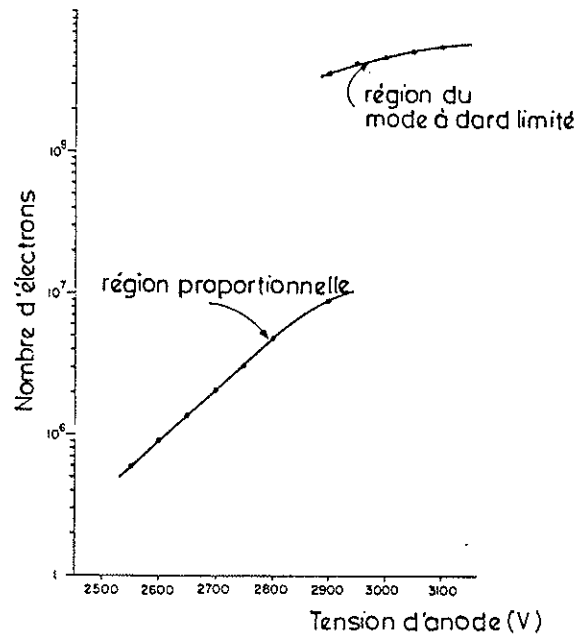


Figure 3.12

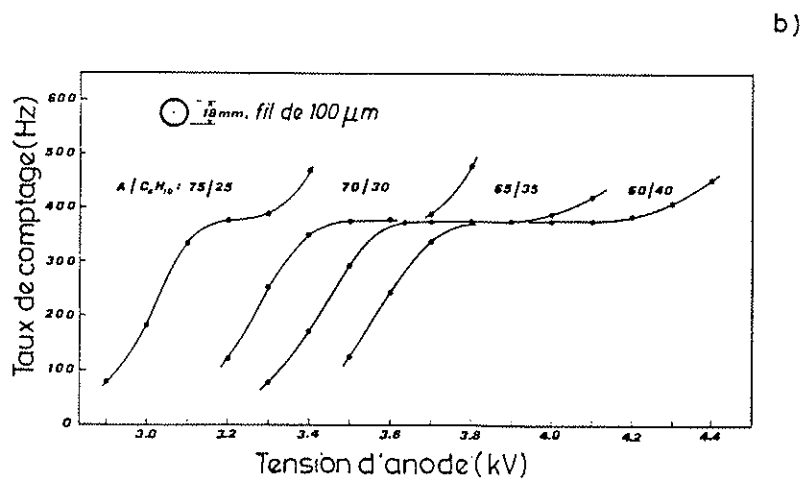
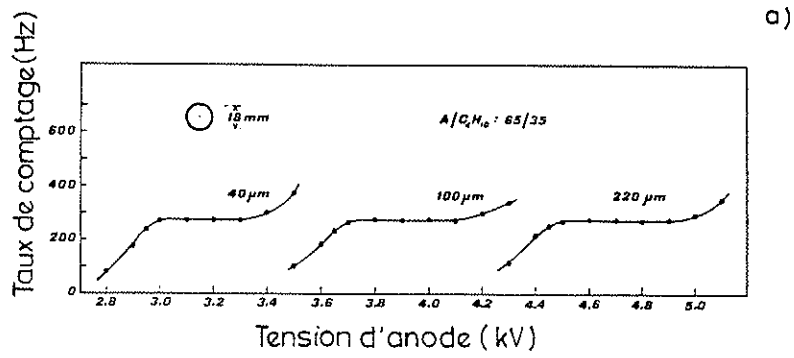
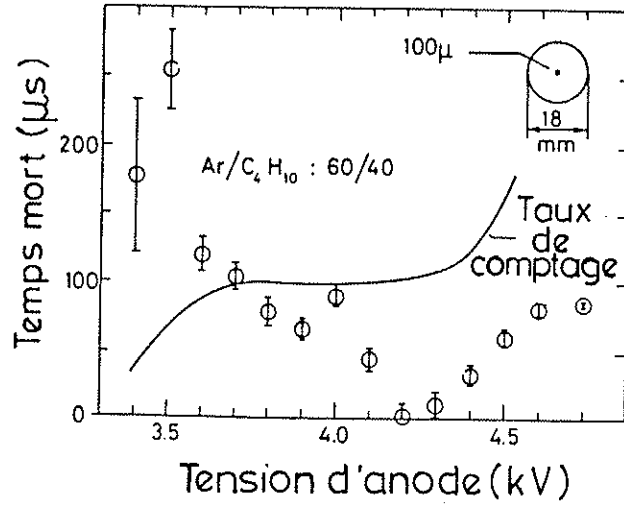


Figure 3.13

(a)



(b)

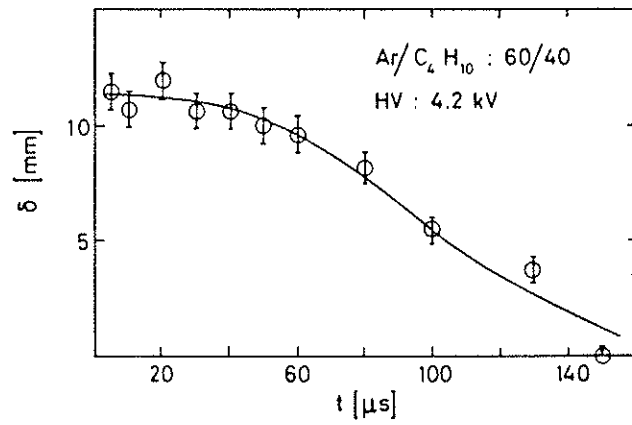


Figure 3.14

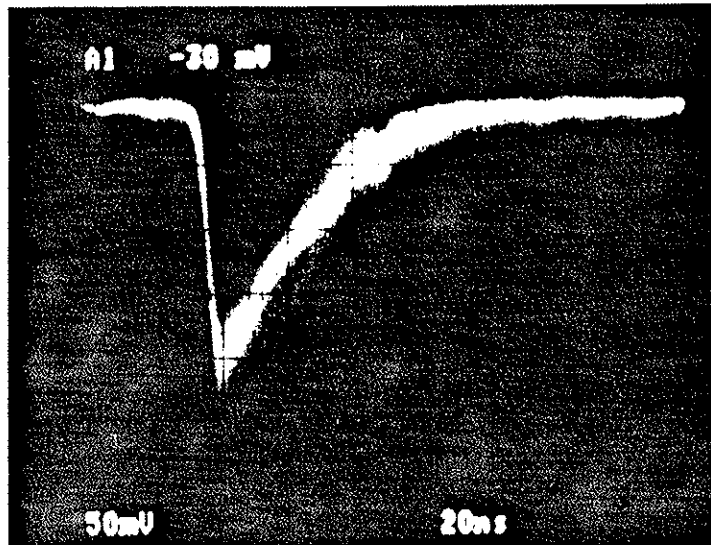


Figure 3.15

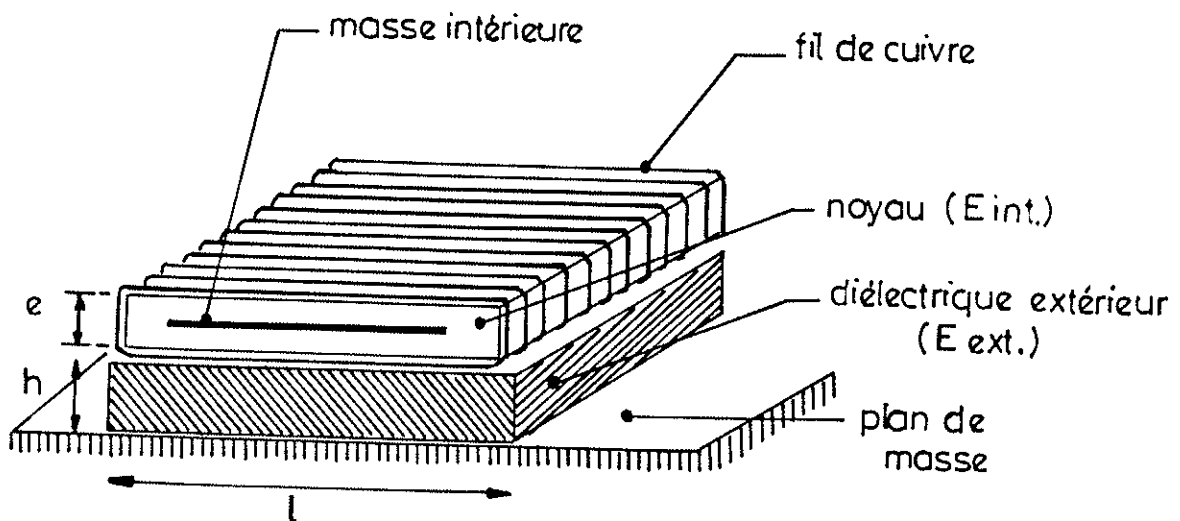


Figure 3.16

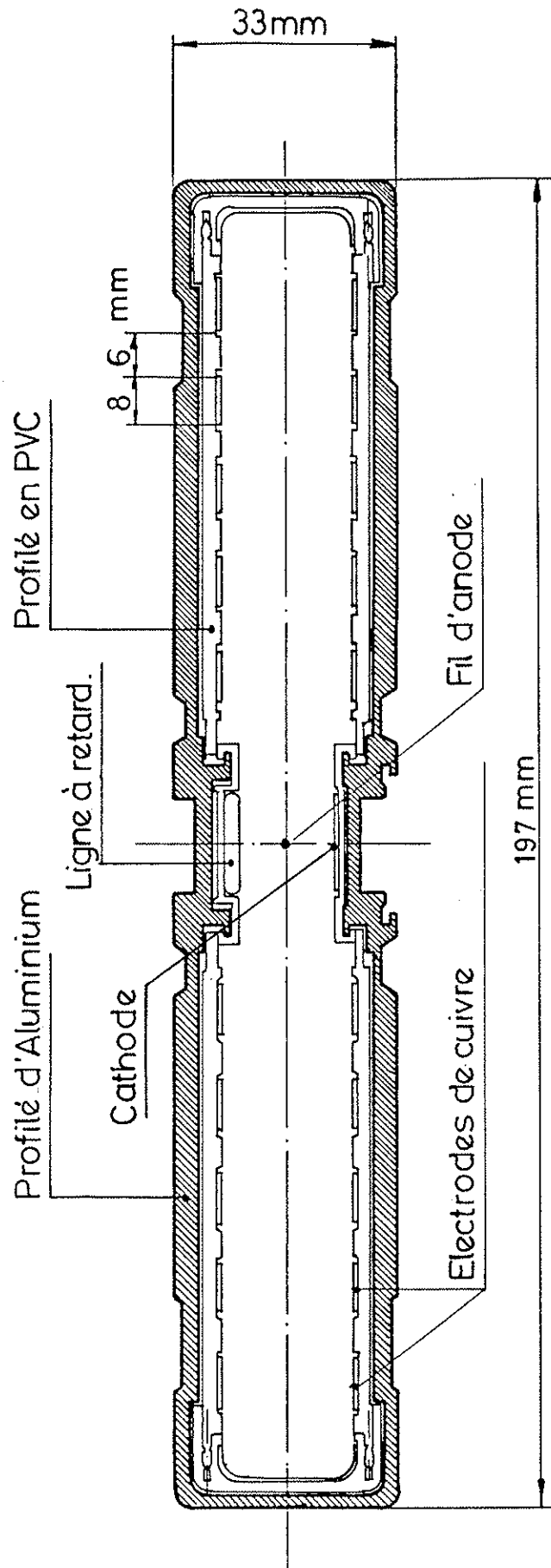
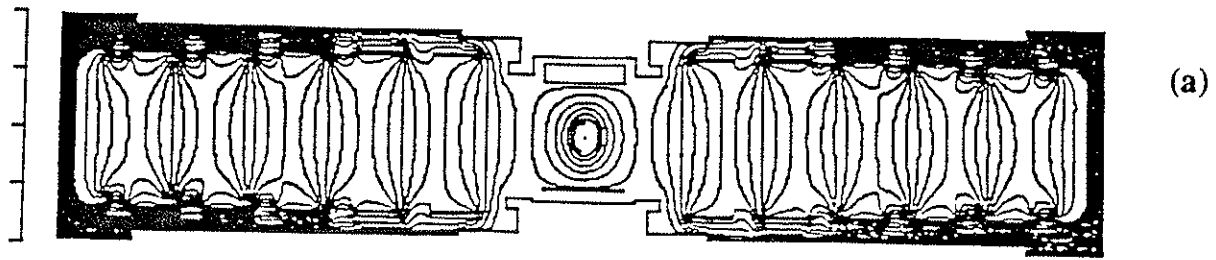
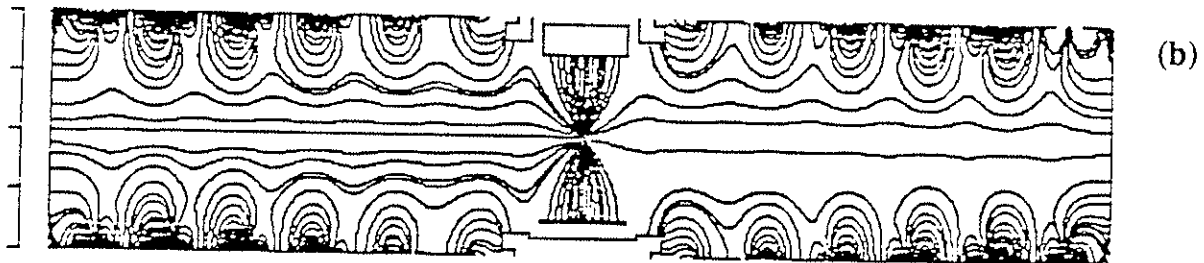


Figure 3.17



Ymin/Delta y:	-97.500000	10.833334
Xmin/Delta x:	-15.000000	7.500000



Ymin/Delta y:	-93.750000	10.416666
Xmin/Delta x:	-10.000000	5.000000

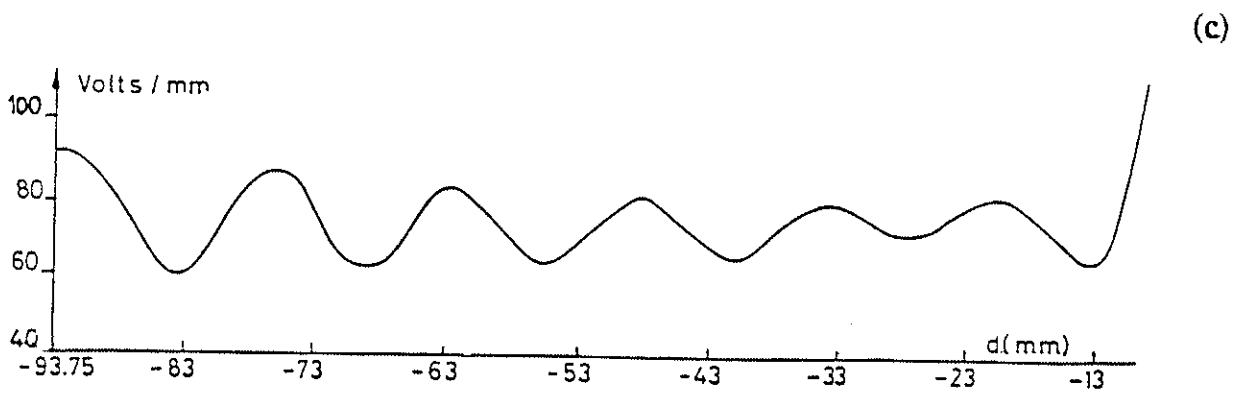


Figure 3.18

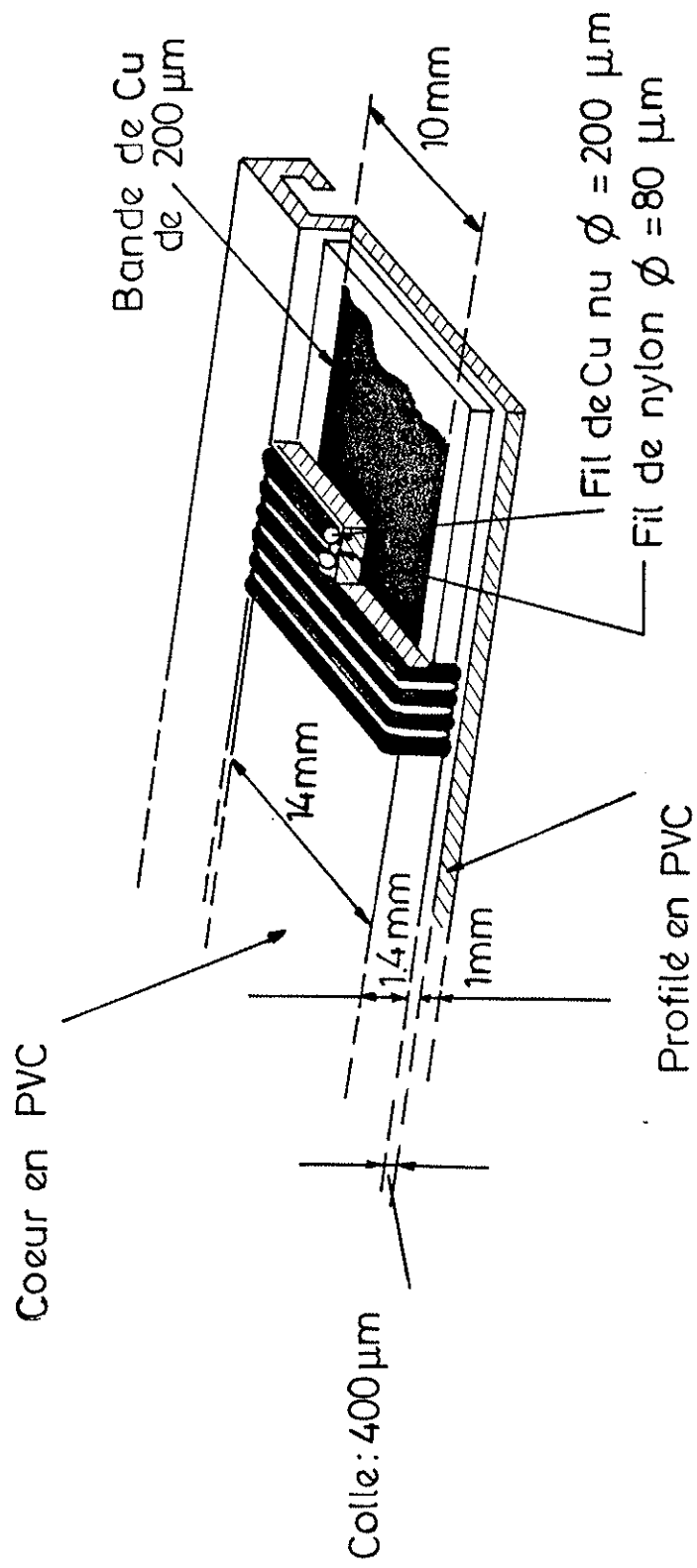


Figure 3.19

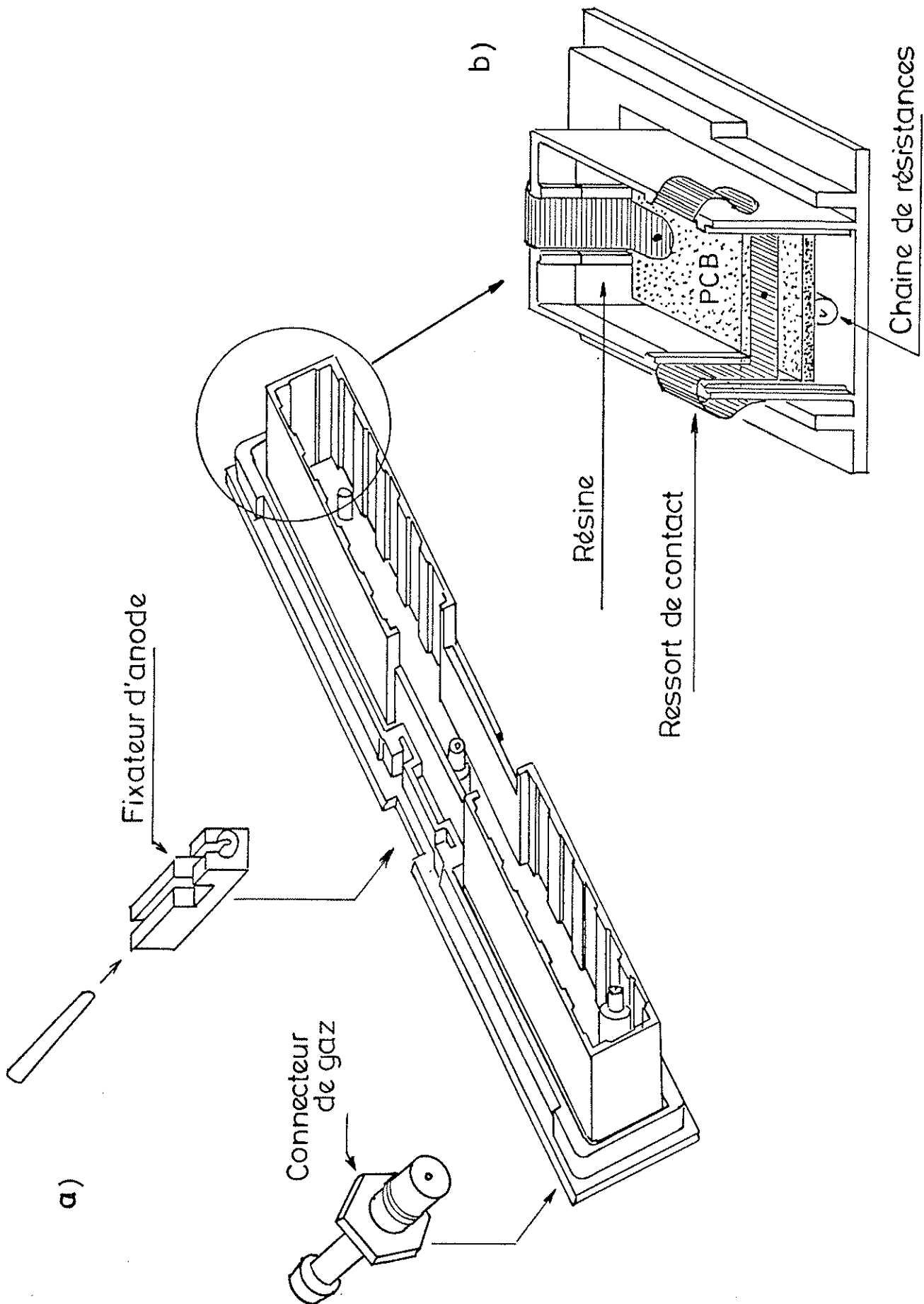
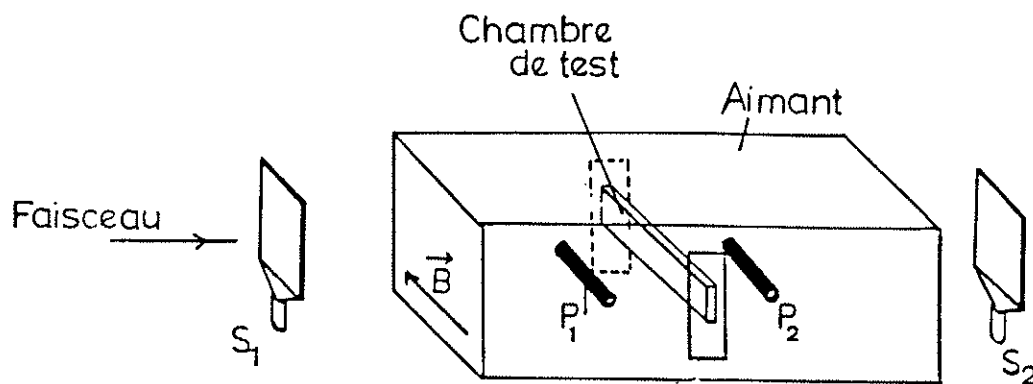


Figure 3.20

$B \parallel \text{anode}$

(a)



$B \perp \text{plan d'anode}$

(b)

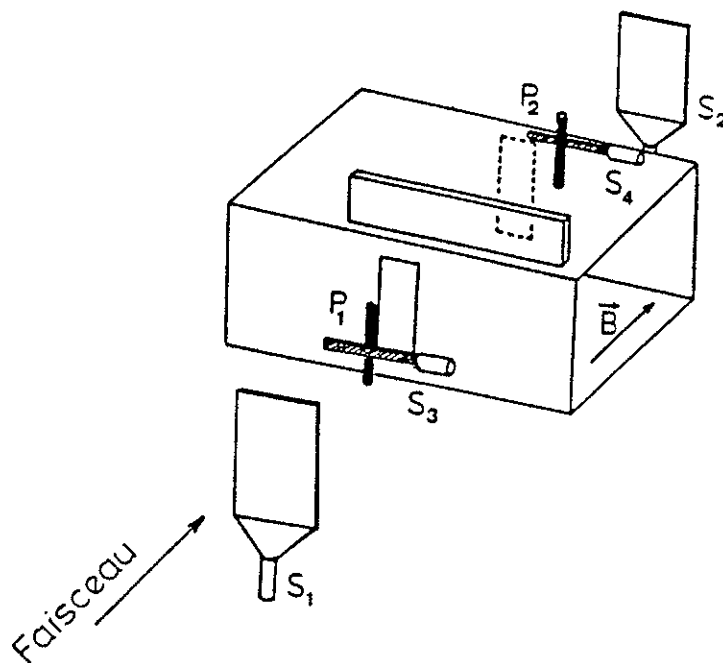


Figure 3.21

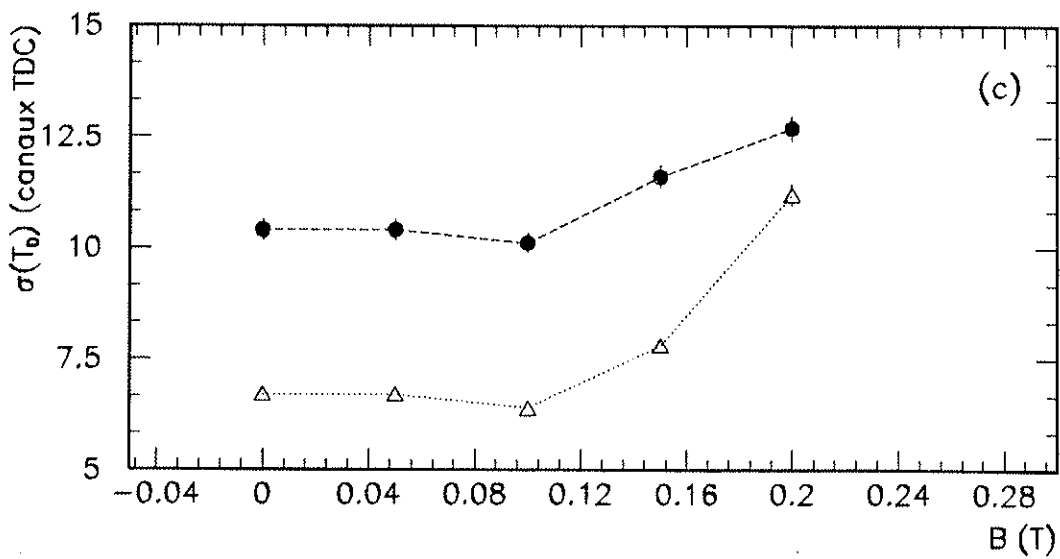
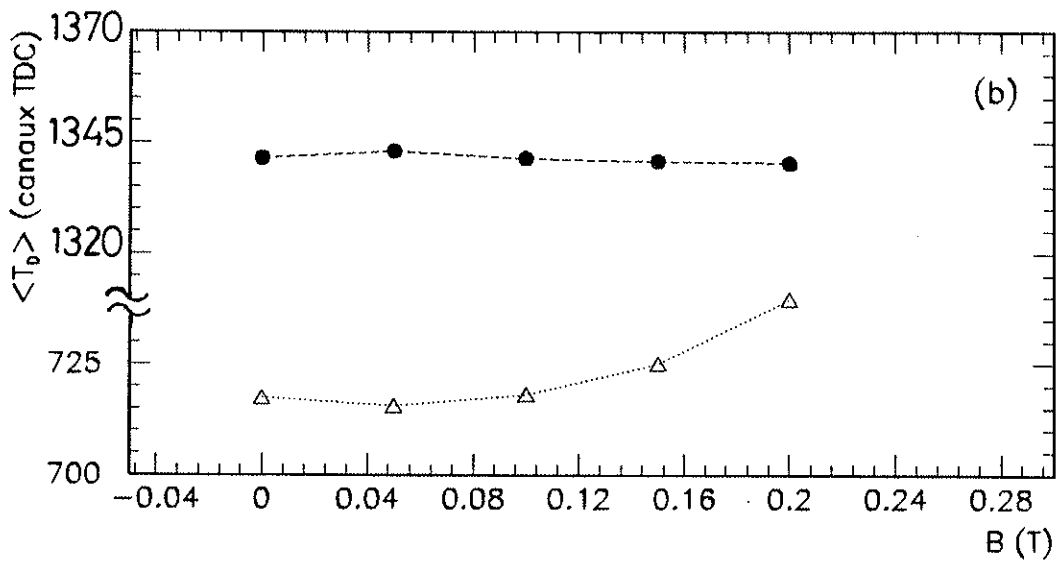
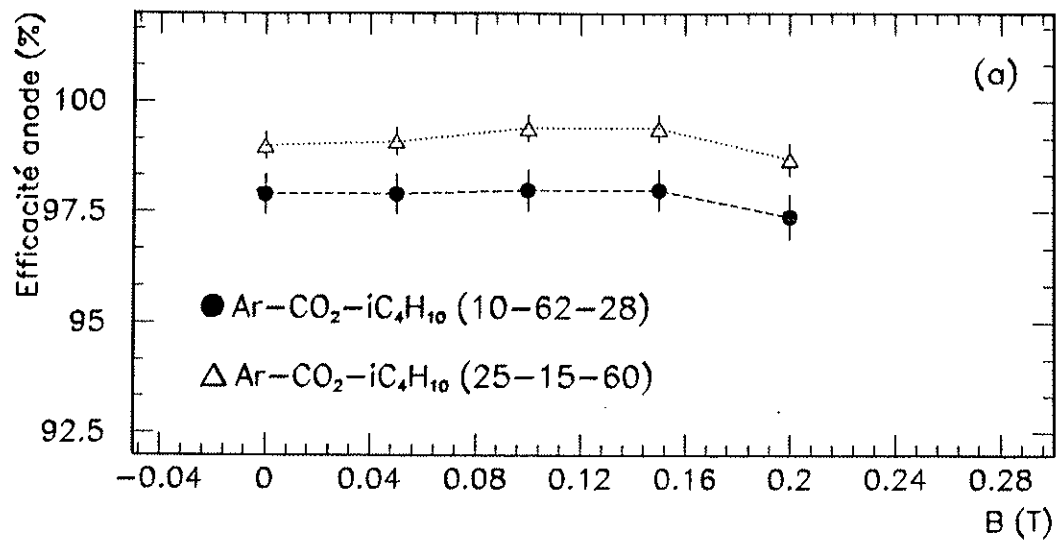


Figure 3.22

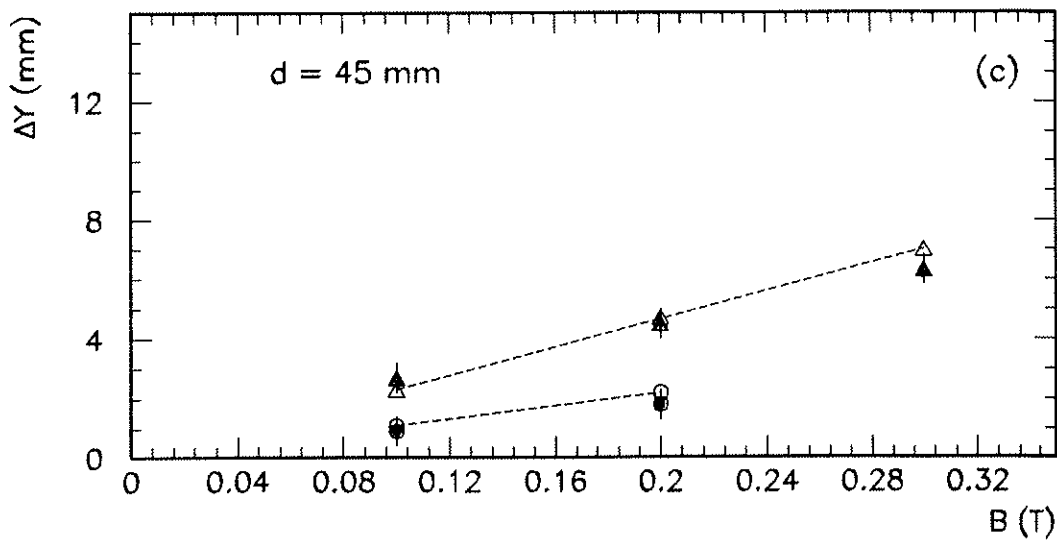
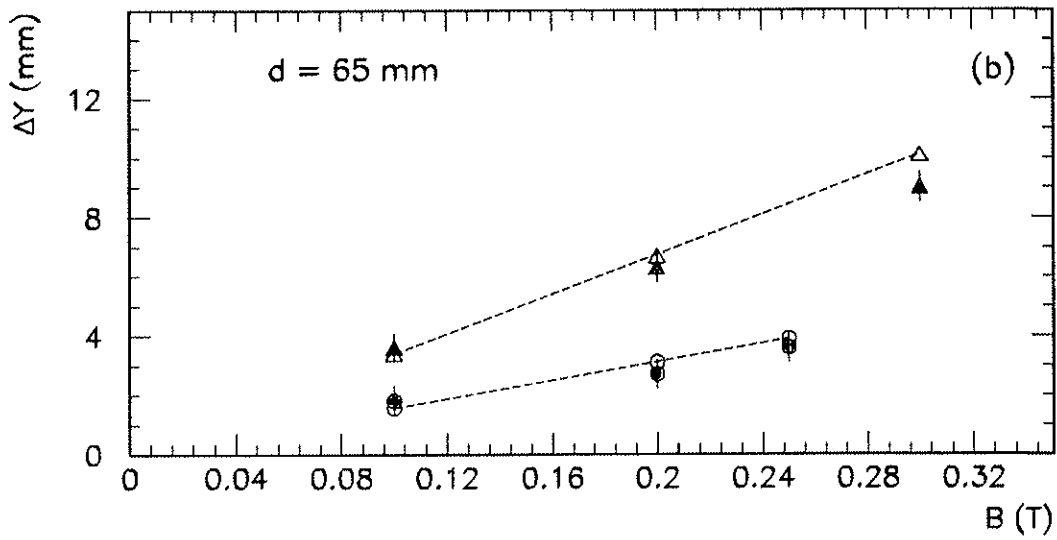
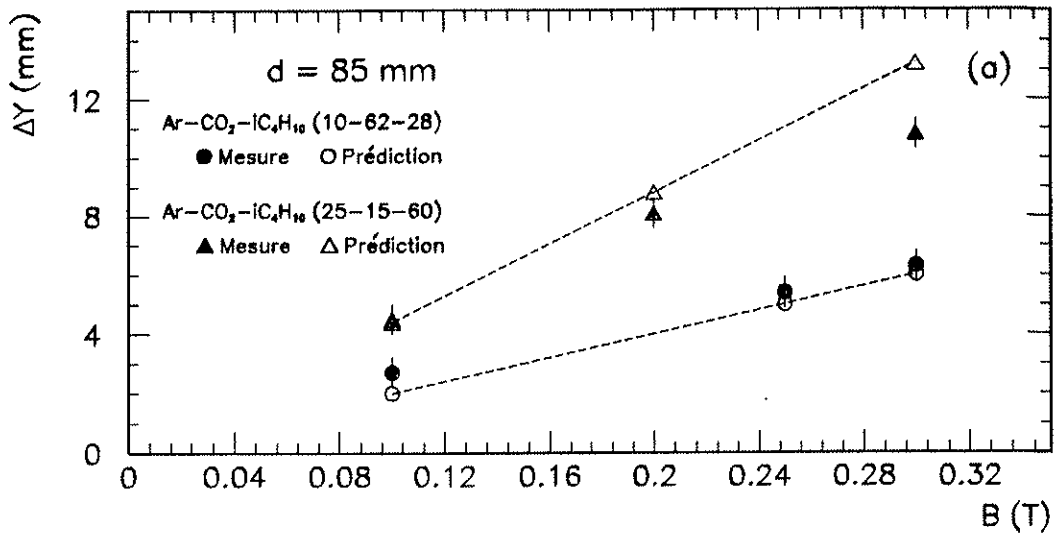


Figure 3.23

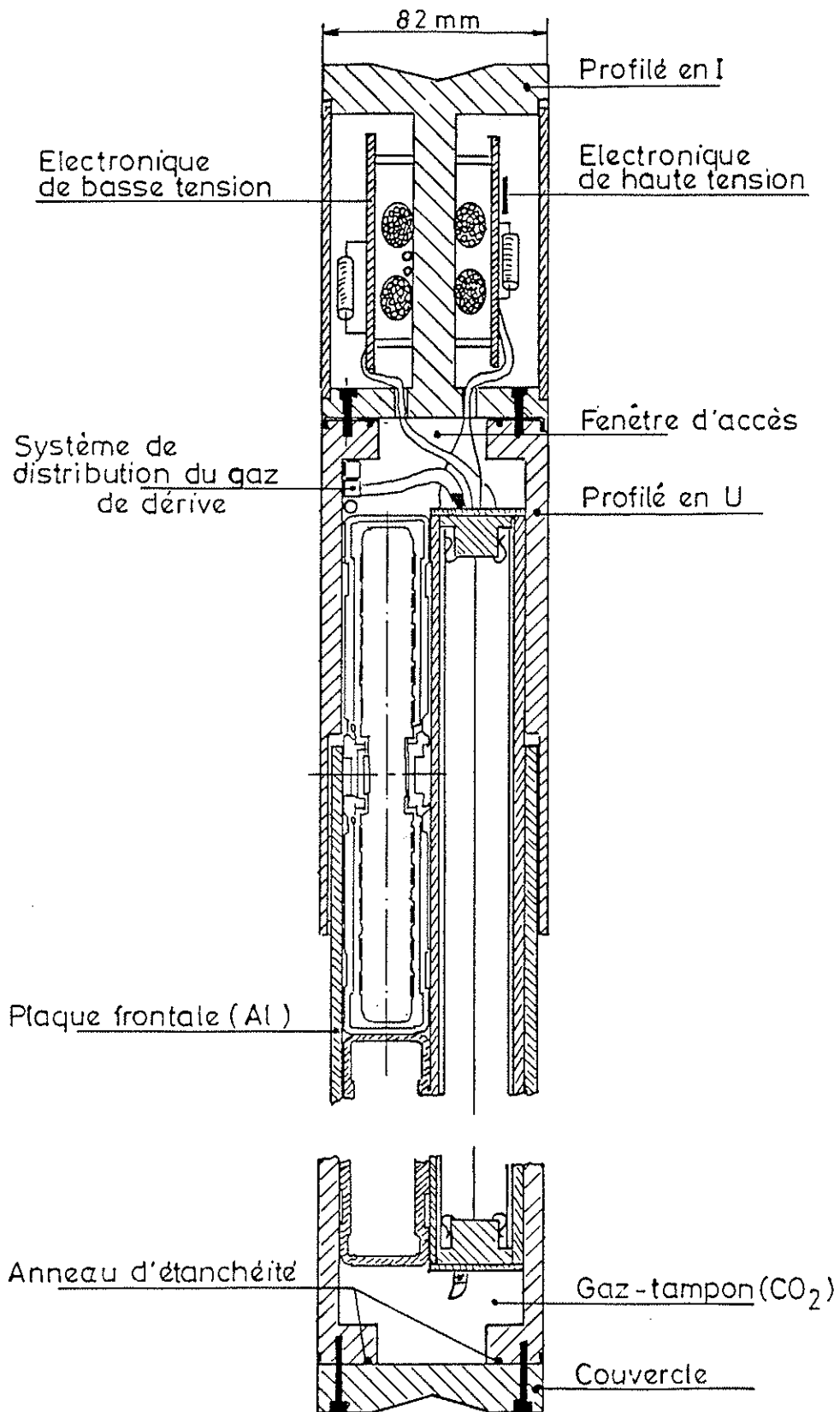


Figure 3.24

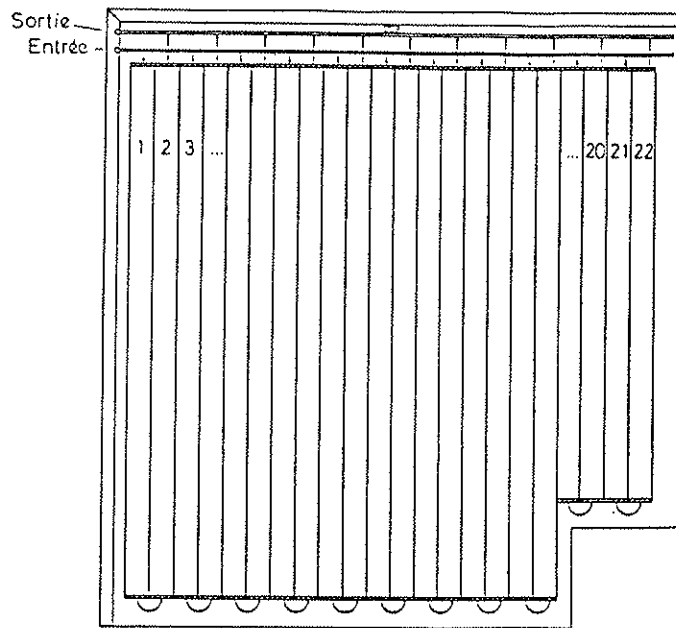


Figure 3. 25

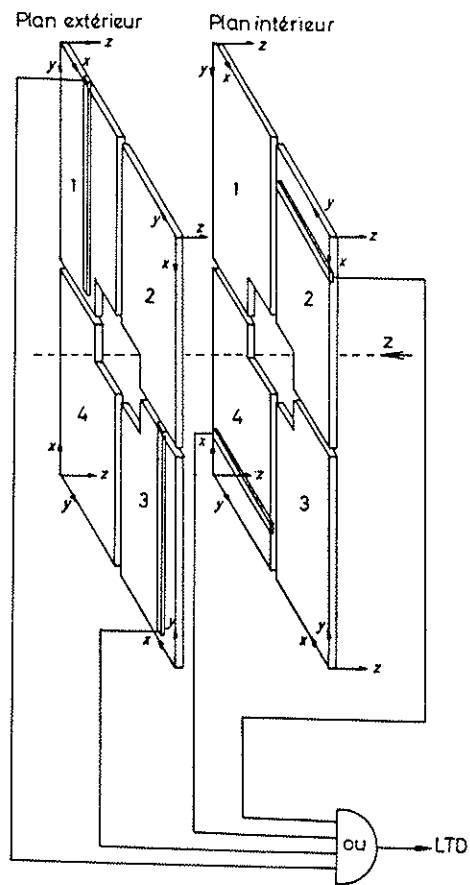


Figure 3. 26

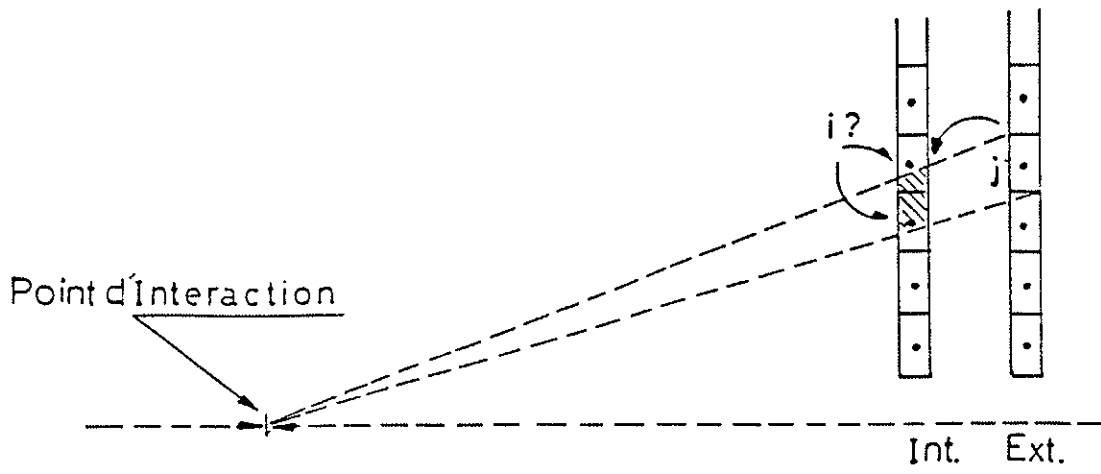


Figure 3.27

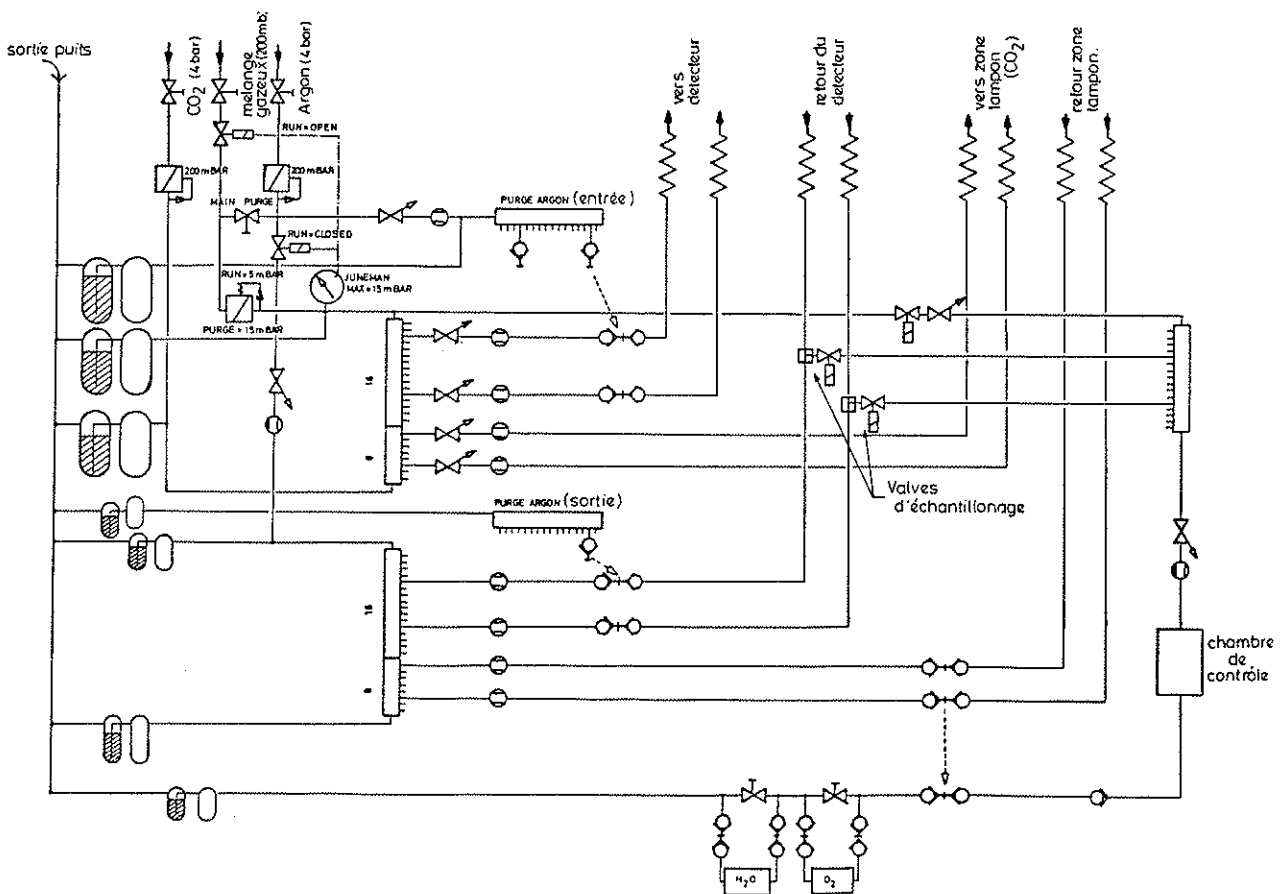


Figure 3.28

CHAPITRE 4 : ETUDE DES PERFORMANCES DES CHAMBRES A DERIVE DE L'IDENTIFICATEUR DE MUONS VERS L'AVANT DE DELPHI

4.1 INTRODUCTION

Nous avons vu dans le chapitre 3 que l'identification des muons produits lors d'interactions e^+e^- repose en grande partie sur la reconstruction de leurs points d'impact au sein du détecteur de muons. Cette reconstruction se base sur les informations fournies par les chambres à dérive équipant ce détecteur, à savoir : le temps de dérive des électrons et les temps de propagation le long de la ligne à retard du signal induit par l'avalanche. Pour permettre une identification optimale des muons, il est donc impératif de pouvoir répondre aux trois questions fondamentales suivantes :

- 1) Quelle est l'efficacité de détection des chambres, aussi bien en dérive que le long des lignes à retard ?
- 2) Quelles sont les paramétrisations permettant de convertir en coordonnées spatiales les temps mesurés ?
- 3) Avec quelle précision spatiale les points d'impact peuvent-ils être reconstruits ?

C'est dans ce but que le groupe belge collaborant à l'expérience DELPHI a consacré plusieurs années à l'étude du comportement précis du détecteur dont il avait la charge, et ce à l'aide de deux dispositifs expérimentaux complémentaires. Le premier dispositif, que nous appellerons le petit hodoscope, a permis d'étudier les performances d'un petit nombre de chambres à dérive de conception identique à celles équipant les quadrants du MUF. Cet hodoscope, installé dans les locaux du laboratoire de Physique des Hautes Energies de l'U.E.M., permet de reconstruire la trajectoire des particules cosmiques le traversant et de prédire, avec une précision de l'ordre de 0,3 millimètre, la position des points d'impact au sein des chambres à tester. Cette précision permet une étude précise des résolutions des chambres aussi bien en dérive que le long des lignes à retard. Ensuite, lorsque la construction des 17 quadrants du MUF fut achevée, nous avons installé, dans un des halls d'expérimentation du CERN, un second dispositif expérimental permettant d'analyser en détail le comportement de chacune des chambres à dérive de notre détecteur. Ce dispositif, appelé grand hodoscope, fut construit dans le but de déterminer les constantes de calibration

permettant la meilleure reconstruction possible des points d'impact, principalement le long des lignes à retard. De plus, il a permis de montrer que les caractéristiques étudiées sur un petit nombre de chambres dans le petit hodoscope étaient similaires pour les quelques 700 chambres du détecteur complet.

Dans la section 4.2, nous examinerons comment s'effectue, de manière théorique, la reconstruction du point d'impact d'une particule à partir des temps mesurés dans la chambre à dérive. Nous consacrerons ensuite la section 4.3 à la description des deux dispositifs utilisés pour l'étude du comportement de notre détecteur. Nous présenterons dans la section 4.4 les résultats de cette étude en ce qui concerne les lignes à retard tandis que l'étude des propriétés en dérive fera l'objet de la section 4.5. Finalement, nous résumerons les performances de nos chambres à dérive dans la section 4.6.

4.2 RECONSTRUCTION THEORIQUE DES POINTS D'IMPACT

Comme le montre la figure 4.2.1, les coordonnées locales (x,y) du point d'impact d'une particule sont définies dans un des plans médians d'une chambre à dérive, celui contenant les principales lignes de champ et le fil d'anode (figure 3.18). Elles s'obtiennent à partir de la mesure de deux quantités : la distance de dérive des électrons produits lors de l'ionisation primaire, d , et la coordonnée y du signal induit sur la ligne à retard. Rappelons que les informations fournies par une seule chambre à dérive ne permettent pas de déterminer de quel côté du fil d'anode est passée la particule. Cette ambiguïté gauche-droite ne pourra être levée qu'à l'aide des informations fournies par la couche de chambres croisées (cf. §2.2.9).

4.2.1 Reconstruction de la distance de dérive d

Pour déterminer la distance de dérive d , il est nécessaire de mesurer le temps de dérive des électrons, dénoté t_d , qui représente l'intervalle de temps séparant l'instant de passage de la particule dans la chambre et le moment où une impulsion se forme sur le fil d'anode. Dans les deux dispositifs expérimentaux que nous décrirons dans la section suivante, le passage d'une particule cosmique est détecté à l'aide de scintillateurs, placés au-dessus et en-dessous des chambres à dérive. La coïncidence en temps des signaux fournis par ces

scintillateurs permet de déclencher l'acquisition de données, après un temps t_{start} par rapport au passage de la particule. Après sa formation, le signal d'anode prend un temps t_p pour se propager le long du fil d'anode, depuis l'endroit de sa formation jusqu'à l'extrémité "near-end" de la chambre. Il est ensuite transporté à l'aide de câbles de lecture vers les modules d'acquisition de données. Après sa transformation en un signal logique, cette impulsion est envoyée dans un convertisseur numérique de temps. Nous désignerons par t_{ca} le temps mis par l'impulsion d'anode pour sortir de la chambre et arriver dans le convertisseur numérique. Dès lors, la différence de temps mesurée par le convertisseur numérique, T_d , est reliée au temps de dérive t_d par la relation :

$$T_d = t_d + t_p + t_{\text{ca}} - t_{\text{start}} \quad (4.2.1)$$

Le temps t_p est fonction de la coordonnée y et de la vitesse de propagation du signal le long du fil d'anode, V_a :

$$t_p = V_a^{-1} y \quad (4.2.2)$$

Cette vitesse V_a , mesurée par réflectométrie, est égale à $26,6 \pm 0,2$ cm/ns. Le fil d'anode d'une chambre possédant une longueur de 435 cm, le temps t_p sera donc compris entre 0 et 16 ns; il reste très petit par rapport à la résolution en temps de dérive du détecteur, qui est de l'ordre de 130 ns, et il sera généralement négligé. Les temps t_{ca} et t_{start} étant des constantes, on peut donc écrire :

$$T_d = t_d + T_{\text{min}} \quad (4.2.3)$$

T_{min} représentant la différence constante entre le temps de dérive mesuré et le temps de dérive réel.

Sur la figure 4.2.2 sont représentés les temps de dérive T_d enregistrés dans une chambre test du petit hodoscope, en fonction de la coordonnée x du point d'impact. Dans cette distribution, la coordonnée x est obtenue par l'interpolation au sein de la chambre de test de la trajectoire reconstruite de la particule cosmique; le temps de dérive T_d est celui correspondant au premier signal d'anode détecté dans la chambre. On distingue clairement dans cette distribution l'existence d'une zone, prenant la forme d'un V, dans laquelle sont regroupés plus de 95 % des couples (x, T_d) . Ces points correspondent à la relation existant entre position et temps de dérive. Les quelques pourcents de couples restants proviennent d'un signal d'anode parasite ne

correspondant pas au passage de la particule détectée. Ces signaux parasites ne peuvent se manifester dans la figure 4.2.2 que s'ils se produisent avant le signal réel (sous le V) ou lorsque ce dernier ne se produit pas, suite à une efficacité. Cette dernière éventualité est donc peu probable, comme l'indique la rareté des points au-dessus du V.

La forme observée pour le V de la figure 4.2.2 nous conduit à adopter une relation entre la distance de dérive d et le temps de dérive mesuré T_d qui est représentée schématiquement sur la figure 4.2.3. Au voisinage du fil d'anode, suite à la non-uniformité du champ de dérive, la relation distance-temps de dérive s'apparente à une parabole :

$$T_d - T_{\min} = a d^2, \quad \text{pour } d < d_0 \quad (4.2.4)$$

la distance d_0 étant de l'ordre de 1,5 cm (cf. section 4.5.2). Au-delà de cette région, la relation distance-temps devient pratiquement linéaire, du type :

$$d = d_0 + V_{dr} (T_d - T_1), \quad (4.2.5)$$

V_{dr} désignant la vitesse de dérive et T_1 le temps de dérive correspondant à la distance d_0 .

Il ressort des deux relations précédentes que, pour reconstruire la distance de dérive d à partir du temps de dérive mesuré T_d , il est nécessaire de connaître 4 paramètres, qui sont respectivement : T_{\min} , a , d_0 et V_{dr} .

4.2.2 Reconstruction de la coordonnée y le long de la ligne à retard

La reconstruction de la coordonnée y du point d'impact d'une particule s'effectue à l'aide des informations fournies par la ligne à retard faisant face au fil d'anode. Nous avons vu précédemment que la formation du signal d'anode entraîne l'induction d'une impulsion sur cette ligne, impulsion qui se propage par la suite vers ses deux extrémités avec une vitesse constante, V_{dl} (section 3.5). Désignant respectivement par t_1 et t_2 les temps de propagation du signal induit vers les extrémités "near-end" et "far-end" de la ligne (figure 4.2.4), nous pouvons reconstruire la position y grâce à l'une des trois relations suivantes :

$$Y = V_{dl} t_1 , \quad (4.2.6)$$

$$Y = L - V_{dl} t_2 , \quad (4.2.7)$$

ou

$$Y = \frac{L}{2} + V_{dl} \frac{(t_1 - t_2)}{2} , \quad (4.2.8)$$

L désignant la longueur de la ligne.

Comme pour le temps de dérive, ces temps t_1 et t_2 ne sont pas mesurés directement. En effet, si les convertisseurs numériques utilisés pour mesurer t_1 et t_2 sont déclenchés au même instant que pour la mesure du temps de dérive, les temps mesurés pour les extrémités near-end et far-end sont:

$$T_{ne} = t_d + t_1 + t_{c1} - t_{start} \quad (4.2.9)$$

et

$$T_{fe} = t_d + t_2 + t_{c2} - t_{start} . \quad (4.2.10)$$

Comme t_{ca} , les quantités t_{c1} et t_{c2} représentent les temps qui séparent la sortie des signaux de la chambre à dérive et leur arrivée dans les convertisseurs de temps. Pour éliminer t_d et t_{start} de l'expression de t_1 et t_2 qui découle des deux relations précédentes, on définit deux nouvelles variables, obtenues à partir des temps mesurés :

$$T_1 = T_{ne} - T_d \quad \text{et} \quad T_2 = T_{fe} - T_d . \quad (4.2.11)$$

On a dès lors :

$$t_1 = T_1 + t_p - t_{c1} + t_{ca} , \quad (4.2.12)$$

$$t_2 = T_2 + t_p - t_{c2} + t_{ca} . \quad (4.2.13)$$

Ici, le temps t_p ne peut plus être négligé car la résolution en temps de la ligne à retard est de quelques ns. Il est aisé de l'éliminer des expressions ci-dessus en utilisant les relations suivantes:

$$t_p V_a = Y = V_{dl} t_1 = L - V_{dl} t_2 . \quad (4.2.14)$$

On obtient alors:

$$t_1 = \frac{V_a}{V_a - V_{dl}} (T_1 - t_{c1} + t_{ca}) \quad (4.2.15)$$

et

$$t_2 = \frac{V_a}{V_a + V_{dl}} (T_2 - t_{c2} + t_{ca} + \frac{L}{V_a}) . \quad (4.2.16)$$

En introduisant ces temps de propagation dans les relations (4.2.6) et (4.2.7), celles-ci s'écrivent maintenant:

$$y = \frac{v_{dl} v_a}{v_a - v_{dl}} (T_1 - T_{01}) \quad (4.2.17)$$

ou

$$T_{01} = t_{c1} - t_{ca} \quad (4.2.18)$$

et

$$y = - \frac{v_a v_{dl}}{v_a + v_{dl}} (T_2 - T_{02}) \quad (4.2.19)$$

avec

$$T_{02} = \frac{L}{v_{dl}} + t_{c2} - t_{ca} \quad (4.2.20)$$

En posant

$$T_{diff} = \frac{T_1 - T_2}{2}, \quad (4.2.21)$$

on obtient, à partir de la relation (4.2.8):

$$y = v_{dl} (T_{diff} - T_0) \quad (4.2.22)$$

avec

$$T_0 = \frac{T_{01} - T_{02}}{2}. \quad (4.2.23)$$

On voit donc que la position y peut être reconstruite indifféremment à partir de T_1 , T_2 ou T_{diff} , à condition de connaître les paramètres v_{dl} , T_{01} et T_{02} . Nous verrons dans la suite de ce chapitre que la reconstruction la plus précise de la coordonnée y est obtenue en utilisant la quantité T_{diff} . Cependant, lorsque le signal issu d'une des deux extrémités de la ligne n'a pas été détecté, on est alors forcé d'utiliser soit T_1 soit T_2 uniquement.

Il est intéressant de noter que, en vertu des relations (4.2.6) et (4.2.7), la somme des temps de propagation t_1 et t_2 doit être une constante,

$$t_1 + t_2 = \frac{L}{v_{dl}}, \quad (4.2.24)$$

et ceci quelle que soit la position y . Ce fait nous permet de vérifier si les temps reconstruits t_1 et t_2 correspondent bien au même signal induit sur la ligne à retard et non à des impulsions d'anode

différentes. Avant de connaître avec précision les paramètres nécessaires à la reconstruction de t_1 et t_2 , il est possible d'effectuer un test de cohérence plus grossier, basé sur la variable directement mesurable T_1+T_2 . Cette variable n'est plus exactement constante, suite à la présence d'un terme $-2t_p$, mais se distribue dans un petit intervalle autour de la valeur moyenne $\langle T_1+T_2 \rangle$. Par exemple, la distribution typique des T_1+T_2 obtenus pour un grand nombre de points d'impact répartis uniformément dans une chambre à dérive est représentée sur la figure 4.2.5. Dans plus de 95 % des cas, la quantité T_1+T_2 se situe dans l'intervalle

$$[\langle T_1 + T_2 \rangle - 20 \text{ ns} , \langle T_1 + T_2 \rangle + 50 \text{ ns}] . \quad (4.2.25)$$

Si T_1+T_2 est trop grand, ce qui est rare, cela implique qu'un des deux signaux propagés le long de la ligne à retard n'a pas dépassé le seuil de détection et le temps mesuré sur ce canal correspond à un signal parasite ultérieur. Si T_1+T_2 est trop petit, cela veut dire que deux impulsions ont été induites à des endroits différents sur la ligne et à des instants proches par rapport au temps de propagation qui correspond à la distance qui les sépare. Nous commenterons par la suite la forme particulière de cette distribution de T_1+T_2 (§4.4.2.d).

4.3 DISPOSITIFS EXPERIMENTAUX

4.3.1 Le petit hodoscope

Dans les locaux du laboratoire de Physique des Hautes Energies de l'U.E.Mons a été installé un dispositif expérimental permettant une étude précise du comportement de trois chambres à dérive, de construction identique à celles utilisées pour les quadrants du MUF. Représenté schématiquement sur la figure 4.3.1, ce dispositif se compose de trois parties :

- deux scintillateurs couvrant chacun une surface sensible de $40 \times 40 \text{ cm}^2$, utilisés pour la détection des particules cosmiques et le déclenchement de l'acquisition de données. Le scintillateur inférieur (SC2) est recouvert d'une couche de $\sim 10 \text{ cm}$ de plomb, de manière à ne sélectionner que des particules au minimum d'ionisation.
- un ensemble de 12 petites chambres à dérive, disposées en quatre groupes de trois et utilisées pour reconstruire la trajectoire des particules cosmiques traversant le dispositif. Ces chambres possèdent

une structure similaire aux chambres du MUF mais avec une longueur de 40 cm. De plus, elles ne sont pas munies de ligne à retard. Dans chaque groupe, la troisième chambre chevauche les deux autres mises côte à côte, de manière à pouvoir résoudre l'ambiguïté gauche-droite en dérive dans chacune des chambres. Ces groupes de chambres sont croisés à angle droit, de manière à fournir soit la coordonnée X soit la coordonnée Y de points situés le long de la trajectoire d'une particule.

- un berceau renfermant les trois chambres à dérive standard de 4,35 m de long, posées l'une sur l'autre. Pour maintenir ces trois chambres strictement parallèles l'une par rapport à l'autre sur toute leur longueur, des pièces métalliques sont glissées dans les rainures des tubes en aluminium, et ce tous les 40 cm.

La figure 4.3.2 montre comment se présente ce dispositif dans son ensemble. Les petites chambres à dérive ainsi que les deux scintillateurs sont fixés sur une structure métallique indépendante du berceau contenant les chambres test. Cet assemblage peut ainsi être déplacé tout le long du berceau ou transversalement, de manière à permettre l'étude des différentes régions des longues chambres à dérive. Ces déplacements sont mesurés avec une précision de l'ordre du mm, à l'aide d'une règle graduée. Examinons maintenant plus en détail les différentes parties de ce dispositif.

4.3.1.a : Système des petites chambres à dérive.

Les 12 petites chambres à dérive de notre hodoscope sont utilisées en mode proportionnel avec un mélange gazeux prémélangé contenant 90 % d'argon et 10 % de méthane¹. Ce mélange est distribué en parallèle dans chacun des 4 groupes de chambres; les trois chambres d'un même groupe sont elles reliées en série. Le débit du mélange gazeux à l'entrée du système est de l'ordre de 5 l/h.

La haute tension de dérive est fixée à - 3,0 kV, de manière à créer au sein du volume de dérive un champ électrique de - 300 V/cm. Avec le mélange gazeux utilisé, ce champ de dérive correspond à une vitesse de dérive des électrons de - 4,5 cm/ μ s à une température de 25°C [3.4]. Le mode proportionnel est atteint dans ce type de mélange à partir d'une tension d'anode de l'ordre de 2,1 kV.

1. Mélange Q41 de la firme Air Liquide.

En mode proportionnel, les signaux d'anode possèdent une amplitude de l'ordre du μVolt aux bornes d'une résistance de 50Ω . Il est donc nécessaire de procéder à une amplification de ces signaux, qui est réalisée à l'aide d'un amplificateur de charge conçu au CERN. Après amplification, les impulsions d'anode possèdent une amplitude typique de 100 mV aux bornes d'une résistance de 50Ω .

4.3.1.b : Système des grandes chambres à dérive.

Les trois chambres à dérive dont on désire étudier le comportement fonctionnent en mode à dard limité. Pour obtenir ce mode de fonctionnement, nous utilisons un mélange gazeux composé de 15% d'argon, de 15% d'isobutane, de 69% de CO_2 et de 1% d'alcool isopropylique. Ce mélange est similaire à celui prévu pour l'utilisation des chambres dans DELPHI (§3.6.2.c). Le système de distribution de ce mélange est représenté sur la figure 4.3.3. Le débit des trois composants majeurs du mélange est contrôlé au moyen de débitmètres massiques électroniques. La totalité du CO_2 est envoyée dans un bulleur contenant l'alcool isopropylique ; la température de ce dernier est maintenue constante en plongeant l'ampoule d'alcool dans un récipient thermique rempli d'eau, de manière à ce que la concentration d'alcool reste elle aussi constante. Les différents composants gazeux sont ensuite envoyés dans un mélangeur. La distribution du mélange gazeux s'effectue en parallèle dans les trois chambres à dérive, avec un débit de 2 l/h par chambre. A différents endroits du circuit de distribution sont installées des dérivations permettant de mesurer la teneur en O_2 et en H_2O du mélange gazeux ou de ses composants primaires. Tout au long des prises de données, nous avons vérifié que ces teneurs en O_2 et en H_2O restaient inférieures à 50 ppm .

Avec le type de mélange gazeux utilisé, nous utilisons une tension de dérive de $-7,5 \text{ kV}$, correspondant à un champ de dérive de $\sim 700 \text{ Volts/cm}$ et à une vitesse de dérive de $\sim 7,5 \text{ mm}/\mu\text{s}$. Pour fixer les tensions d'anode des trois chambres, nous avons déterminé leur plateau d'efficacité, en étudiant, pour chaque chambre, le rapport du nombre de particules détectées dans les 3 chambres sur le nombre de particules détectées au moins dans les deux autres chambres. L'évolution de ce rapport avec la tension d'anode HV_A dans les trois chambres est représentée sur la figure 4.3.4. Sur base de ces résultats, nous avons fixé les tensions d'anode des trois chambres à une valeur commune de 4950

Volts. Ces mesures ayant été effectuées pour une pression atmosphérique moyenne de 753 mm Hg, la tension d'anode est ajustée en cas de modifications importantes de la pression atmosphérique, à raison de 20 Volts pour une modification de 4 mm Hg par rapport à la pression de référence (§3.6.4).

L'électronique de mise en forme des signaux des chambres, située sur des plaquettes d'aluminium fixées aux deux extrémités des chambres, est proche de celle présente sur les quadrants du MUF (§3.6.3). L'impulsion d'anode est lue à une extrémité du fil de haute tension au travers d'une résistance de 47 M Ω et d'une capacité de 1000 pF. Elle est ensuite envoyée vers l'électronique de lecture à l'aide d'un câble coaxial de 50 Ω , sans amplification préalable. Chaque extrémité des lignes à retard est connectée à un amplificateur de charge, qui réalise l'adaptation d'impédance et procure aux signaux un gain de 2 x 2 mV/ μ A. Après amplification, les impulsions sortent sous forme différentielle et seule la composante négative du signal est envoyée vers l'électronique de lecture, toujours au travers de câbles coaxiaux de 50 Ω . La discrimination des signaux des lignes à retard s'effectue après ce transport, et non pas à proximité des chambres.

4.3.1.c : Système d'acquisition des données.

La logique de traitement des signaux et d'acquisition des données est schématisée sur la figure 4.3.5.

Toutes les impulsions analogiques sont d'abord transformées en signaux logiques répondant au standard NIM (Nuclear Instrument Modules), à l'aide de discriminateurs de marque Lecroy. Pour les signaux d'anode provenant des petites chambres à dérive, les seuils de discrimination appliqués sont de 30 mV, tandis qu'ils sont de 60 mV pour les photomultiplicateurs reliés aux scintillateurs. Pour les grandes chambres à dérive, le seuil de discrimination est de 40 mV sur les impulsions d'anode et de 30 mV pour celles produites sur les lignes à retard.

La mesure des temps de dérive et de propagation le long des lignes à retard s'effectue au moyen de convertisseurs numériques d'intervalles de temps répondant au standard CAMAC (Computer Automated Measurement and Control) : TDC Lecroy 2228A. Ces modules, contrôlés par ordinateur, permettent de mesurer et d'enregistrer l'intervalle de temps séparant deux impulsions logiques, dénommées respectivement START

et STOP. Chaque module contient 8 canaux de lecture, mesurant tous des temps par rapport à la même impulsion START. Les TDC que nous avons utilisés ne peuvent mesurer que le temps d'arrivée du premier signal STOP sur un canal de lecture donné, et pas celui des impulsions suivantes. Leur plage de sensibilité est de ~ 3 ou ~ 15 μs et les résolutions correspondantes sont de 2,5 ns et 6,8 ns respectivement. Pour la mesure des temps de dérive dans les petites chambres de l'hodoscope, nous utilisons deux TDC de 3 μs , dénommés H1 et H2 sur la figure 4.3.5. Pour les temps de dérive des grandes chambres, nous utilisons le TDC DR de 15 μs . En ce qui concerne les lignes à retard, nous utilisons des TDC de 3 μs , de manière à pouvoir mesurer les temps T_1 et T_2 avec la meilleure résolution possible. Ceci implique l'utilisation d'un TDC différent pour chacune des trois lignes à retard, ce module devant être démarré par l'impulsion d'anode de la chambre correspondante.

Après discrimination, les signaux correspondant aux deux scintillateurs sont dirigés vers une unité de coïncidence temporelle, produisant un signal logique GO si ces deux impulsions sont simultanées. Ce signal indique le passage d'une particule cosmique au minimum d'ionisation et sert de signal de déclenchement de l'acquisition de données, en accomplissant différentes tâches après reproduction à différents exemplaires :

- 1) Tout d'abord, il entre dans une unité bistable (flip-flop) destinée à inhiber l'unité de coïncidence durant l'intervalle de temps nécessaire à l'enregistrement des données de l'événement détecté. Lorsque l'enregistrement de l'événement est terminé, l'ordinateur envoie, au travers d'un registre de sortie CAMAC (Output Register), une impulsion qui libère l'unité de coïncidence.
- 2) Ce signal GO est également envoyé dans un registre d'entrée CAMAC (Input Register), de manière à signaler à l'ordinateur qu'un événement vient d'être détecté.
- 3) Le signal GO démarre les trois modules TDC destinés à la mesure des temps de dérive des différentes chambres, et ce au même instant.
- 4) Pour démarrer les TDC des lignes à retard en cas d'absence de signaux d'anode, ce signal est également envoyé dans trois unités de temporisation qui ouvrent une porte de 20 μs . Si aucun signal d'anode ne se présente dans cet intervalle de temps, l'unité de temporisation enverra automatiquement un signal (End Marker) permettant de démarrer ces TDC.

Comme les TDC de dérive sont démarrés après un temps $t_{\text{start}} \sim 200$ ns par rapport à l'instant de passage d'une particule, et qu'ils ne sont pas capables d'enregistrer des temps inférieurs à ~ 50 ns ou à 250 ns selon leur plage de sensibilité, il est indispensable de retarder de quelques centaines de ns les signaux produits par les différentes chambres à dérive. Ce retard est obtenu à l'aide de câbles coaxiaux de 50Ω et de plusieurs dizaines de mètres de long.

Toutes les données numériques enregistrées dans les TDC sont transférées, après chaque événement, vers un microordinateur de type IBM PC XT/286. Une première analyse des données enregistrées s'effectue en ligne, de manière à vérifier le bon fonctionnement des différents détecteurs du dispositif. A la fin de chaque acquisition, l'ensemble des données est transféré vers un ordinateur de type VAX, avec lequel s'effectue l'analyse proprement dite. Pour chaque acquisition, le nombre d'événements accumulés est de l'ordre de 150.000 , ce qui correspond approximativement à 24 heures de prise de données en continu.

4.3.1.d : Calibration des petites chambres à dérive de l'hodoscope.

La trajectoire d'une particule cosmique traversant le petit hodoscope s'obtient en utilisant les informations recueillies dans les petites chambres à dérive. A partir de cette trajectoire, on détermine les coordonnées des points d'impact au sein des grandes chambres de test. Un des objectifs principaux du petit hodoscope étant l'étude de la résolution intrinsèque de ces chambres, il est indispensable que ces coordonnées soient déterminées avec une précision meilleure qu'un demi-mm. Pour obtenir cette résolution, il faut que les points d'impact de la particule dans les petites chambres soient reconstruits avec une précision meilleure qu'un mm.

Cette reconstruction repose sur plusieurs paramètres : les positions des fils d'anode de chaque chambre ainsi que les constantes nécessaires pour convertir en distance les temps de dérive mesurés. Nous allons décrire la méthode utilisée pour déterminer ces paramètres avec une précision suffisante en vue de l'objectif poursuivi.

Paramètres nécessaires pour la reconstruction des points d'impact.

De par la disposition croisée des chambres à dérive de l'hodoscope, on peut reconstruire la trajectoire d'une particule séparément dans deux plans perpendiculaires aux fils d'anode: soit les plans XZ et YZ (figure 4.3.6). Dans chaque plan, on dispose d'au maximum 4 points de passage répartis le long de la trajectoire.

La coordonnée de ces points d'impact le long de l'axe vertical est celle du fil d'anode de la chambre correspondante: Z_i ($i=1,12$). Celles-ci ont été mesurées avec une précision de l'ordre du mm en prenant le milieu de l'hodoscope comme origine de l'axe Z. La deuxième coordonnée dans les plans XZ ou YZ est donnée par

$$X_i = X_{fi} \pm d_i \quad \text{ou} \quad Y_i = Y_{fi} \pm d_i \quad (4.3.1)$$

où d_i est la distance de dérive mesurée pour ce point d'impact et X_{fi} (Y_{fi}) est la coordonnée X (Y) du fil d'anode. On choisit l'origine du système d'axes de telle sorte que $X_{f1}=0$ et $Y_{f4}=0$. De plus, on a :

$$\begin{aligned} X_{f3} &= X_{f2} + 198 \text{ mm} , & Y_{f6} &= Y_{f5} + 198 \text{ mm} \\ X_{f12} &= X_{f11} + 198 \text{ mm} & Y_{f9} &= Y_{f8} + 198 \text{ mm} , \end{aligned} \quad (4.3.2)$$

les fils d'anode de deux chambres contiguës étant distants de $198,0 \pm 0,1$ mm par construction. Les autres coordonnées, à savoir X_{f2} , X_{f10} , X_{f11} , Y_{f5} , Y_{f7} et Y_{f8} , ne sont connues qu'avec une faible précision, de l'ordre de 1 ou 2 mm.

Pour déterminer les distances de dérive d_i ($i=1,12$), nous utilisons une paramétrisation linéaire du type:

$$d_i = v_{dr}^i T_{di} + d_{oi} , \quad (4.3.3)$$

où T_{di} est le temps de dérive mesuré, diminué d'une constante qui tient compte de la longueur des câbles de transport des signaux d'anode et peut être différente de quelques dizaines de ns d'une chambre à l'autre. La valeur de cette constante a été déterminée en examinant séparément pour chaque chambre le début du spectre des temps de dérive. Compte tenu du mélange gazeux alimentant les petites chambres et du champ de dérive utilisé (§4.3.1.a), la vitesse de dérive des électrons doit être de l'ordre de 45 mm/ps; nous ne connaissons toutefois pas ni sa valeur exacte ni si elle est identique dans toutes les chambres.

Pour reconstruire les points d'impact d'une particule avec une

précision inférieure au mm, il est nécessaire de déterminer d'une manière plus précise les 6 paramètres X_{f2} , X_{f10} , X_{f11} , Y_{f5} , Y_{f7} et Y_{f8} , ainsi que les douzes paires de paramètres V_{dr}^i et d_{0i} ($i=1,12$). Nous désignerons l'ensemble de ces paramètres par P_λ ($\lambda=1,30$).

Détermination des paramètres de reconstruction.

Pour déterminer les paramètres de reconstruction, nous sélectionnons tout d'abord des événements correspondant au passage d'une particule isolée au travers de l'hodoscope et dont la trajectoire peut être reconstruite sans ambiguïté. Utilisant les valeurs approximatives des paramètres P_λ , nous ajustons une trajectoire rectiligne sur les points d'impact reconstruits pour chaque événement sélectionné. Ensuite, les valeurs des paramètres de reconstruction sont estimées par la méthode des moindres carrés pondérés par les erreurs de mesure, c'est-à-dire en minimisant la quantité appelée habituellement Q^2 .

La sélection des événements s'opère selon les critères suivants:

- 1) Pour éviter les ambiguïtés de reconstruction, nous éliminons les événements dans lesquels deux chambres contiguës ont engendré un signal d'anode.
- 2) On exige que la particule soit détectée dans 8 petites chambres à dérive, 4 alignées le long de l'axe X et 4 le long de Y. Ce critère permet de lever l'ambiguïté gauche-droite en dérive dans chacune des chambres traversées.
- 3) Pour pouvoir utiliser la relation (4.3.3) pour reconstruire les distances de dérive, nous éliminons les particules trop proches d'un fil d'anode, c'est-à-dire les événements dans lesquels un des temps de dérive est inférieur à 500 ns. Pour déterminer la valeur de cette coupure, nous avons utilisé la corrélation qui doit exister entre les temps de dérive mesurés pour une même particule dans deux chambres superposées. En effet, lorsque la relation est linéaire et que les deux chambres ont la même vitesse de dérive, pour un angle d'incidence donné, la somme des temps de dérive, $T_{d1} + T_{d2}$, est une constante indépendante de la distance de dérive d_1 ou d_2 (voir figure 4.3.7). La figure 4.3.8a montre la distribution de la somme $T_{d1} + T_{d2}$ en fonction de T_{d1} , enregistrée pour les chambres 1 et 2 de l'hodoscope et pour des particules presque vertica-

les traversant également les chambres 10 et 11. La figure 4.3.8b montre les valeurs moyennes de cette somme, obtenues pour différents intervalles de temps T_{di} . Ces moyennes ont été calculées en éliminant la majeure partie des événements parasites correspondants à une somme inférieure à 2200 ns. C'est lorsque les deux temps de dérive sont supérieurs à 500 ns que cette somme moyenne reste pratiquement constante, la légère pente que l'on constate étant due à des vitesses de dérive légèrement différentes pour les deux chambres.

- 4) La figure 4.3.8a indique la présence de signaux parasites dans nos chambres, correspondant la plupart du temps à des temps de dérive plus petits que la normale. Pour s'en débarrasser, nous calculons la valeur moyenne et l'écart type des distributions des temps $T_{di} + T_{dj}$, i et j désignant 2 chambres superposées, et nous éliminons les événements conduisant à au moins une somme $T_{di} + T_{dj}$ distante de plus de deux écarts type de sa valeur moyenne (figure 4.3.9).

Pour chaque événement sélectionné, on dispose de 4 points d'impact dans chacun des plans XZ et YZ, dont nous désignerons les coordonnées par (X_α, Z_α) et (Y_β, Z_β) , les indices α et β ($\alpha, \beta = 1, 4$) représentant le numéro d'ordre du point d'impact et non le numéro de la chambre traversée. Ces points d'impact doivent se disposer le long d'une trajectoire rectiligne dans les plans XZ et YZ. Ajustant une droite d'équation

$$X = a + b Z \quad (4.3.4)$$

sur les points (X_α, Z_α) , la quantité

$$Q_X^2 = \sum_{\alpha=1}^4 \frac{[X_\alpha - (a + b Z_\alpha)]^2}{\sigma(X_\alpha)^2} \quad (4.3.5)$$

doit donc se distribuer selon une distribution χ^2 à deux degrés de liberté, si les erreurs $\sigma(X_\alpha)$, ainsi que les paramètres P_λ qui ont servi à calculer les coordonnées (X_α, Z_α) , sont correctement estimés. Dans le plan YZ, nous pouvons définir la quantité Q_Y^2 d'une manière identique à partir des coordonnées (Y_β, Z_β) .

Pour déterminer les valeurs des paramètres P_λ avec une précision meilleure que celle connue jusqu'à présent, nous procédons par approximations successives, en estimant successivement de meilleures valeurs pour les paramètres a et b de chaque trajectoire et pour

les paramètres P_λ . Ces estimations se font en minimisant, suivant le cas, le Q_X^2 et le Q_Y^2 correspondant à chaque trajectoire ou la somme de tous les Q_X^2 et de tous les Q_Y^2 pour l'ensemble des événements sélectionnés. Cette dernière minimisation s'effectue à l'aide du logiciel MINUIT [4.1]. Sur base des paramètres ajustés, nous obtenons la distribution de Q_X^2 représentée sur la figure 4.3.10, en prenant pour $\sigma(X_\alpha)$ une valeur constante de 0,6 mm. La comparaison de cette distribution avec une distribution χ^2 à 2 degrés de liberté nous permet de penser que les paramètres P_λ sont estimés avec une précision suffisante en vue de l'objectif initial. Le désaccord entre ces deux distributions est dû à l'utilisation d'une erreur $\sigma(X_\alpha)$ constante alors que, comme nous le verrons par la suite, la résolution intrinsèque de nos chambres le long de la dérive dépend de la distance de dérive. Ajoutons que le fait d'utiliser une erreur constante $\sigma(X_\alpha)=0,7$ mm ne permet pas d'obtenir un meilleur accord. Nous arrivons au même résultat dans le plan YZ.

Lorsque la trajectoire d'une particule a été reconstruite dans les plans XZ et YZ, il est aisé d'en déduire les coordonnées des points d'impact dans les grandes chambres de test. On peut estimer que ces coordonnées, que nous appellerons X_{dr} ou Y_{dl} selon qu'elles sont déterminées le long des axes X ou Y, sont entachées d'une erreur de 0,3 mm. Toutefois, pour s'assurer que ces coordonnées sont prédites correctement, on impose que la valeur du Q_X^2 (Q_Y^2) de l'ajustement linéaire dans le plan XZ (YZ) soit inférieur à 4,5, limite correspondant à un niveau de confiance de 90 % pour un χ^2 à deux degrés de liberté. Signalons que, suite aux limites imposées sur les temps de dérive dans les petites chambres de l'hodoscope, les coordonnées X_{dr} et Y_{dl} sont comprises dans l'intervalle [-75 mm, 75 mm].

4.3.2 Le grand hodoscope

Dans le but d'effectuer une étude systématique du comportement de toutes les chambres à dérive constituant notre identificateur de muons, nous avons construit, dans un des halls d'expérimentation du CERN, un dispositif expérimental dénommé grand hodoscope. Ce dispositif est constitué d'un empilement de trois quadrants du MUF disposés à l'horizontale ainsi que de deux couches de scintillateurs, placées respectivement en-dessous et au-dessus des quadrants. Une vue d'artiste de ce dispositif est représentée sur la figure 4.3.11 tandis que la

figure 4.3.12 est une photographie du hall d'expérimentation. Examinons à présent en détail chaque élément de ce dispositif.

4.3.2.a : Système de détection des particules cosmiques.

La détection du passage d'une particule cosmique au travers de l'hodoscope s'effectue à l'aide des informations fournies par les deux couches de scintillateurs. Chaque couche comprend 24 scintillateurs d'approximativement 4 m de long et 20 cm de large, disposés de manière à couvrir une surface sensible légèrement supérieure à celle d'un quadrant. Les signaux de sortie des photomultiplicateurs attachés à l'ensemble des éléments d'une couche sont regroupés dans un circuit logique OU de manière à fournir un seul signal par couche. La coïncidence en temps des signaux issus des deux couches de scintillateurs signale le passage d'une particule cosmique au travers de l'hodoscope et est utilisée pour déclencher le système d'acquisition de données (voir §4.3.2.d).

4.3.2.b : Structure mécanique de l'empilement des quadrants.

Les trois quadrants constituant un empilement sont séparés l'un de l'autre par des blocs de polystyrène expansé d'une épaisseur de 40 cm. De plus, ils sont positionnés contre quatre poutres verticales, de manière à occuper tous les trois une position identique dans le plan horizontal (figure 4.3.13). Le quadrant inférieur est posé sur une plateforme dont la position par rapport à l'horizontale a été mesurée par une équipe de géomètres. Afin de ne pas devoir répéter ces mesures de multiples fois, ce module est resté à sa place durant toute la durée des tests et a servi de référence pour étudier les 16 autres quadrants deux par deux.

4.3.2.c : Système de distribution du mélange gazeux.

Le système de distribution du mélange gazeux que nous avons utilisé pour alimenter nos quadrants est d'une conception analogue à celui utilisé pour le détecteur DELPHI, bien que simplifiée (cf. §3.6.4). Le débit des trois composants du mélange gazeux, argon, CO₂ et isobutane, est contrôlé au moyen de débitmètres massiques électroniques dont la précision est de $\pm 1\%$ à fond d'échelle et dont la reproducti-

bilité est de $\pm 0,2 \%$. Le CO_2 est envoyé vers un bulleur contenant de l'alcool isopropylique avant d'être dirigé vers le mélangeur. Le mélange gazeux final, contenant 15 % d'argon, 15 % d'isobutane, 69 % de CO_2 et 1 % d'alcool isopropylique, est alors distribué en parallèle dans les 6 couches de chambres à dérive du dispositif. Les zones tampons entourant chaque quadrant sont également alimentées en parallèle avec du CO_2 pur. Signalons que nous n'avons pas pu contrôler la contamination en O_2 et en H_2O présente dans le mélange gazeux, suite à l'indisponibilité des instruments de mesure. Le but de notre dispositif n'étant pas la mesure précise de l'efficacité de détection en dérive de nos chambres, mais la détermination de leurs constantes de calibration, ceci ne représente pas un inconvénient majeur pour notre analyse.

4.3.2.d : Système d'acquisition de données.

Le système d'acquisition de données est représenté sur la figure 4.3.14. Il comprend tout d'abord un petit nombre de modules NIM qui permettent de contrôler le déroulement de l'acquisition de données; le reste du système est basé sur l'architecture FASTBUS et est assez proche du système d'acquisition prévu pour DELPHI. Il comprend différents types de modules :

- 9 convertisseurs numériques LTD [3.36], dont trois sont destinés à la lecture des signaux d'anode et les autres à la lecture des signaux provenant des lignes à retard. Avant d'être envoyés dans les LTD, les impulsions d'anode sont d'abord discriminées et transformées en impulsions ECL. Les signaux des lignes à retard, discriminés et mis en forme par l'électronique rapprochée des quadrants, sont directement envoyés dans les LTD.
- une horloge (CLK), qui fournit aux LTD un signal périodique leur permettant de mesurer les temps avec une résolution de 2 ns.
- un Fan-Out (FO), chargé de distribuer dans les 9 LTD le même signal d'horloge.
- un microprocesseur de type FIP (Fastbus Intersegment Processor) [4.2], qui collecte les données enregistrées dans l'ensemble des LTD et gère les signaux de contrôle de l'acquisition de données.
- une ligne série RS232, qui permet de transférer les données du FIP vers un ordinateur μVAX . Ce dernier se charge alors d'enregistrer les données sur une bande magnétique.

Après cette présentation sommaire des différents éléments du

système d'acquisition, examinons à présent comment se déroule la prise de données pour un événement particulier. Tout d'abord, les deux signaux fournis par les couches de scintillateurs sont envoyés dans une unité de coïncidence NIM qui vérifie si ces deux impulsions sont simultanées. Dans ce cas, cette unité produit un signal de sortie, appelé START sur la figure 4.3.14, qui permet de déclencher l'acquisition de données selon la séquence suivante :

- 1) le signal START démarre l'horloge qui, par l'intermédiaire du Fan-Out, délivre son signal périodique aux différents LTD. Ces derniers peuvent alors détecter toutes les impulsions provenant des chambres à dérive pendant un laps de temps maximal de 16 μ s.
- 2) Environ 20 μ s après le signal START, la logique NIM signale au FIP, par l'intermédiaire du signal T2_YES, que tous les signaux d'un événement ont eu le temps de parvenir aux LTD. Ce module demande alors aux LTD de convertir en données numériques les temps enregistrés et, cette conversion terminée, le FIP stocke les données correspondantes dans sa mémoire. Ensuite, les LTD sont réinitialisés de manière à être prêts pour la lecture du prochain événement.
- 3) Lorsque cette phase est terminée, le FIP renvoie vers l'unité de coïncidence un signal NEI_DONE (Next Event Identification done), l'autorisant à détecter l'événement suivant. En effet, après avoir délivré le signal START, l'unité de coïncidence est inhibée durant toute la prise des données d'un événement, de manière à éviter un redéclenchement intempestif du système d'acquisition.
- 4) Pendant que le système d'acquisition attend le prochain événement, les données acquises par le FIP sont transférées vers la μ VAX.

4.3.2.e : Sélection des données de calibration.

Le but principal de notre dispositif expérimental étant la calibration des paramètres des chambres à dérive, nous ne sommes intéressés que par des événements que nous qualifierons de "propres", correspondant au passage au travers des quadrants d'une seule particule cosmique dont la trajectoire peut être reconstruite sans ambiguïté. Or, le système de déclenchement que nous utilisons est susceptible de démarrer l'acquisition des données sur d'autres types d'événements, tels que par exemple une gerbe cosmique. Le passage d'une particule cosmique isolée peut également être accompagné de la formation de signaux parasites dans des chambres situées hors de la trajectoire de

la particule, signaux qui compliquent la reconstruction de cette dernière. Afin d'enrichir la proportion d'événements "propres" dans notre échantillon de données, nous avons tiré avantage de la capacité du FIP à pouvoir procéder à une analyse des données du dernier événement présent dans sa mémoire. Si cet événement ne répond pas aux critères imposés, il sera effacé de la mémoire et ne sera pas transféré vers la μ VAX. Cette sélection permet de rejeter de l'ordre de 75 % des événements détectés et donc de réduire de manière appréciable le volume de données enregistrées ainsi que le temps mort de l'acquisition de données. Pour augmenter encore le taux d'acquisition, la ligne de transmission RS232 étant assez lente (600 octets/s), nous avons cherché à réduire le volume de données à transférer, en ne conservant que les premiers temps enregistrés dans les canaux LTD. De cette manière, un événement propre n'occupe plus que 100 octets de mémoire en moyenne et le taux d'acquisition est de l'ordre de 6 Hz.

La sélection des événements propres au sein du FIP ne repose que sur la configuration des chambres ayant engendré un signal d'anode, sans tenir compte ni des temps de dérive mesurés ni des informations fournies par les lignes à retard. Les critères appliqués lors de cette sélection sont les suivants :

- 1) Il ne peut exister au maximum qu'une seule chambre ayant produit un signal d'anode dans chacune des 6 couches du dispositif.
- 2) La particule cosmique doit avoir été détectée dans au moins trois couches sur six.
- 3) Dans des couches dont les chambres sont parallèles au même axe X ou Y, les chambres touchées doivent posséder des numéros d'ordre proches l'un de l'autre, de manière à limiter l'angle d'incidence des particules sélectionnées. Comme le montre la figure 4.3.15, à partir des numéros N_{Y1} , N_{Y2} et N_{Y3} des chambres touchées dans les couches Y1, Y2 et Y3, on peut définir les quantités Δ_λ^x ($\lambda = 1, 3$) par :

$$\Delta_1^x = N_{Y1} - N_{Y2} \quad (4.3.6)$$

$$\Delta_2^x = N_{Y2} - N_{Y3} \quad (4.3.7)$$

$$\text{et } \Delta_3^x = N_{Y1} - N_{Y3} \quad (4.3.8)$$

On définit de la même manière les quantités Δ_λ^y ($\lambda=1,3$) pour les trois couches alignées le long de l'axe X. Les critères de sélection

tion sur les angles d'incidence de la particule s'expriment alors sous la forme :

$$| \Delta_1^{x,Y} | \leq 2 \quad (4.3.9)$$

$$| \Delta_2^{x,Y} | \leq 2 \quad (4.3.10)$$

$$| \Delta_3^{x,Y} | \leq 4 \quad (4.3.11)$$

à condition bien sûr que ces quantités puissent être définies.

- 4) Pour s'assurer que les chambres touchées dans différentes couches du dispositif sont bien alignées le long de la même trajectoire, on vérifie que, lorsque les quantités Δ_1^x et Δ_2^x , ou Δ_1^y et Δ_2^y , ont pu être définies, elles répondent aux critères :

$$\Delta_1^x \cdot \Delta_2^x \geq 0 \quad (4.3.12)$$

$$\Delta_1^y \cdot \Delta_2^y \geq 0 \quad (4.3.13)$$

4.3.2.f : Système de référence.

Pour effectuer la reconstruction de la trajectoire des particules cosmiques traversant notre hodoscope, il est nécessaire de calculer les coordonnées des points d'impact dans un système de référence unique.

Tout d'abord, à partir des coordonnées (x,y) des points d'impact dans le système de référence fixé à la chambre à dérive, on calcule les coordonnées (x',y',z') dans un système de référence lié au quadrant. Pour cela, il suffit de savoir que les fils d'anode d'une même couche sont parallèles et distants de 198 mm, et que les deux plans de fils croisés sont distants de 33,5 mm.

On calcule ensuite les coordonnées des points d'impact dans le référentiel absolu XYZ, représenté sur la figure 4.3.13. Les axes X et Y sont alignés le long des poutres de soutien et l'axe Z représente la verticale. L'origine de ce système de coordonnées repose sur le sol. A partir des coordonnées (x',y',z') d'un point situé dans le quadrant k, on obtient les coordonnées globales (X,Y,Z) de ce même point grâce à la transformation suivante :

$$\begin{pmatrix} X \\ Y \\ Z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \lambda_1 & \lambda_2 & \lambda_3 \\ \mu_1 & \mu_2 & \mu_3 \\ \nu_1 & \nu_2 & \nu_3 \end{pmatrix}_k \begin{pmatrix} x' \\ y' \\ z' \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} x_0 \\ y_0 \\ z_0 \end{pmatrix}_k \quad (4.3.14)$$

$$\vec{X} = M_k \vec{x}' + \vec{x}_0^k \quad (4.3.15)$$

où $(x_0, y_0, z_0)_k$ sont les coordonnées de l'origine du système local $x'y'z'$ du quadrant k dans le système global et M_k est la matrice des cosinus directeur du changement de référentiel, matrice propre au quadrant k . Pour déterminer les éléments de cette matrice, nous avons mesuré la position dans le système XYZ de cinq marques fiduciaires (§3.6.3), réparties sur la surface supérieure de chaque quadrant (figure 4.3.16). La position de ces marques par rapport aux chambres à dérive a été mesurée avec une précision de 0,2 mm lors de la construction des quadrants; leurs coordonnées dans le système XYZ sont déterminées avec une précision de ~ 1 mm. Nous disposons alors de 21 équations de contrainte :

$$\left\{ \begin{array}{l} \lambda_1 x'_i + \lambda_2 y'_i + \lambda_3 z'_i + x_0 - X_i = 0 \quad i=1,5 \\ \mu_1 x'_i + \mu_2 y'_i + \mu_3 z'_i + y_0 - Y_i = 0 \quad i=1,5 \\ \nu_1 x'_i + \nu_2 y'_i + \nu_3 z'_i + z_0 - Z_i = 0 \quad i=1,5 \\ \lambda_i^2 + \mu_i^2 + \nu_i^2 - 1 = 0 \quad i=1,3 \\ \lambda_i \lambda_j + \mu_i \mu_j + \nu_i \nu_j = 0 \quad (i,j)=(1,2), (2,3), (3,1) \end{array} \right. \quad (4.3.16)$$

On obtient les éléments de la matrice M_k grâce à une minimisation par la méthode des moindres carrés [4.3].

4.3.2.g : Conditions générales de prises de données.

Pour chaque empilement de trois quadrants, nous avons accumulé une statistique d'environ 1 million d'événements de calibration, ce qui correspond approximativement à 48 heures de prise de données en continu et à un volume de données de 100 Moctets. Lors de chacune de ces prises de données, les seuils de discrimination sur les signaux d'anode et sur ceux des lignes à retard étaient fixés à 20 mV et à 60 mV respectivement. Pour le dernier empilement, nous avons également

effectué des prises de données avec des seuils de discrimination différents, de manière à pouvoir étudier leur influence sur la paramétrisation des lignes à retard (voir §4.4.2.g).

Avant chaque prise de données, nous avons déterminé les plateaux d'efficacité des six couches de chambres à dérive du dispositif, de manière à déterminer les tensions d'anode appropriées à chaque couche. Pour établir le plateau de fonctionnement d'une couche de chambres à dérive, nous calculons, pour différentes tensions d'anode, le rapport

$$R = \frac{N_1}{N_{\text{tot}}} \quad (4.3.17)$$

où N_{tot} désigne le nombre total d'événements détectés par les scintillateurs et N_1 représente le nombre d'événements pour lesquels une seule chambre de la couche étudiée a produit un signal d'anode. L'évolution de R en fonction de la tension d'anode est représentée sur la figure 4.3.17 pour une couche particulière. On voit que R devient constant à partir de $HV_A = 4770$ Volts et cette tension d'anode peut alors être choisie comme tension de fonctionnement. Remarquons que le rapport N_1/N_{tot} n'est pas équivalent à l'efficacité de détection d'une couche d'un quadrant. En effet, le passage d'une particule dans une chambre peut être accompagné du déclenchement fortuit d'autres chambres de la même couche et ce genre d'événements n'est pas repris dans la quantité N_1 . De plus, tous les événements repris dans la quantité N_{tot} ne correspondent pas au passage d'une particule cosmique au minimum d'ionisation. Ces deux faits conduisent à une valeur de R inférieure à l'efficacité de détection d'une couche.

4.4 ETUDE DES PERFORMANCES DES LIGNES A RETARD

4.4.1 Etude de l'efficacité de détection

L'efficacité de détection d'une ligne à retard par rapport à l'anode peut être définie comme la probabilité que, lorsque un signal d'anode a été enregistré, au moins une des deux extrémités de la ligne à retard fournisse également un signal. Les temps associés à ces deux signaux permettent de déterminer soit T_1 soit T_2 , et donc de calculer la coordonnée y du point d'impact. Pour estimer cette efficacité, nous avons analysé les données de calibration du grand hodoscope. Pour les

132 lignes à retard d'un empilement, on obtient une efficacité moyenne

$$\epsilon_1(T_1 \text{ ou } T_2) = 99,76 \pm 0,01 \% \quad (4.4.1)$$

aucune des lignes étudiées n'ayant une efficacité inférieure à 99 %.

Pour définir l'efficacité de détection d'une ligne à retard, on peut également exiger que ses deux extrémités aient fourni un signal, ce qui nous permettra de reconstruire y de manière plus précise à partir de la différence T_{diff} des temps enregistrés. Dans ce cas, toujours en analysant les mêmes données que précédemment, on obtient une efficacité moyenne de

$$\epsilon_2(T_1 \text{ et } T_2) = 98,98 \pm 0,04 \% . \quad (4.4.2)$$

Disposant des temps T_1 et T_2 , on peut également exiger que leur somme T_1+T_2 soit comprise dans l'intervalle défini par la relation (4.2.25). On obtient alors une efficacité moyenne de

$$\epsilon_3(\text{bon } T_1+T_2) = 95,2 \pm 0,1 \% . \quad (4.4.3)$$

La distribution des efficacités obtenues séparément dans chacune des 132 chambres à dérive de notre échantillon est montrée sur la figure 4.4.1. Une seule des chambres étudiées possède une efficacité ϵ_3 inférieure à 90 %, suite à la présence d'une proportion plus importante de signaux fortuits conduisant à des valeurs de T_1+T_2 situées hors de l'intervalle fixé. Notons que cette efficacité ϵ_3 a été obtenue sur base des données de calibration du grand hodoscope, qui ne contiennent que les premiers temps enregistrés dans une chambre. Elle représente donc une limite inférieure sur la probabilité de trouver un triplet (T_d, T_{ne}, T_{fe}) possédant un bon T_1+T_2 .

4.4.2 Etude de la relation espace-temps

4.4.2.a : Détermination des vitesses des lignes à retard avec des signaux injectés.

La première étude de la relation espace-temps le long des lignes à retard a été réalisée dès la construction de ces lignes, avant leur introduction dans les chambres à dérive. Les lignes à retard sont posées une à une sur la carcasse en aluminium d'une chambre à dérive découpée en deux, de manière à reproduire le couplage capacitif existant dans une chambre à dérive réelle (figure 4.4.2). Pour injecter

un signal à différents endroits le long de la ligne, on utilise une sonde connectée à un générateur d'impulsions produisant un signal proche de celui induit lors d'une avalanche, possédant une amplitude d'environ 700 mV, un temps de montée de 5 ns et une durée de 50 ns. Les temps de propagation du signal injecté vers les deux extrémités de la ligne à retard, T_1 et T_2 , sont mesurés au moyen d'un TDC de type CAMAC, déclenché par l'impulsion auxiliaire du générateur [4.4]. Pour déterminer la vitesse de la ligne à retard, la sonde est déplacée tous les 10 cm le long de la ligne. A chaque position, on génère une série de 100 impulsions et on calcule la quantité $\langle T_1 - T_2 \rangle$, moyenne de la différence des temps T_1 et T_2 enregistrés. L'écart type de la distribution des valeurs de $(T_1 - T_2)$ obtenues pour une position donnée est typiquement de 2 ns. On dispose ainsi de 43 points expérimentaux $(y_i, \langle T_1 - T_2 \rangle_i)$, sur lesquels on ajuste une droite

$$(T_1 - T_2) = 2 V_{dl}^{-1} y + T_0 \quad (4.4.4)$$

par la méthode des moindres carrés pondérés par les erreurs de mesure. On obtient ainsi la vitesse inverse de la ligne à retard, et ce avec une erreur de l'ordre de 0,1 ns/m. La distribution de la fonction Q^2 minimisée lors des ajustements est représentée sur la figure 4.4.3 pour un total de 600 lignes à retard testées. La valeur moyenne de cette distribution est de $19,4 \pm 0,5$, en accord avec la valeur de 20,5 attendue pour une distribution χ^2 à 41 degrés de liberté, ce qui confirme l'hypothèse d'une relation linéaire entre y et $(T_1 - T_2)$. Les lignes à retard conduisant à une valeur de Q^2 supérieure à 60 ont été rejetées, ce qui représente environ 2 % de la production totale.

Sur la figure 4.4.4 est représentée la distribution des vitesses inverses mesurées pour l'ensemble des lignes à retard utilisées dans la construction du MUF. La moyenne de ces vitesses inverses est de 578 ns/m et on remarque immédiatement que la dispersion des mesures est de loin supérieure à l'erreur pouvant être commise sur l'estimation de chaque vitesse individuelle. Ceci implique que, malgré une construction identique, chaque ligne à retard possède une vitesse propre, suite aux tolérances sur les dimensions des ingrédients mécaniques, telle que l'épaisseur des noyaux en PVC. De plus, comme la variation de ces vitesses est de l'ordre de 2 % et que nous désirons obtenir une résolution meilleure que 0,2 %, il est impératif de tenir compte des vitesses différentes de chaque ligne à retard.

4.4.2.b : Etude de la paramétrisation des lignes à retard dans le grand hodoscope.

Pour effectuer une étude approfondie de la relation espace-temps le long des lignes à retard, et ce dans les conditions de fonctionnement des chambres à dérive, nous avons utilisé les données enregistrées avec le grand hodoscope. Contrairement au petit hodoscope, ce dispositif ne permet pas de reconstruire la trajectoire des particules cosmiques sans l'aide des informations fournies par les chambres à dérive des trois quadrants. On ne peut donc pas prédire la position des points d'impact au sein des chambres, en particulier leur coordonnée y . Pour étudier la relation espace-temps le long des lignes à retard, nous avons alors utilisé la méthode illustrée sur la figure 4.4.5, qui consiste à sélectionner des particules traversant les quadrants quasiment à la verticale et passant à moins d'un cm du fil d'anode d'une chambre; la moyenne des temps enregistrés sur une ligne à retard croisée peut ensuite être associée à la position du fil d'anode le long de cette même ligne. De cette manière, nous disposons pour chaque ligne à retard j de 22 paires de coordonnées mesurées $(y_i, \langle T^j \rangle_i)$ (18 dans le cas des chambres courtes), les y_i étant les coordonnées des fils d'anode croisés et les $\langle T^j \rangle_i$ les moyennes des temps enregistrés sur la ligne à retard, qu'il s'agisse de T_1 , T_2 ou T_{diff} . Il nous suffit ensuite d'ajuster une relation linéaire sur ces données pour déterminer la paramétrisation propre à chaque ligne à retard.

En pratique, la sélection des événements correspondant à une particule traversant la chambre i près de son fil d'anode et la chambre j de la couche croisée s'effectue de la manière suivante :

- 1) Si la chambre j est alignée le long de l'axe X (Y), on demande que la particule aie été détectée dans au moins 2 des 3 couches de chambres alignées le long de Y (X), et ceci de manière à pouvoir définir approximativement son angle d'incidence dans le plan XZ (YZ)
- 2) Pour sélectionner des particules proches de la verticale dans le plan XZ , on exige que :

$$\Delta_1^X = 0 \quad , \quad \Delta_2^X = 0 \quad \text{et} \quad \Delta_3^X = 0 \quad , \quad (4.4.5)$$

dès que ces quantités ont pu être définies pour l'événement considéré (cf. relations (4.3.6) à (4.3.8)). Le premier critère de sélection nous assure qu'au moins une de ces quantités peut être déterminée. Ces conditions sélectionnent des particules dont près

de 70 % possèdent un angle d'incidence θ , projeté dans le plan XZ, inférieur à 10 degrés (figure 4.4.6). Aucune sélection sur l'angle d'incidence dans le plan YZ n'est appliquée. Dans le cas où la chambre j est alignée le long de Y, la sélection s'opère à l'aide des quantités Δ_1^Y , Δ_2^Y et Δ_3^Y .

- 3) Pour déterminer si une particule est passée à une distance inférieure à un cm du fil d'anode de la chambre i, on exige que le temps de dérive enregistré dans celle-ci soit inférieur à 1 ps.
- 4) Les temps T_1 et T_2 lus sur la ligne à retard de la chambre j ne sont utilisés que si leur somme T_1+T_2 est comprise dans l'intervalle $[\langle T_1+T_2 \rangle_j - 20 \text{ ns}, \langle T_1+T_2 \rangle_j + 50 \text{ ns}]$, où $\langle T_1+T_2 \rangle_j$ désigne la valeur moyenne de la somme T_1+T_2 dans la chambre j. Ceci permet de s'assurer que ces deux temps correspondent bien au même signal d'anode.

Une distribution typique de la quantité $T_{\text{diff}} = (T_1 - T_2)/2$, obtenue pour une ligne à retard et pour une position y_i particulières, est représentée sur la figure 4.4.7. Dans certaines de ces distributions, il apparaît quelques différences de temps éloignées de plus de 3 écarts type de la valeur moyenne et qui influencent fortement celle-ci. Ces événements étant pour la plupart liés à un déclenchement parasite de la chambre au moment du passage d'une particule, on recalcule la valeur moyenne et l'écart type des distributions de T_{diff} en éliminant les données éloignées de plus de 3 écarts type de la valeur moyenne obtenue à l'origine. Après cette opération, l'erreur commise sur l'estimation des valeurs moyennes de T_{diff} est de 0,7 ns en moyenne et ne dépasse jamais les 3 ns (figure 4.4.8). La présence de supports le long du fil d'anode (cf. §3.6.1.) entraîne une inefficacité totale de la chambre sur une longueur de ~ 1 cm. Les deux supports présents dans chaque chambre étant situés exactement au même niveau que les fils d'anode croisés d'indice 8 et 15 pour les chambres longues et d'indice 6 et 13 pour les courtes, il est impossible d'obtenir une bonne distribution de T_{diff} dans ces deux régions. Nous ne disposons donc que de 20 paires de coordonnées $(y_i, \langle T_{\text{diff}} \rangle_i)$ pour les chambres longues et 16 pour les courtes.

Avant d'étudier la relation espace-temps le long des lignes à retard, il nous reste à fixer les valeurs des coordonnées y_i . Deux fils d'anode successifs étant séparés par une distance constante de 198,0 mm, seule la coordonnée y_1 du premier fil d'anode reste à déterminer. Nous posons $y_1 = 80,0 \text{ mm}$, de manière à ce que l'origine $y=0$ soit située dans la zone active de toutes les lignes à retard. En effet, nous ne

savons pas avec une précision meilleure que quelques mm à quelle distance des extrémités du tube d'aluminium commence et s'achève la zone active des lignes à retard. Ce choix de la coordonnée y_1 nécessite une légère modification de la définition des constantes t_{c1} et t_{c2} apparaissant dans les relations (4.2.18) et (4.2.20) : ces constantes doivent maintenant inclure les temps de propagation des signaux de la ligne à retard depuis $y=0$ jusqu'à l'extrémité near-end de la chambre et depuis $y=L=21 \times 198 + 2 \times 80 = 4318$ mm jusqu'à l'extrémité far-end ($L=3526$ mm pour les chambres courtes).

Pour chaque ligne à retard, nous ajustons sur les paires de coordonnées $(y_i, \langle T_{diff} \rangle_i)$ une droite d'équation

$$T_{diff} = T_0 + v_{dl}^{-1} y, \quad (4.4.6)$$

avec deux paramètres inconnus : la vitesse inverse de la ligne à retard v_{dl}^{-1} et la constante T_0 . Compte tenu des erreurs entachant les estimations des temps moyens $\langle T_{diff} \rangle_i$, la vitesse inverse est déterminée avec une erreur typique de 0,2 ns/m tandis que l'erreur sur T_0 est de l'ordre de 0,4 ns. Les 20 points expérimentaux déterminés le long d'une ligne à retard typique, ainsi que la droite fournie par l'ajustement, sont représentés sur la figure 4.4.9a; les écarts résiduels entre les $\langle T_{diff} \rangle_i$ mesurés et les temps reconstruits à partir de la relation (4.4.6) sont représentés sur la figure 4.4.9b. Pour l'ensemble des lignes à retard longues du MUF, la figure 4.4.10a montre comment ces écarts résiduels se distribuent en fonction de y_i . Ils dépassent très rarement les 3 ns, ce temps représentant une distance de 5,5 mm le long des lignes à retard. Cette distance est sensiblement meilleure que la résolution de 10 mm que l'on désire obtenir sur la mesure de y .

Pour vérifier l'hypothèse de linéarité de la relation espace-temps, nous calculons la valeur du Q^2 des ajustements linéaires en considérant que les estimations des valeurs moyennes $\langle T_{diff} \rangle_i$ sont toutes entachées d'une erreur de 1 ns (voir figure 4.4.8). La distribution des Q^2 ainsi obtenus sur un lot de 550 lignes longues est représentée sur la figure 4.4.11a. Son accord avec la distribution χ^2 à 18 degrés de liberté n'est pas bon, un nombre important de valeurs de Q^2 étant trop grandes. La distribution globale des résidus possédant un écart type de $1,13 \pm 0,01$ ns (figure 4.4.11b), ce désaccord n'est pas dû à un mauvais choix de l'erreur sur $\langle T_{diff} \rangle$ mais à l'existence d'une non-linéarité dans la relation espace-temps des lignes à retard ; on peut d'ailleurs s'en rendre compte en examinant la variation des

résidus moyens en fonction de la coordonnée y (figure 4.4.10b). Nous consacrerons le paragraphe suivant à une étude plus approfondie des non-linéarités des lignes à retard.

Pour vérifier la cohérence de notre méthode de détermination de la paramétrisation des lignes à retard, nous avons examiné l'influence sur V_{dl}^{-1} des différents critères de sélection utilisés. Pour ce faire, nous avons effectué, sur les données d'un seul empilement, plusieurs analyses similaires à celle décrite précédemment mais en modifiant chaque fois un des critères de sélection :

- analyse 1 : on exige que la particule soit détectée dans chacune des 6 couches de l'empilement. On demande alors que les 6 quantités Δ_{λ}^X , Δ_{λ}^Y ($\lambda=1,2,3$) soient toutes égales à zéro. De cette manière, on ne sélectionne plus que des particules dont l'angle d'incidence est inférieur à 10 degrés.
- analyse 2 : la sélection des particules proches d'un fil d'anode s'effectue sur base d'un temps de dérive maximum de 3 μ s.
- analyse 3 : on garde toutes les informations enregistrées sur les lignes à retard, sans effectuer de sélection sur la somme T_1+T_2 .
- analyse 4 : le recalcul des valeurs moyennes $\langle T_{diff} \rangle_i$ s'effectue en éliminant les temps distants de plus de deux écarts type de la moyenne originale.

Le tableau 4.1 reprend les différences observées sur V_{dl}^{-1} entre les analyses 1 à 4 et l'analyse standard. La première colonne de ce tableau contient l'écart maximal observé parmi les 132 lignes à retard étudiées tandis que la moyenne des écarts est indiquée dans la seconde colonne.

Tableau 4.1 : Variations observées sur V_{dl}^{-1} entre les différentes analyses.

	$(\Delta V_{dl}^{-1})_{max}$ (ns/m)	$\langle \Delta V_{dl}^{-1} \rangle$ (ns/m)
Analyse 1	$1,2 \pm 0,3$	$-0,03 \pm 0,02$
Analyse 2	$0,7 \pm 0,3$	$0,006 \pm 0,015$
Analyse 3	$-1,7 \pm 0,3$	$0,07 \pm 0,02$
Analyse 4	$0,3 \pm 0,3$	$0,003 \pm 0,009$

Ces résultats indiquent que les vitesses inverses déterminées grâce à

notre analyse sont peu sensibles aux critères de sélection appliqués sauf peut-être en ce qui concerne la coupure sur la somme T_1+T_2 (analyse 3). Néanmoins, le décalage systématique que l'on observe dans ce cas n'est que de $0,07 \pm 0,02$ ns/m, c'est-à-dire près de trois fois plus petit que l'erreur typique commise sur V_{dl}^{-1} .

4.4.2.c : Comparaison des vitesses.

Nous avons décrit dans les deux paragraphes précédents deux manières différentes de déterminer les vitesses de propagation des lignes à retard, soit à partir d'impulsions injectées, soit à partir de données enregistrées lors du fonctionnement réel des chambres. Si nous comparons les vitesses inverses obtenues par ces deux méthodes (figure 4.4.12a), nous observons immédiatement que celles mesurées à l'aide des vrais données ($V_{réel}^{-1}$) sont inférieures de 10 à 40 ns/m à celles obtenues par des impulsions injectées (V_{sim}^{-1}). De plus, on remarque l'existence de deux régions distinctes dans lesquelles se répartissent la majeure partie des mesures. Ces deux régions correspondent aux lignes à retard appartenant soit à des chambres de la couche inférieure d'un quadrant soit aux chambres de la couche supérieure. Le comportement différent des lignes à retard appartenant à ces deux types de couche apparaît clairement sur les figures 4.4.12b et 4.4.12c. Pour les lignes à retard des couches inférieures, une régression linéaire appliquée sur les couples ($V_{sim}^{-1}, V_{réel}^{-1}$) nous donne la relation :

$$V_{réel}^{-1} = (1,05 \pm 0,01) V_{sim}^{-1} - (42 \pm 3) \text{ ns/m} \quad (4.4.7)$$

tandis que, dans le cas des couches supérieures, on obtient :

$$V_{réel}^{-1} = (0,86 \pm 0,01) V_{sim}^{-1} + (55 \pm 2) \text{ ns/m} . \quad (4.4.8)$$

Cette différence entre les deux types de lignes à retard trouve son origine dans la manière dont les lignes sont fixées au tube en aluminium constituant la carcasse d'une chambre. En effet, comme le montre la figure 4.4.13a, les lignes à retard sont collées sur un support en PVC qui est glissé dans une rainure du tube. Ce support possède donc une certaine liberté de mouvement vertical par rapport au profilé d'aluminium qui est, en principe, de moins d'un mm. Or, il se fait que les lignes à retard appartenant à une couche inférieure sont fixées sur la face inférieure des chambres à dérive (figure 4.4.13b).

De par son poids, le support en PVC reste dès lors en contact avec la carcasse de la chambre sur toute sa longueur. Par contre, les lignes à retard appartenant à la couche supérieure d'un quadrant sont suspendues à la carcasse des chambres; le support PVC de ces lignes aura alors tendance à s'écarter de la rainure d'aluminium. Il en résulte une légère augmentation de l'épaisseur h séparant la ligne à retard de la carcasse de la chambre. Si nous reprenons la relation (3.21) de la section 3.5, qui donne la capacité C de la ligne à retard en fonction de ses caractéristiques, on remarque que le second terme de cette expression est inversement proportionnel à h . La capacité totale C sera donc plus petite dans le cas des lignes suspendues que dans le cas des lignes posées. La vitesse inverse d'une ligne à retard étant proportionnelle à \sqrt{C} (relation (3.25)), celle-ci sera également plus petite pour les lignes suspendues que pour les lignes posées, ce que nous observons effectivement pour les données.

Dans le cas des lignes posées, on peut considérer approximativement que

$$v_{\text{réel}}^{-1} - v_{\text{sim}}^{-1} = 13 \text{ ns/m} \quad (4.4.9)$$

pour v_{sim}^{-1} compris entre 560 et 590 ns/m. On peut raisonnablement faire l'hypothèse que la différence constante de 13 ns/m est due à la forme différente des impulsions produites le long des lignes à retard dans les deux analyses, la vitesse de propagation d'un signal dépendant de son spectre en fréquence.

Le comportement différent des lignes à retard selon qu'elles appartiennent aux couches inférieures ou supérieures d'un quadrant va nous poser un problème de taille car, dans le détecteur DELPHI, ces quadrants sont positionnés verticalement et non plus horizontalement. La notion de ligne posée ou suspendue n'aura donc plus de sens et les vitesses mesurées à l'aide du grand hodoscope risquent de ne plus être valables dans le cadre du détecteur DELPHI. Nous verrons dans le prochain chapitre ce qu'il en est exactement.

4.4.2.d : Etude des non-linéarités.

Dans le paragraphe §4.4.2.b, nous avons montré qu'une paramétrisation linéaire de la relation espace-temps le long des lignes à retard ne représente qu'une approximation de la réalité. En calculant la moyenne des résidus des ajustements linéaires pour chaque coordonnée

y_i (figure 4.4.10b), nous avons mis en évidence l'existence d'écarts systématiques entre les temps T_{diff} mesurés et ceux obtenus à partir de la relation (4.4.6). L'évolution discontinue des résidus moyens en fonction de y est une nouvelle fois liée au comportement différent des lignes à retard posées et suspendues. En effet, si nous calculons les valeurs moyennes des résidus séparément pour ces deux types de lignes à retard, nous obtenons des comportements différents (figure 4.4.14) :

- dans le cas des lignes posées, les résidus moyens évoluent de manière continue avec y et se présentent sous la forme d'un S.
- Pour les lignes suspendues, les résidus moyens changent brutalement de valeur lorsqu'on se situe dans les zones des deux supports d'anode. Dans les trois régions délimitées par ces deux supports et les extrémités de la ligne, l'évolution des résidus moyens est continue.

Ce comportement des résidus pour les lignes à retard suspendues s'explique par le fait que les supports d'anode repoussent, localement, les lignes contre la carcasse en aluminium des chambres (figure 4.4.15). Dans les régions A et C, la distance moyenne séparant la ligne à retard du tube en aluminium doit être très similaire. Par contre, au milieu de la ligne (région B), cette distance moyenne sera plus petite car le support en PVC de la ligne est maintenu en contact avec l'aluminium aux deux extrémités de cette région. Il s'ensuit que la vitesse de propagation dans la région B sera légèrement inférieure à celle des régions A et C. Le fait que les résidus moyens se situent approximativement sur une droite de même pente dans les régions A et C et pas dans la région B confirme cette hypothèse.

Les écarts moyens sur T_{diff} sont, quelque soit y , inférieurs en valeur absolue à 2 ns; convertis en distance le long des lignes à retard, ces deux ns correspondent à 3,5 mm et on peut considérer que cette déviation systématique maximale est minime par rapport à la résolution de 10 mm visée. Il n'en va pas de même lorsque la coordonnée y est déterminée à partir de T_1 ou de T_2 au lieu de T_{diff} . C'est ce que nous allons à présent démontrer.

La coordonnée y d'un point d'impact est déterminée à partir de T_1 ou de T_2 en utilisant les relations (4.2.17) et (4.2.19) respectivement. Ces relations contiennent 4 paramètres qui sont : V_a , V_{dl} , T_{01} et T_{02} . Pour la vitesse de propagation des signaux le long du fil d'anode, V_a , nous utilisons une valeur identique pour toutes les chambres, $V_a = 26,6$ cm/ns. La vitesse V_{dl} est celle obtenue sur base de T_{diff} pour

chaque ligne à retard (§4.4.2.b). Pour déterminer T_{01} , il nous suffit en principe d'appliquer la relation (4.2.17) sur un point quelconque $(y_i, \langle T_1 \rangle_i)$ parmi les 20 dont nous disposons pour chaque ligne à retard. Cependant, pour diminuer l'erreur entachant la détermination de T_{01} , nous avons choisi d'utiliser le point

$$\left(y_3, \frac{1}{3} \sum_{i=2}^4 \langle T_1 \rangle_i \right), \quad (4.4.10)$$

représentant la moyenne des points d'indice 2 à 4. Ce point se situant près de l'extrémité near-end de la ligne, les effets de non-linéarité de la ligne à retard, qui s'amplifient à mesure que la distance parcourue par les signaux augmente (§4.4.2.f), resteront minimales (< 1 ns). Par symétrie, nous déterminons T_{02} en utilisant le point

$$\left(y_{20}, \frac{1}{3} \sum_{i=19}^{21} \langle T_2 \rangle_i \right) \quad (4.4.11)$$

moyenne des trois points y_{19} , y_{20} et y_{21} .

Ayant obtenu T_{01} et T_{02} , nous pouvons vérifier qu'ils sont consistants avec la mesure précédente de T_0 en calculant la quantité

$$\Delta = T_0 - \frac{T_{01} - T_{02}}{2}. \quad (4.4.12)$$

La distribution de cette quantité Δ est représentée sur la figure 4.4.16 pour l'ensemble des lignes à retard étudiées. La valeur moyenne obtenue est bien en accord avec zéro, conformément à la relation (4.2.23) ; la dispersion sur la quantité Δ est liée aux erreurs entachant les déterminations de T_0 , T_{01} et T_{02} .

Sur base des paramètres T_{01} et T_{02} que nous venons de déterminer, l'évolution des résidus moyens sur T_1 et T_2 en fonction de y est alors celle représentée sur les figures 4.4.17a et 4.4.17b respectivement. Dans les deux cas, nous avons opéré la distinction entre les lignes appartenant aux couches inférieures et celles des couches supérieures. Ces résidus moyens peuvent maintenant atteindre des valeurs de 8 ns, ce qui représente 1,5 cm en espace. Cette distance est supérieure à la précision que l'on désire atteindre et il devient donc nécessaire de corriger les non-linéarités en T_1 et T_2 (§4.4.2.e).

Comme prévu, on constate pour les lignes à retard suspendues une évolution discontinue des résidus moyens en T_1 et T_2 . Observons également que, pour $y < 1,5$ m dans le cas de T_1 et pour $y > 3$ m dans le

cas de T_2 , les résidus moyens des deux types de ligne à retard sont pratiquement identiques. Or, ces valeurs correspondent à des signaux qui n'ont pas dû se propager au-dessus d'un support d'anode. Ce fait confirme notre hypothèse selon laquelle la présence des supports d'anode crée des non-uniformités de la vitesse de propagation le long des lignes.

Pour compléter cette analyse des non-linéarités des lignes à retard, examinons l'évolution de la valeur moyenne de la quantité T_1+T_2 en fonction de y , en utilisant la même technique d'analyse que pour T_{diff} . Cependant, comme cette quantité doit être pratiquement constante en fonction de y , nous avons admis un temps de dérive maximum plus grand, de 5 μs au lieu de 1 μs . Cette coupure plus large permet de calculer les valeurs moyennes de T_1+T_2 aux emplacements des supports d'anode. En vertu des relations (4.2.12), (4.2.13), (4.2.18) et (4.2.20), la quantité T_1+T_2 prend la forme :

$$T_1 + T_2 = T_{01} + T_{02} - 2 t_p . \quad (4.4.13)$$

On définit alors la quantité

$$T_{sum} = (T_1 + T_2) - (T_{01} + T_{02}) + 2 y v_a^{-1} \quad (4.4.14)$$

qui, pour une ligne à retard parfaitement linéaire, doit être égale à zéro et ce quel que soit y . Les valeurs moyennes de T_{sum} , calculées sur l'ensemble des longues lignes à retard testées, sont représentées sur la figure 4.4.18, en fonction de y . Nous constatons que la quantité T_{sum} n'est pas indépendante de y , atteignant de l'ordre de -15 ns au milieu de la ligne et 8 ns aux deux extrémités. Ceci est une nouvelle preuve de la non-linéarité de la relation espace-temps le long des lignes à retard. Nous pouvons à présent comprendre l'origine de la forme asymétrique de la distribution de T_1+T_2 présentée sur la figure 4.2.5 : comme le montre la figure 4.4.18, la variable T_1+T_2 , diminuée de la quantité constante $T_{01}+T_{02}$, évolue en fonction de y de manière asymétrique par rapport au milieu de la ligne.

4.4.2.e : Paramétrisation des non-linéarités.

Pour tenir compte de la non-linéarité de la relation espace-temps le long des lignes à retard, nous pouvons modifier les relations (4.2.6) et (4.2.7) sous la forme :

$$t_1(y) = \frac{y}{v_{dl}} + \delta t_1(y) \quad (4.4.15)$$

$$t_2(y) = \frac{L - y}{v_{dl}} + \delta t_2(y) \quad (4.4.16)$$

où $\delta t_1(y)$ et $\delta t_2(y)$ sont des fonctions non linéaires en y . On a alors :

$$\left(\frac{t_1 - t_2}{2} \right) (y) = \left(\frac{y - L/2}{v_{dl}} \right) + \frac{\delta t_1(y) - \delta t_2(y)}{2} \quad (4.4.17)$$

et

$$(t_1 + t_2)(y) = \frac{L}{v_{dl}} + \delta t_1(y) + \delta t_2(y) \quad (4.4.18)$$

Par symétrie de la ligne autour de son point milieu, on peut raisonnablement supposer que

$$t_1(y) = t_2(L - y) , \quad (4.4.19)$$

et que

$$\delta t_1(y) = \delta t_2(L - y) . \quad (4.4.20)$$

Pour mesurer les positions le long de la ligne par rapport à son centre, on effectue le changement de variable

$$z = y - \frac{L}{2} , \quad (4.4.21)$$

et la relation (4.4.20) devient :

$$\delta t_1(z) = \delta t_2(-z) . \quad (4.4.22)$$

Supposons maintenant que $\delta t_1(z)$ puisse être décrit par un polynôme du type :

$$\delta t_1(z) = a_0 + a_1 z + a_2 z^2 + a_3 z^3 + \dots \quad (4.4.23)$$

On a alors :

$$\delta t_2(z) = a_0 - a_1 z + a_2 z^2 - a_3 z^3 + \dots \quad (4.4.24)$$

$$\frac{\delta t_1(z) - \delta t_2(z)}{2} = a_1 z + a_3 z^3 + \dots \quad (4.4.25)$$

$$\delta t_1(z) + \delta t_2(z) = 2a_0 + 2a_2 z^2 + \dots \quad (4.4.26)$$

avec uniquement des puissances impaires de z dans la relation (4.4.25) et des puissances paires dans la relation (4.4.26). Remarquons que le polynôme décrivant $\delta t_1(z)$ doit être d'ordre 3 au minimum car, dans le cas contraire, on n'observerait pas d'écart par rapport à la linéarité sur $(t_1 - t_2)/2$.

Pour déterminer les paramètres a_i , on procède à la minimisation de la fonction

$$Q_{\text{tot}}^2 = Q^2(T_1) + Q^2(T_2) \quad (4.4.27)$$

$$= \sum_{i=1}^{22} \left(\frac{\langle R(T_1) \rangle_i - \delta t_1(z_i)}{\sigma_i(R(T_1))} \right)^2 + \sum_{i=1}^{22} \left(\frac{\langle R(T_2) \rangle_i - \delta t_2(z_i)}{\sigma_i(R(T_2))} \right)^2 \quad (4.4.28)$$

- où
- $\langle R(T_1) \rangle_i$ et $\langle R(T_2) \rangle_i$ représentent les moyennes des écarts résiduels observés aux positions y_i ;
 - $\sigma_i(R(T_1))$ et $\sigma_i(R(T_2))$ sont les erreurs sur l'estimation de ces valeurs moyennes ;
 - $\delta t_1(z_i)$ et $\delta t_2(z_i)$ sont donnés par les relations (4.4.23) et (4.4.24) calculées pour $z_i = y_i - L/2$.

Dans cette relation, les sommes portent en fait sur 20 points car, suite aux supports d'anode, nous ne disposons pas de mesure des écarts résiduels aux positions d'indice 8 et 15. La minimisation de cette fonction Q_{tot}^2 est réalisée par le programme MINUIT [4.1].

Sachant que, dans le cas des lignes à retard suspendues, les supports d'anode influencent fortement les non-linéarités observées, considérons d'abord uniquement le cas des lignes posées. Nous ne prendrons en compte également que les lignes de 4,32 m de long. Selon que le polynôme utilisé pour décrire $\delta t_1(z)$ est d'ordre 3 ou 5, nous obtenons les résultats repris dans les deux premières colonnes du tableau 4.2. Sur les figures 4.4.19a et 4.4.19b sont représentées les valeurs de $\langle R(T_1) \rangle_i$ et $\langle R(T_2) \rangle_i$ mesurées expérimentalement ainsi que les fonctions $\delta t_1(z)$ et $\delta t_2(z)$ obtenues après minimisation. Nous avons également représenté sur la figure 4.4.19c les valeurs moyennes des écarts résiduels obtenus à partir de T_{diff} , ainsi que les fonctions $(\delta t_1(z) - \delta t_2(z))/2$ obtenues ; sur la figure 4.4.19d sont montrées les

valeurs moyennes de T_{sum} aux différentes positions y_i et les fonctions $\delta t_1(z) + \delta t_2(z)$. Les différences entre les données expérimentales et les valeurs ajustées sont reprises sur les figures 4.4.20a à 4.4.20d pour les différentes quantités étudiées.

Tableau 4.2 : Résultats des ajustements des non-linéarités par un polynôme d'ordre 3 ou 5 en z.

	Lignes posées		Toutes les lignes	
	ajus. en z^3	ajus. en z^5	ajus. en z^3	ajus. en z^5
a_0	$-8,12 \pm 0,02$	$-7,78 \pm 0,02$	$-7,62 \pm 0,02$	$-7,32 \pm 0,02$
a_1	$0,62 \pm 0,02$	$0,47 \pm 0,04$	$0,96 \pm 0,05$	$0,93 \pm 0,03$
a_2	$2,80 \pm 0,01$	$2,03 \pm 0,03$	$2,57 \pm 0,01$	$2,00 \pm 0,01$
a_3	$-0,25 \pm 0,01$	$-0,15 \pm 0,03$	$-0,37 \pm 0,02$	$-0,37 \pm 0,02$
a_4		$0,21 \pm 0,01$		$0,156 \pm 0,006$
a_5		$-0,014 \pm 0,006$		$-0,003 \pm 0,003$
$Q^2(T_1)$	723	380	629	457
$Q^2(T_2)$	707	410	578	424
$Q_{\text{tot}}^2/\text{NDL}$	39	23	34	26

Les valeurs de $Q_{\text{tot}}^2/\text{NDL}$ obtenues pour nos deux ajustements indiquent que l'utilisation d'un polynôme, même d'ordre 5 en z, ne permet pas de reproduire point par point les mesures expérimentales. Cependant, la figure 4.4.19 montre que l'évolution générale des données en fonction de z est décrite de manière très satisfaisante pour les 4 variables étudiées, et ce par les deux polynômes. Les figures 4.4.20a et 4.4.20b montrent que, à l'exception d'un seul point, les différences entre les valeurs mesurées et celles ajustées sont toujours inférieures à la ns, ce qui, traduit en distance le long d'une ligne, correspond à

moins de 2 mm. Pour la quantité T_{diff} , qui est celle qui nous intéresse le plus, ces différences sont pratiquement toutes compatibles avec zéro dans les limites d'erreur (figure 4.4.20c). Ce dernier fait justifie notre choix d'un polynôme en z d'ordre limité pour décrire les non-linéarités.

Pour les non-linéarités observées en moyenne sur l'ensemble des lignes à retard, on obtient les ajustements repris dans les deux dernières colonnes du tableau 4.2 et représentés sur la figure 4.4.21 ; les différences entre les données expérimentales et les valeurs ajustées sont décrites sur la figure 4.4.22. Force nous est de constater que, à la vue des $Q_{\text{tot}}^2/\text{NDL}$ obtenus, l'accord entre les mesures et les ajustements n'est pas particulièrement plus mauvais que dans le cas des lignes posées. Les figures 4.4.22a, 4.4.22b et 4.4.22c nous montrent que, bien qu'évoluant de manière discontinue avec z , les différences entre les données mesurées et les valeurs ajustées restent toujours inférieures à la ns.

Disposant maintenant d'une paramétrisation des non-linéarités moyennes observées le long des lignes à retard, on peut reconstruire de manière plus précise la coordonnée y d'un point d'impact, toujours à l'aide des relations (4.2.17), (4.2.19) ou (4.2.22), mais en utilisant cette fois, au lieu des temps mesurés T_1 , T_2 ou T_{diff} , les temps corrigés

$$\tilde{T}_1 = T_1 - \delta t_1(z) \quad (4.4.29)$$

$$\tilde{T}_2 = T_2 - \delta t_2(z) \quad (4.4.30)$$

$$\tilde{T}_{\text{diff}} = T_{\text{diff}} - \left(\frac{\delta t_1(z) - \delta t_2(z)}{2} \right) \quad (4.4.31)$$

Pour calculer $\delta t_1(z)$ et $\delta t_2(z)$, nous utilisons les relations (4.4.23) et (4.4.24) avec les coefficients obtenus suite à l'ajustement en z^3 des non-linéarités moyennes de l'ensemble des lignes à retard (colonne 3 du tableau 4.2). Ce choix se justifie par le fait que, d'une part, cet ajustement représente une moyenne des comportements des deux catégories de lignes à retard et que, d'autre part, l'ajustement en z^5 ne permet pas de reproduire de manière plus fidèle les données expérimentales. La coordonnée z , nécessaire pour calculer $\delta t_1(z)$ et $\delta t_2(z)$, est obtenue à partir de la relation (4.4.21), y étant calculé de manière approximative à partir des temps lus non corrigés.

On peut apprécier l'utilité de calculer y à partir des temps corrigés au lieu des temps lus en comparant les distributions des quantités $y(\tilde{T}_{diff}) - y(\tilde{T}_1)$ et $y(T_{diff}) - y(T_1)$, représentées sur les figures 4.4.23a et 4.4.23b pour l'ensemble des données d'un empilement. La coordonnée $y(\tilde{T}_1)$ est nettement plus proche de $y(\tilde{T}_{diff})$ que lorsque ces 2 coordonnées sont obtenues à partir des temps non corrigés.

Nous pouvons également redéfinir la quantité \tilde{T}_{sum} par :

$$\tilde{T}_{sum} = \tilde{t}_1 + \tilde{t}_2 - \frac{L}{V_{dl}} \quad (4.4.32)$$

où les temps de propagation corrigés sont (cf. (4.2.15) et (4.2.16)) :

$$\tilde{t}_1 = \frac{V_a}{V_a - V_{dl}} (\tilde{T}_1 - t_{c1} + t_{ca}) \quad (4.4.33)$$

$$\tilde{t}_2 = \frac{V_a}{V_a + V_{dl}} (\tilde{T}_2 - t_{c2} + t_{ca} + \frac{L}{V_a}) \quad (4.4.34)$$

L'effet de ce remplacement de t_1, t_2 par les temps corrigés \tilde{t}_1 et \tilde{t}_2 est illustré par les figures 4.4.24a et 4.4.24b, obtenues pour l'ensemble des données d'un empilement. Dans le cas des temps corrigés, la quantité \tilde{T}_{sum} se distribue selon une gaussienne possédant une moyenne de $0,171 \pm 0,002$ ns et un écart type de $3,033 \pm 0,002$ ns. Dans l'autre cas, T_{sum} possède une distribution asymétrique avec une moyenne de $-7,630 \pm 0,005$ ns et un écart type de $7,2$ ns. Nous pouvons donc appliquer un critère plus strict sur la variable \tilde{T}_{sum} pour vérifier l'appartenance des temps de propagation T_{ne} et T_{fe} à la même impulsion d'anode.

Nous venons de montrer dans ce paragraphe que l'utilisation d'un polynôme d'ordre 3 en z , identique pour toutes les lignes à retard, permet d'améliorer de manière sensible la résolution de nos lignes à retard. En effet, pour n'importe quelle coordonnée y , on peut déterminer les temps T_1 et T_2 correspondants avec une erreur systématique inférieure à la ns. Les erreurs systématiques commises sur la détermination de la coordonnée y d'un point d'impact seront donc inférieures à ~ 2 mm, ce qui est petit par rapport à la résolution de 10 mm visée. Pour s'assurer que les non-linéarités des lignes à retard sont décrites de manière correcte par les fonctions $\delta t_1(z)$ et $\delta t_2(z)$ dans chaque chambre en particulier et non plus en moyenne, il est intéressant d'examiner la distribution de \tilde{T}_{sum} chambre par chambre. Les

valeurs moyennes et les écarts type des distributions de \tilde{T}_{sum} obtenues pour une centaine de chambres sont représentées sur les figures 4.4.25a et 4.4.25b respectivement. La valeur moyenne de \tilde{T}_{sum} varie légèrement d'une chambre à l'autre tout en restant généralement inférieure à 2 ns en valeur absolue. De même, les écarts type sur \tilde{T}_{sum} sont généralement compris entre 2,8 ns et 4 ns. Les valeurs moyennes et les écarts type représentés sur ces deux figures étant déterminés avec une précision meilleure que 0,1 ns, les dispersions sur ces mesures résultent du comportement différent de chaque ligne à retard. Toutefois, la similitude des résultats obtenus justifie le choix d'une seule paramétrisation globale des non-linéarités, valable pour l'ensemble des lignes à retard, au lieu d'une paramétrisation particulière pour chaque ligne à retard.

4.4.2.f : Origine des non-linéarités.

Pour comprendre l'origine des non-linéarités observées le long des lignes à retard, il est nécessaire d'examiner la forme des impulsions se propageant le long des lignes à retard, et surtout leur déformation en fonction de la distance parcourue. Des photographies des impulsions lues à l'extrémité near-end d'une ligne à retard sont présentées sur les figures 4.4.26a, 4.4.26b et 4.4.26c, ces trois photographies ayant été obtenues en plaçant successivement une source radioactive près de l'extrémité near-end, au milieu et près de l'extrémité far-end de la chambre. Ces impulsions sont négatives car nous prenons la composante négative du signal après amplification alors que, avant amplification, le signal est positif. On constate que les amplitudes de ces impulsions diminuent fortement lorsque la distance parcourue augmente, étant de l'ordre de 500 mV à l'origine et n'étant plus que de 60 à 80 mV après avoir parcouru une distance L. On constate également que le temps de montée de l'impulsion augmente en fonction de la distance parcourue. Nous avons schématisé les effets observés sur la figure 4.4.27. Une impulsion initiale d'amplitude V_0 et de temps de montée t_{r0} est atténuée et dispersée au cours de sa propagation le long de la ligne jusqu'à atteindre des valeurs V et t_r après une distance y . Pour surmonter le bruit intrinsèque de tout détecteur en opération, il est nécessaire d'appliquer une tension seuil V_{th} sur les signaux produits par la ligne à retard, ce qui induit une différence de temps t_w dans la détermination du temps d'arrivée de l'impulsion atténuée par

rapport à l'impulsion initiale. Les temps de propagation mesurés sont donc :

$$t_1(y) = \frac{y}{v_{dl}} + t_{w1}(y) \quad (4.4.35)$$

et

$$t_2(y) = \frac{L - y}{v_{dl}} + t_{w2}(y) \quad (4.4.36)$$

où v_{dl} est la vitesse de propagation réelle des signaux le long de la ligne à retard. En fait, le temps t_w est une fonction de la distance parcourue par l'impulsion, ce qui implique que

$$t_{w1}(y) = t_{w2}(L-y) \quad (4.4.37)$$

et nous retrouvons ainsi la relation (4.4.20) du paragraphe précédent. Si on remplace $\delta t_1(z)$ et $\delta t_2(z)$ par $t_{w1}(z)$ et $t_{w2}(z)$ dans les relations (4.4.22) à (4.4.26), ce modèle nous permet de décrire de manière qualitative un des effets étant à l'origine des non-linéarités observées sur nos lignes à retard. Rappelons également que les supports d'anode jouent un rôle important dans la non-linéarité de la relation espace-temps des lignes à retard, et ce principalement pour celles suspendues.

Remarquons que l'existence de ce temps t_w , s'ajoutant au temps réel de propagation d'une impulsion le long d'une ligne à retard, modifie la signification des paramètres v_{dl} , T_{01} et T_{02} que nous avons déterminé pour chaque ligne à retard. En effet, en négligeant le temps t_p dans la relation (4.2.12), et en développant la fonction $t_{w1}(y)$ en série,

$$t_{w1}(y) = a_{w0} + a_{w1}y + a_{w2}y^2 + a_{w3}y^3 + \dots \quad (4.4.38)$$

la relation (4.4.35) devient :

$$T_1 = T_{01} + \frac{y}{v_{dl}} + a_{w0} + a_{w1}y + a_{w2}y^2 + a_{w3}y^3 + \dots \quad (4.4.39)$$

ou

$$T_1 = T_{01}^* + \frac{y}{v_{dl}^*} + a_{w2}y^2 + a_{w3}y^3 + \dots \quad (4.4.40)$$

$$\text{avec } T_{01}^* = T_{01} + a_{w0} \quad (4.4.41)$$

$$\text{et } V_{dl}^* = \frac{V_{dl}}{1 + a_{w1} V_{dl}} \quad (4.4.42)$$

Si nous négligeons les termes en y^n ($n \geq 2$) dans la relation (4.4.40), le délai de câble que nous avons déterminé est T_{01}^* et non T_{01} . De même, nous avons mesuré une vitesse apparente V_{dl}^* au lieu de la véritable vitesse de propagation V_{dl} .

4.4.2.g : Influence du seuil de discrimination des signaux des lignes à retard.

Le modèle que nous avons présenté dans le paragraphe précédent laisse supposer que la relation espace-temps le long des lignes à retard doit être influencée par le seuil de discrimination appliqué sur les signaux. Pour mettre cet effet en évidence, nous avons analysé des données enregistrées avec des seuils de discrimination de 40 et de 80 mV sur les signaux des lignes à retard, les prises de données standard correspondant à un seuil de 60 mV.

En nous concentrant uniquement sur le cas des lignes posées d'un empilement, nous déterminons séparément pour chaque ligne à retard les différences entre les temps mesurés et ceux prédits par les paramétrisations linéaires obtenues à 60 mV. Les valeurs moyennes de ces différences sont représentées en fonction de z sur les figures 4.4.28a à 4.4.28d, pour les quantités T_1 , T_2 , T_{diff} et T_{sum} respectivement. Les non-linéarités moyennes obtenues à 60 mV pour l'ensemble des lignes à retard posées y sont également représentées. Ces figures montrent effectivement les distorsions qui résultent de l'utilisation d'un seuil différent de celui utilisé pour établir la paramétrisation des non-linéarités. Le tableau 4.3 montre, pour les différents seuils, les coefficients résultant de l'ajustement d'un polynôme d'ordre 3 en z sur les non-linéarités.

Ces résultats indiquent que l'effet principal du seuil de discrimination est de modifier le coefficient a_1 du terme linéaire en z , c'est-à-dire de modifier la vitesse de propagation apparente des signaux le long de la ligne à retard. Comme le montre par exemple la figure 4.4.28a, cet effet va bien dans le sens supposé par notre modèle, les temps T_1 mesurés pour une position z donnée étant plus

longs à mesure que le seuil de discrimination augmente. Cet accroissement des temps est de l'ordre de 0,9 ns/m pour une modification de 20 mV du seuil de discrimination.

Tableau 4.3 : Coefficients des polynômes ajustés sur les non-linéarités obtenues pour différents seuils de discrimination.

	$V_{th}^{DL} = 40 \text{ mV}$	$V_{th}^{DL} = 60 \text{ mV}$	$V_{th}^{DL} = 80 \text{ mV}$
a_0	$- 8,77 \pm 0,05$	$- 8,12 \pm 0,02$	$- 6,24 \pm 0,05$
a_1	$- 0,17 \pm 0,06$	$0,62 \pm 0,02$	$1,52 \pm 0,06$
a_2	$2,40 \pm 0,03$	$2,80 \pm 0,01$	$2,94 \pm 0,03$
a_3	$- 0,37 \pm 0,03$	$- 0,25 \pm 0,01$	$- 0,22 \pm 0,03$
Q^2/NDL	5	39	10

4.4.2.h : Variation des paramétrisations dans le temps.

Nous avons indiqué dans le §4.3.2.a que le quadrant inférieur Q_1 est resté le même dans chacun des 8 empilements que nous avons réalisés. Nous pouvons dès lors examiner comment les paramètres V_{dl}^{-1} et T_0 des lignes à retard de ce quadrant évoluent lors de l'analyse des différents empilements.

L'évolution de V_{dl}^{-1} en fonction du numéro d'empilement est représentée sur les figures 4.4.29a à 4.4.29f pour un lot de 6 lignes à retard choisies au hasard. On constate que ces vitesses inverses peuvent varier de près de 3 ns/m entre deux mesures. Aucune variation de plus de 3 ns/m n'a été constatée. Il semble également que la tendance générale de l'évolution de V_{dl}^{-1} en fonction du numéro d'empilement est similaire pour chacune des lignes à retard, avec une augmentation progressive entre les empilements 2 et 5 et une diminution pour les empilements 6 et 7. Ces variations ne se font cependant pas dans des proportions identiques. Cette tendance générale est confirmée sur la figure 4.4.30, sur laquelle sont représentées les différences moyennes, pour les 44 lignes à retard étudiées, entre les vitesses

mesurées lors du premier empilement et celles mesurées par la suite.

Il est difficile de cerner l'origine exacte de cette variation des vitesses des lignes à retard. On peut cependant émettre l'hypothèse que ces variations proviennent d'une modification de la forme des impulsions induites sur les lignes à retard, qui se déplacent alors avec des vitesses légèrement différentes. La forme de ces impulsions peut être influencée par la haute tension d'anode, la pression atmosphérique ou la composition du mélange gazeux. L'analyse des données enregistrées à des pressions identiques mais à des tensions d'anode différentes, l'une correspondant au début du plateau d'efficacité, l'autre à ~ 50 Volts plus haut, indique une légère variation systématique des vitesses inverses mesurées, de $0,30 \pm 0,03$ ns/m. On est cependant loin des variations de 1,5 ns/m qui ont pu être observées. L'influence du mélange gazeux sur les vitesses des lignes à retard est difficilement quantifiable. En principe, la composition du mélange gazeux n'a pas été modifiée lors des différents empilements mais il faut se rappeler que la résolution des débitmètres électroniques n'est que de ~ 1 %. L'influence de la pression atmosphérique est également difficile à établir. En effet, chaque mesure correspond à au moins deux jours de prise de données, parfois plus, sans que l'évolution continue de la pression atmosphérique ait été relevée. Les informations fragmentaires dont nous disposons concernant les variations de pression atmosphérique ne permettent pas d'établir une corrélation entre ces dernières et les variations des vitesses des lignes à retard.

En résumé, force nous est de constater que les vitesses inverses des lignes à retard peuvent varier d'environ 0,3 % dans le temps, suite à des conditions de fonctionnement légèrement différentes. Autrement dit, nous ne pouvons pas connaître les vitesses inverses de nos lignes à retard avec une précision meilleure que ~ 1 ns/m. Nous verrons dans le chapitre 5 que cette imprécision entraîne une dégradation de la résolution des lignes à retard lorsque celles-ci sont utilisées sur une longue période de temps.

4.4.3 Etude de la résolution spatiale

4.4.3.a : Petit hodoscope.

La reconstruction de la trajectoire d'une particule cosmique dans le plan YZ du petit hodoscope nous permet de prédire la coordonnée Y_{dl} du point d'impact de cette particule le long des lignes à retard équipant les 3 chambres de test. Les temps T_{diff} mesurés sur une de ces lignes à retard sont représentés sur la figure 4.4.31 en fonction de la coordonnée Y_{dl} prédite, le petit hodoscope étant placé au milieu des longues chambres. Pour déterminer localement la résolution de la ligne à retard à cet endroit, nous ajustons sur les points expérimentaux (Y_{dl}, T_{diff}) une droite d'équation

$$T_{diff} = T_0 - V_{DL}^{-1} Y_{dl}. \quad (4.4.43)$$

Cette paramétrisation linéaire est suffisante pour déterminer la résolution, les variations des non-linéarités sur une longueur de ~ 20 cm étant négligeables. Pour l'exemple de la figure 4.4.31, on obtient alors

$$V_{DL}^{-1} = 547,9 \pm 0,8 \text{ ns/m} \quad (4.4.44)$$

$$T_0 = -4,43 \pm 0,03 \text{ ns} \quad (4.4.45)$$

la valeur du Q^2 de l'ajustement étant égale à 2 par degré de liberté. Ensuite, pour chaque T_{diff} mesuré, nous calculons la coordonnée $Y(T_{diff})$ obtenue en inversant la relation (4.4.43) et nous la comparons avec la coordonnée Y_{dl} prédite, en utilisant la quantité

$$R = Y(T_{diff}) - Y_{dl}. \quad (4.4.46)$$

La distribution de cette quantité R est montrée sur la figure 4.4.32. Ajustant une gaussienne sur cette distribution, on obtient un écart type $\sigma_R = 1,40 \pm 0,02 \text{ mm}$. Ce σ_R est une combinaison quadratique de l'erreur due à l'estimation de la coordonnée du point d'impact à l'aide de la ligne à retard et de celle sur la reconstruction de cette coordonnée à l'aide des petites chambres de l'hodoscope. Cette dernière n'étant que de 0,3 mm (§4.3.1.d), son effet peut être négligé et σ_R représente la résolution de la ligne à retard dans sa région centrale. Toutefois, cette valeur comporte une contribution, due à l'erreur sur la mesure de T_{diff} , qui est de l'ordre de 0,7 mm; la résolution

intrinsèque de la ligne est donc légèrement inférieure à 1,4 mm.

En répétant une analyse identique avec les quantités T_1 et T_2 au lieu de T_{diff} , on obtient les résolutions suivantes :

$$\sigma(T_1) = 2,40 \pm 0,03 \text{ mm} \quad (4.4.47)$$

et
$$\sigma(T_2) = 2,44 \pm 0,03 \text{ mm} , \quad (4.4.48)$$

clairement moins bonnes que lorsqu'on utilise T_{diff} pour reconstruire la coordonnée y .

Pour étudier l'évolution de ces résolutions en fonction de la position z le long des lignes à retard ($-L/2 \leq z \leq L/2$), nous avons déplacé l'hodoscope tous les 40 cm le long des chambres de test. Les résolutions obtenues pour les 3 lignes à retard étudiées étant en accord, nous calculons leur valeur moyenne à chaque position z . La résolution moyenne $\sigma(T_{diff})$ ainsi obtenue est représentée sur la figure 4.4.33. Cette résolution est remarquable car elle est de l'ordre de 1,5 mm au milieu des lignes et de 2,5 mm aux deux extrémités. Ceci implique que la position d'un point d'impact le long d'une ligne à retard peut en principe être reconstruite avec une précision de 0,06 % de la longueur totale de cette ligne, et ce en utilisant T_{diff} . Cette résolution est de loin supérieure aux 10 mm prévus lors de la conception des chambres. Sur la figure 4.4.33 sont également reprises les résolutions moyennes $\sigma(T_1)$ et $\sigma(T_2)$ obtenues. Ces résolutions s'échelonnent entre ~ 2 mm et ~ 4 mm, augmentant à mesure que l'impulsion est produite à une plus grande distance de l'extrémité lue. Bien que moins bonnes que $\sigma(T_{diff})$, ces résolutions restent cependant meilleures que la limite fixée.

4.4.3.b : Grand hodoscope.

Nous avons cherché à déterminer la résolution des lignes à retard en utilisant les données du grand hodoscope, de manière à vérifier les résultats obtenus précédemment mais sur base cette fois d'un plus grand nombre de chambres et en utilisant une méthode différente.

Pour cette étude, nous sélectionnons des événements dans lesquels 3 chambres appartenant à des couches de même orientation ont été traversées et ont produits des bons triplets de temps (T_d, T_{ne}, T_{fe}). On calcule alors les coordonnées locales y_i ($i=1,2,3$) des points

d'impact le long des 3 lignes à retard, et ce sur base uniquement des temps corrigés T_{diff} (cf. §4.4.2.e). Après avoir exprimé ces coordonnées dans le système de référence global XYZ de notre dispositif (§4.3.2.f), on reconstruit la trajectoire de la particule en faisant passer une droite par les points extrêmes (Y_1, Z_1) et (Y_3, Z_3) (figure 4.4.34). Cette reconstruction nous permet de prédire la coordonnée Y_{dl} du point d'impact dans la couche intermédiaire et de la comparer avec la coordonnée Y_2 obtenue à partir des informations fournies par la ligne à retard.

Pour déterminer la résolution de nos lignes à retard, nous examinons la distribution de la quantité $R=Y_2-Y_{dl}$, qui est représentée sur la figure 4.4.35 pour l'ensemble des 18 lignes à retard de 4,4 contenues dans une des couches du quadrant Q2. L'ajustement d'une gaussienne sur cette distribution nous donne une valeur moyenne $\langle R \rangle = 0,55 \pm 0,01$ mm et un écart type $\sigma_R = 2,87 \pm 0,01$ mm. Le décalage systématique entre Y_2 et Y_{dl} peut être attribué à une erreur systématique entachant la détermination de Y_{dl} , les coordonnées du point origine $(x_0, y_0, z_0)_k$ d'un quadrant n'étant connu qu'avec une précision de ~ 1 mm (§4.3.2.f). L'écart type σ_R est une combinaison des erreurs entachant la détermination de Y_{dl} et Y_2 :

$$\sigma_R^2 = \sigma^2(Y_{dl}) + \sigma^2(Y_2). \quad (4.4.49)$$

Contrairement à la situation dans le petit hodoscope, l'erreur $\sigma(Y_{dl})$ n'est plus négligeable par rapport à $\sigma(Y_2)$. En effet, la distance séparant les quadrants 1 et 2 étant très proche de celle entre les quadrants 2 et 3, l'erreur commise sur la prédiction Y_{dl} est donnée approximativement par :

$$\sigma^2(Y_{dl}) = \frac{\sigma^2(Y_1) + \sigma^2(Y_3)}{4}. \quad (4.4.50)$$

Considérant que les erreurs $\sigma(Y_i)$ ($i=1,3$) sont identiques, les trois coordonnées Y_i étant situées dans la même région des lignes à retard, on obtient

$$\sigma(Y_2) = \sqrt{\frac{2}{3}} \sigma_R = 2,34 \pm 0,01 \text{ mm} \quad (4.4.51)$$

qui représente la résolution moyenne avec laquelle la coordonnée y d'un point d'impact est déterminée. Cette résolution est légèrement moins

bonne que la résolution $\sigma(T_{\text{diff}})$ obtenue dans le petit hodoscope car elle prend en compte les erreurs systématiques dues à la paramétrisation utilisée pour déterminer les coordonnées y_i ($i=1,3$). Elle n'en est pas moins remarquable et confirme l'excellent comportement de nos lignes à retard.

Pour vérifier ce résultat, nous pouvons ajuster une droite sur les coordonnées (Y_i, Z_i) des 3 points d'impact. Utilisant une erreur identique de 2,34 mm pour toutes les coordonnées Y_i , nous déterminons la valeur de la quantité Q^2 minimisée pour déterminer chaque droite. Pour vérifier que cette quantité Q^2 se distribue selon une distribution χ^2 à un seul degré de liberté, on examine la distribution en probabilité de la variable $P(\chi^2 \geq s)$, où s représente les valeurs de Q^2 obtenues. La figure 4.4.36 montre que cette variable est distribuée de manière uniforme entre 0,05 et 1, ce qui démontre que les erreurs entachant les coordonnées Y_i sont correctement estimées. Les valeurs de Q^2 conduisant à une probabilité $P(\chi^2 \geq s) \leq 5\%$ correspondent à des événements pour lesquels soit l'hypothèse d'une trajectoire rectiligne n'est pas valable, soit les erreurs sur les Y_i sont sous-estimées. Ce sont ces mêmes événements qui contribuent pour une large part à l'existence de queues non-gaussiennes dans la distribution de la figure 4.4.35.

Ajoutons que la reconstruction de la trajectoire d'une particule dans le plan YZ nous permet de déterminer les coordonnées de ses points d'impact dans les trois autres couches du dispositif. L'axe Y étant parallèle à la direction de la dérive dans ces couches, nous pouvons prédire la coordonnée X_{dr} des points d'impact dans le référentiel local attaché à chaque chambre à dérive. L'erreur commise sur l'estimation de X_{dr} dans le quadrant du milieu est de l'ordre de 1,5 mm.

4.5 ETUDE DES PERFORMANCES EN DERIVE

4.5.1 Etude de l'efficacité de détection

Pour déterminer avec précision l'efficacité de détection d'une chambre à dérive, nous avons utilisé les données du petit hodoscope. Après avoir reconstruit la coordonnée X_{dr} du point d'impact d'une particule au sein de la chambre de test (§4.3.1.d), il nous suffit d'examiner si cette chambre a produit ou non un signal d'anode. L'efficacité de détection est alors donnée par

$$\epsilon_{dr} = \frac{N - N_0}{N} \quad (4.5.1)$$

N étant le nombre de particules traversant la chambre et N_0 le nombre d'événements pour lesquels la chambre de test n'a produit aucun signal d'anode. Cette efficacité de détection a été étudiée en fonction de la coordonnée X_{dr} prédite au sein de la chambre (figure 4.5.1). Cette figure montre que l'efficacité en dérive est compatible avec 100 % lorsque la distance de dérive $d=|X_{dr}|$ est inférieure à 80 mm. Elle diminue brutalement lorsque la distance de dérive devient supérieure à ~ 94 mm. Pour les distances de dérive inférieures à 94 mm, nous obtenons une efficacité moyenne en dérive de

$$\epsilon_{dr} = 99,20 \pm 0,05 \% . \quad (4.5.2)$$

Cette étude montre que, pour une chambre utilisée dans des conditions optimales de fonctionnement, l'efficacité de détection en dérive est pratiquement de 100 %, et ceci quelque soit la distance au fil d'anode du point d'impact. Elle nous indique également que la largeur effective de l'espace de dérive d'une chambre est de ~ 188 mm et que l'espace mort dû aux parois des chambres représente ~4,5 % de leur largeur totale.

4.5.2 Etude de la relation espace-temps

4.5.2.a : Petit hodoscope.

Le petit hodoscope étant placé au milieu de la chambre de test, les temps de dérive T_d enregistrés dans celle-ci sont représentés sur la figure 4.5.2a, en fonction de la coordonnée X_{dr} prédite. L'existence

de signaux parasites dans cette distribution est manifeste : ils correspondent la plupart du temps à des temps de dérive plus petits que la normale, suite à la très bonne efficacité de détection en dérive de la chambre test (cf. §4.2.1). Il est indispensable de les éliminer avant de déterminer la paramétrisation de la relation espace-temps en dérive. Pour ce faire, on calcule les valeurs moyennes de T_d dans des intervalles de 2,5 mm le long de X_{dr} et on élimine les événements conduisant à un temps de dérive éloigné de plus de 500 ns de ces valeurs moyennes. Les couples (X_{dr}, T_d) ainsi sélectionnés sont représentés sur la figure 4.5.2b. Divisant l'espace de dérive en trois zones, nous ajustons sur les couples sélectionnés les relations suivantes (cf. section 4.2.1) :

$$T_d = T_{d0}^L - (v_{dr}^L)^{-1} X_{dr} \quad \text{pour } -70 < X_{dr} < -15 \text{ mm}, \quad (4.5.3)$$

$$T_d = P_0 + P_1 X_{dr} + P_2 X_{dr}^2 \quad \text{pour } -15 < X_{dr} < 15 \text{ mm}, \quad (4.5.4)$$

et

$$T_d = T_{d0}^R + (v_{dr}^R)^{-1} X_{dr} \quad \text{pour } 15 < X_{dr} < 70 \text{ mm}. \quad (4.5.5)$$

Les résultats de ces trois ajustements sont repris dans le tableau 4.4. Notons que le paramètre P_1 n'est pas nul car le fil d'anode n'est pas situé exactement à $X_{dr} = 0$; sa position est donnée par $-P_1/2P_2 = 0,15 \pm 0,03$ mm.

Les valeurs des Q^2 réduits obtenus pour ces ajustements nous montrent que l'accord entre les données expérimentales et les relations ajustées n'est pas très bon. Pour comprendre l'origine de ce désaccord, nous calculons, pour chaque couple (X_{dr}, T_d) sélectionné, la différence entre le temps de dérive mesuré et celui prédit à partir d'une des trois relations précédentes. L'évolution des valeurs moyennes de ces résidus en fonction de X_{dr} apparaît sur la figure 4.5.3. Cette figure suggère que seules les zones correspondant à $|X_{dr}| \geq 30$ mm peuvent être paramétrisées par un segment de droite. En effet, on obtient dans ces régions les relations suivantes :

- pour $-70 \leq X_{dr} \leq -30$ mm :

$$T_d = (22 \pm 18) \text{ ns} - (7,97 \pm 0,03 \text{ mm}/\mu\text{s})^{-1} X_{dr}, \quad Q^2/\text{NDL} = 0,95$$

- pour $30 \leq X_{dr} \leq 70$ mm :

$$T_d = -(484 \pm 16) \text{ ns} + (7,82 \pm 0,03 \text{ mm}/\mu\text{s})^{-1} X_{dr}, \quad Q^2/\text{NDL} = 1,3.$$

Ces résultats indiquent que les vitesses de dérive à gauche et à droite du fil d'anode ne sont pas forcément identiques ; elles diffèrent de l'ordre de 2 % dans notre exemple. Dans la région du fil d'anode,

Tableau 4.4 : Paramètres ajustés sur la relation espace-temps en dérives.

$-70 \leq X_{dr} \leq -15 \text{ mm}$	$T_{d0}^L = 222 \pm 10 \text{ ns}$ $V_{dr}^L = 8,21 \pm 0,02 \text{ mm}/\mu\text{s}$ $Q^2/\text{NDL} = 3,4$
$15 \leq X_{dr} \leq 70 \text{ mm}$	$T_{d0}^R = -87 \pm 10 \text{ ns}$ $V_{dr}^R = 8,26 \pm 0,02 \text{ mm}/\mu\text{s}$ $Q^2/\text{NDL} = 10,7$
$-15 \leq X_{dr} \leq 15 \text{ mm}$	$P_0 = 416,7 \pm 0,7 \text{ ns}$ $P_1 = -2,1 \pm 0,4 \text{ ns/mm}$ $P_2 = 6,86 \pm 0,04 \text{ ns/mm}^2$ $Q^2/\text{NDL} = 5,4$

Tableau 4.5 : Paramètres du polynôme d'ordre 6 en X_{dr} ajusté dans la région du fil d'anode.

$T_d = \sum_{i=0}^6 P_i X_{dr}^i \quad -15 \text{ mm} \leq X_{dr} \leq 15 \text{ mm}$	
$P_0 = 419,2 \pm 0,7 \text{ ns}$	$P_4 = 0,04 \pm 0,003 \text{ ns/mm}^4$
$P_1 = -0,17 \pm 0,70 \text{ ns/mm}$	$P_5 = -0,00013 \pm 0,00008 \text{ ns/mm}^5$
$P_2 = 4,28 \pm 0,19 \text{ ns/mm}^2$	$P_6 = -0,00012 \pm 0,00001 \text{ ns/mm}^6$
$P_3 = -0,001 \pm 0,02 \text{ ns/mm}^3$	

$|X_{dr}| \leq 15$ mm, un meilleur ajustement des données mesurées peut être obtenu en utilisant un polynôme d'ordre 6 en X_{dr} , la valeur du Q^2 minimisé devenant alors égale à 0,3 par degré de liberté. Les coefficients de ce polynôme sont repris dans le tableau 4.5.

Pour analyser les grandes distances de dérive, nous avons déplacé la chambre de test de ± 5 cm le long de l'axe X. Les temps de dérive enregistrés dans ces deux configurations sont représentés sur les figures 4.5.4a et 4.5.5a, en fonction de la coordonnée X_{dr} , décalée de ± 5 cm de manière à ce que la position du fil d'anode de la chambre test corresponde approximativement à $X_{dr}=0$. Utilisant la même procédure de sélection des événements que précédemment, nous ajustons une relation linéaire du type

$$T_d = T_{d0} + V_{dr}^{-1} X_{dr} \quad (4.5.6)$$

dans les régions $|X_{dr}| \geq 15$ mm et une relation parabolique lorsque $|X_{dr}| \leq 15$ mm. Nous revenons à ce type de relation espace-temps, malgré le fait que nos résultats précédents indiquent qu'elle ne soit pas la meilleure, de manière à garder une paramétrisation simple ne nécessitant pas un trop grand nombre de constantes de calibration pour chaque chambre. Les résultats de nos ajustements sont repris dans le tableau 4.6. Examinant l'évolution des résidus moyens en temps en fonction de X_{dr} (figures 4.5.4b et 4.5.5b), on constate de nouveau que, pour $|X_{dr}| \geq 15$ mm, une relation linéaire n'est qu'une approximation de la véritable relation espace-temps. Les résidus moyens changent de comportement lorsque $|X_{dr}| \sim 3$ cm mais également lorsque $|X_{dr}| \sim 7$ cm, c'est-à-dire lorsqu'on se rapproche de l'électrode verticale située sur le bord des chambres.

Notre étude montre clairement que la relation espace-temps en dérive n'est pas linéaire. Cependant, les écarts systématiques entre les temps de dérive mesurés et ceux ajustés restent généralement inférieurs à une centaine de ns, ce qui, converti en distance, correspond à $\sim 0,8$ mm. Cette non-linéarité de la relation espace-temps en dérive est une conséquence directe de l'utilisation de languettes de cuivre de 8 mm de largeur comme électrodes de champ. Comme nous l'avons montré sur la figure 3.18, ces languettes entraînent une non-uniformité du champ électrique de dérive, son module oscillant entre 60 et 90 Volts/mm en fonction de la distance au fil d'anode. Généralement, on utilise des fils comme électrodes de champ, ce qui permet d'obtenir une

Tableau 4.6 : Paramétrisation de la relation espace-temps lorsque la chambre de test est déplacée de +5 cm ou -5 cm par rapport au milieu de l'hodoscope.

	Chambre a + 5 cm	Chambre a - 5 cm
V_{dr}	$- 8,14 \pm 0,02 \text{ mm}/\mu\text{s}$	$8,35 \pm 0,02 \text{ mm}/\mu\text{s}$
T_{d0}	$120 \pm 9 \text{ ns}$	$-17 \pm 8 \text{ ns}$
Q^2/NDL	4,4	3,4
P_0	$419,8 \pm 0,8 \text{ ns}$	$416,1 \pm 0,6 \text{ ns}$
P_1	$7,6 \pm 0,4 \text{ ns}/\text{mm}$	$- 0,7 \pm 0,4 \text{ ns}/\text{mm}$
P_2	$7,08 \pm 0,05 \text{ ns}/\text{mm}^2$	$6,75 \pm 0,05 \text{ ns}/\text{mm}^2$
Q^2/NDL	3,9	3,0

très bonne uniformité du champ de dérivateur. Cette solution entraîne cependant une construction plus complexe et plus onéreuse des chambres, ces deux facteurs ayant été décisifs dans notre choix de languettes de cuivre.

En résumé, l'étude des données du petit hodoscope nous a permis de déterminer une paramétrisation simple de la relation espace-temps, qui n'est peut-être pas la meilleure que l'on puisse imaginer mais qui est suffisante pour atteindre les objectifs que nous nous sommes fixés. Nous allons examiner à présent comment les paramétrisations de la relation espace-temps en dérivateur peuvent varier entre des chambres appartenant à la même couche d'un quadrant.

4.5.2.b : Grand hodoscope.

Nous avons étudié la relation espace-temps en dérivateur sur les données du grand hodoscope d'une manière similaire à celle décrite précédemment. Après élimination des événements parasites, nous ajustons une relation linéaire entre les temps de dérivateur mesurés et les coordonnées X_{dr} prédites (cf. §4.4.3.b), et ce en nous limitant aux

régions $15 \leq |X_{dr}| \leq 90$ mm. Etudiant séparément chaque chambre d'une même couche, nous obtenons les vitesses de dérives représentées sur la figure 4.5.6, en différenciant les vitesses à gauche et à droite du fil d'anode. Nous ne disposons pas d'assez d'événements pour obtenir des vitesses de dérives significatives dans les deux premières chambres. Cette figure indique que, dans une même chambre, la variation entre les vitesses mesurées à gauche et à droite du fil d'anode est de l'ordre de 1 à 2 %. Elle est similaire à celle observée du même côté du fil d'anode dans des chambres différentes. Aucune différence systématique n'apparaît entre les vitesses de dérives à gauche et à droite du fil d'anode, leur valeur moyenne étant respectivement

$$\langle v_{dr}^L \rangle = 7,15 \pm 0,02 \text{ mm}/\mu\text{s} \quad (4.5.7)$$

et $\langle v_{dr}^R \rangle = 7,13 \pm 0,02 \text{ mm}/\mu\text{s} . \quad (4.5.8)$

Considérant la distribution des 40 vitesses de dérives ajustées, nous obtenons une valeur moyenne

$$\langle v_{dr} \rangle = 7,14 \pm 0,02 \text{ mm}/\mu\text{s} , \quad (4.5.9)$$

avec un écart type de $0,1 \text{ mm}/\mu\text{s}$.

Nous avons également constaté que les valeurs moyennes des vitesses de dérives peuvent varier légèrement d'une couche à l'autre. Ainsi, parmi les 6 couches d'un même empilement, nous obtenons des valeurs moyennes comprises entre $6,97 \pm 0,03 \text{ mm}/\mu\text{s}$ et $7,18 \pm 0,02 \text{ mm}/\mu\text{s}$, et ce malgré des conditions de fonctionnement identiques.

Pour vérifier qu'une paramétrisation linéaire représente de manière appropriée la relation espace-temps dans l'intervalle $15 \leq |X_{dr}| \leq 90$ mm, nous calculons, en utilisant les vitesses de dérives propres à chaque chambre, les valeurs moyennes des écarts entre les coordonnées X_{dr} prédites et celles reconstruites à partir des temps de dérives enregistrés, et ce dans des intervalles de 5 mm le long de X_{dr} . Ensuite, dans chaque intervalle donné en X_{dr} , nous calculons la valeur moyenne de ces écarts moyens pour les 20 chambres étudiées. La variation de ces valeurs moyennes en fonction de X_{dr} est représentée sur la figure 4.5.7 : elles restent inférieures à 1 mm lorsque la distance de dérives est inférieure à 80 mm et ne deviennent plus importantes que dans le dernier centimètre de dérives.

4.5.3 Etude de la résolution spatiale

Pour déterminer la résolution spatiale en dérives, il est nécessaire d'inverser les relations obtenues dans la section précédente et qui expriment T_d en fonction des coordonnées locales en dérives. Nous pouvons alors comparer les coordonnées obtenues à partir des temps de dérives enregistrés, $X(T_d)$, et les coordonnées X_{dr} prédites à partir de la trajectoire reconstruite des particules. Nous ne considérons que les relations ajustées dans les régions $|X_{dr}| < 15$ mm et 15 mm $< |X_{dr}| < 90$ mm.

Dans le petit hodoscope, deux exemples de distribution de la quantité $R = X(T_d) - X_{dr}$ sont représentés sur les figures 4.5.8a et 4.5.8b, la première correspondant à la région $0 < X_{dr} < 5$ mm et la seconde à $-80 < X_{dr} < -70$ mm. En ajustant une gaussienne sur ces distributions, nous déterminons leur écart type, σ_R . Tout comme lors de la détermination de la résolution des lignes à retard dans le petit hodoscope, cet écart type contient une contribution due à l'erreur entachant l'estimation de X_{dr} , qui est de l'ordre de 0,3 mm. Nous ne tiendrons pas compte de cette contribution car elle ne modifie pas de manière significative les résultats obtenus. De même, la contribution due à la résolution de l'instrument de mesure des temps de dérives est négligeable ($< 0,05$ mm). Nous considérons donc que σ_R représente la résolution intrinsèque du détecteur dans la direction de la dérives. L'évolution de cette résolution en fonction de la coordonnée X_{dr} est représentée sur la figure 4.5.9. Elle atteint $\sim 0,6$ mm près du fil d'anode et se détériore très lentement jusqu'à $\sim 0,8$ mm lorsque $d \sim 65$ mm. Lorsque la distance de dérives dépasse 65 mm, la résolution devient moins bonne que 1 mm, qui est la résolution que l'on désirait obtenir lors de la conception des chambres. Cette mauvaise résolution pour les grandes distances de dérives provient principalement des fluctuations importantes des temps de dérives, suite à la diversité des lignes de champs de parcours différents qui ramènent l'ionisation primaire vers l'anode. Cette diversité est liée à l'électrode verticale située sur le bord des chambres.

Pour déterminer la résolution moyenne dans la direction de la dérives, il faut aussi tenir compte des écarts systématiques de la relation espace-temps par rapport à la linéarité. Utilisant les données du grand hodoscope, nous déterminons les coordonnées $X(T_d)$ des points d'impact à l'aide des paramétrisations linéaires ajustées dans les régions $15 < |X_{dr}| < 90$ mm. Sur base des paramètres déterminés séparément dans chacune des chambres d'une même couche, nous obtenons la distri-

bution de la quantité $R=X(T_d)-X_{dr}$ représentée sur la figure 4.5.10a. L'écart type σ_R de cette distribution contient une contribution provenant de l'erreur entachant la coordonnée X_{dr} , $\sigma(X_{dr}) = 1,5$ mm (§4.4.3.b). Après soustraction de cette contribution, nous obtenons une résolution moyenne

$$\sigma_{DR} = 1,06 \pm 0,01 \text{ mm.} \quad (4.5.10)$$

Si, à la place des paramétrisations propres à chaque chambre, nous utilisons une paramétrisation moyenne, identique dans toutes les chambres d'une même couche, nous obtenons alors (figure 4.5.10b) :

$$\sigma_{DR} = 1,23 \pm 0,01 \text{ mm.} \quad (4.5.11)$$

Cette résolution moyenne est légèrement moins bonne que la limite de 1 mm que nous nous étions fixée au départ. La dégradation de la résolution provient principalement des distances de dérive comprises entre 6 et 9 cm, région dans laquelle la résolution intrinsèque devient moins bonne que le mm et où les erreurs systématiques entachant les coordonnées $X(T_d)$ dépassent le mm. Nous limitant à la région $|X_{dr}| \leq 60$ mm, nous obtenons une résolution moyenne $\sigma_{DR} = 0,84 \pm 0,01$ mm, toujours pour une paramétrisation moyenne de la relation espace-temps.

La "mauvaise" résolution que nous obtenons dans la direction de la dérive n'est pas dramatique, car elle est compensée par la résolution des lignes à retard, quatre fois meilleure que celle prévue lors de la conception des chambres. A l'origine, l'identification des muons devait reposer principalement sur les coordonnées en dérive de leurs points d'impact au sein du MUF, les coordonnées obtenues le long des lignes à retard ne servant qu'à lever l'ambiguïté gauche-droite. Actuellement, les deux coordonnées d'un point d'impact peuvent être reconstruites avec des résolutions assez proches l'une de l'autre et peuvent être utilisées pour identifier les muons.

4.6 CONCLUSION

L'étude des chambres à dérive du MUF, réalisée à l'aide de deux dispositifs de test complémentaires, nous a permis de déterminer leurs propriétés intrinsèques.

Tout d'abord, nous avons démontré que l'efficacité de détection des lignes à retard était excellente. Demandant uniquement la présence d'au moins un signal sur l'une des deux extrémités de la ligne à

retard, on obtient une efficacité moyenne de $99,76 \pm 0,01$ %. Exigeant qu'un signal soit présent sur les deux extrémités et que les temps T_1 et T_2 remplissent la condition $\langle T_1+T_2 \rangle - 20 \text{ ns} \leq T_1+T_2 \leq \langle T_1+T_2 \rangle + 50 \text{ ns}$, l'efficacité moyenne des lignes à retard est de $95,2 \pm 0,1$ %.

Une étude détaillée de la relation espace-temps le long des lignes à retard nous a permis de déterminer les vitesses de propagation des signaux le long de chacune des lignes contenues dans notre détecteur. Nous avons montré que les écarts systématiques par rapport à la linéarité étaient inférieurs à 2 mm en moyenne, à condition d'utiliser la différence des temps enregistrés aux deux extrémités des lignes pour reconstruire les coordonnées des points d'impact. De plus, ces non-linéarités peuvent être corrigées de manière tout à fait satisfaisante en utilisant une paramétrisation simple et identique pour toutes les lignes à retard.

En utilisant la différence des temps pour déterminer la coordonnée d'un point d'impact, la résolution intrinsèque d'une ligne à retard est comprise entre 1,5 mm en son milieu et 2,5 mm à ses deux extrémités. Après correction des non-linéarités, la coordonnée d'un point d'impact est déterminée avec une précision moyenne de $2,34 \pm 0,01$ mm, ce qui représente 0,06 % de la longueur totale de nos lignes à retard. Cette résolution spatiale est quatre fois meilleure que celle exigée lors de la conception du détecteur.

Les performances remarquables des lignes à retard résultent des choix effectués lors de la conception des chambres. L'excellente résolution intrinsèque est obtenue grâce à l'emploi d'une ligne à retard relativement lente, l'absorption plus importante des signaux qui en résulte étant compensée par l'utilisation du mode à dard limité. La très bonne linéarité de la relation espace-temps est imputable à la structure de la ligne à retard, rendant la vitesse de propagation des signaux insensible aux variations d'épaisseur du diélectrique constituant son noyau interne. Cependant, cette vitesse se révèle sensible à la distance séparant la ligne à retard et la carcasse de la chambre. Cette dépendance nous a conduit à observer une différence systématique entre les vitesses des lignes posées et suspendues, ce qui nous obligera à les redéterminer lorsque les quadrants seront placés à la verticale dans DELPHI (chapitre 5).

L'étude d'une chambre à dérive utilisée dans des conditions optimales de fonctionnement nous a permis de démontrer que l'efficacité de détection en dérive était de $99,20 \pm 0,05$ % pour des distances de

dérives inférieures à 94 mm. L'épaisseur des parois d'une chambre conduit à un espace mort représentant 4,5 % de sa largeur totale.

Suite à la structure du champ électrique de dérives produit par les languettes de cuivre équipant nos chambres, la relation espace-temps dans la direction de la dérives n'est pas parfaitement linéaire. Toutefois, les écarts systématiques par rapport à la linéarité restent inférieurs au mm lorsque la distance de dérives est comprise entre 1,5 cm et 8 cm. Pour les distances inférieures à 1,5 cm, il est nécessaire d'utiliser une relation quadratique pour décrire correctement la relation espace-temps.

La résolution intrinsèque en dérives est meilleure que le mm lorsque la distance au fil d'anode reste inférieure à 6 cm ; elle se dégrade sensiblement pour les distances plus grandes, atteignant 2,5 mm en fin de dérives. Utilisant une paramétrisation linéaire de la relation espace-temps, identique dans toutes les chambres d'une même couche, et ne considérant que les distances de dérives supérieures à 1,5 cm, nous avons montré que la précision moyenne sur les distances reconstruites est de $1,23 \pm 0,01$ mm. Cette résolution spatiale est proche de celle d'un mm constituant notre objectif initial.

Lors de la conception du détecteur de muons, les informations fournies par les lignes à retard devaient servir principalement à lever l'ambiguïté gauche-droite en dérives. Notre analyse a montré que la résolution des lignes à retard, quatre fois meilleure que celle prévue à l'origine, est du même ordre de grandeur que la résolution obtenue en dérives. Les coordonnées reconstruites le long des lignes à retard pourront donc être utilisées au même titre que celles reconstruites en dérives pour déterminer la position des points d'impact d'un muon au sein du MUF.

LEGENDE DES FIGURES

- Figure 4.2.1 : Définition des coordonnées (x,y) d'un point d'impact dans le référentiel local d'une chambre à dérive.
- Figure 4.2.2 : Distribution des temps de dérive enregistrés dans une chambre particulière en fonction de la coordonnée x du point d'impact.
- Figure 4.2.3 : Relation entre temps et distance de dérive.
- Figure 4.2.4 : Illustration du fonctionnement d'une ligne à retard.
- Figure 4.2.5 : Distribution de la somme T_1+T_2 obtenue dans une chambre particulière.
- Figure 4.3.1 : Schéma du petit hodoscope.
- Figure 4.3.2 : Vue photographique du petit hodoscope dans son ensemble.
- Figure 4.3.3 : Système de distribution du mélange gazeux dans les trois chambres de test du petit hodoscope.
- Figure 4.3.4 : Plateau d'efficacité des trois chambres de test du petit hodoscope.
- Figure 4.3.5 : Système d'acquisition de données du petit hodoscope (voir appendice A pour la légende des symboles utilisés)
- Figure 4.3.6 : Projection de la trajectoire et reconstruction des points d'impact d'une particule dans les plans XZ et YZ définis par rapport aux chambres du petit hodoscope.
- Figure 4.3.7 : Illustration de la corrélation existant entre les temps de dérive enregistrés dans deux chambres superposées, T_{d1} et T_{d2} .
- Figure 4.3.8 : Distribution des quantités $T_{d1}+T_{d2}$ (a) et évolution de leur valeur moyenne (b) en fonction de T_{d1} .
- Figure 4.3.9 : Distribution de la somme $T_{d1}+T_{d2}$ avec indication des coupures appliquées.
- Figure 4.3.10 : Distribution des valeurs de Q_x^2 obtenues pour les trajectoires reconstruites dans le plan XZ. La courbe en trait continu représente la distribution χ^2 à 2 degrés de liberté.
- Figure 4.3.11 : Vue d'artiste du grand hodoscope.
- Figure 4.3.12 : Vue d'ensemble du hall d'expérimentation.
- Figure 4.3.13 : Positionnement des trois quadrants par rapport au système de référence global, XYZ.
- Figure 4.3.14 : Schéma du système d'acquisition de données.

- Figure 4.3.15 : Illustration des quantités Δ_1^x , Δ_2^x et Δ_3^x .
- Figure 4.3.16 : Emplacement des marques fiduciaires sur la face supérieure des quadrants.
- Figure 4.3.17 : Plateau de fonctionnement d'une couche d'un quadrant.
- Figure 4.4.1 : Distribution des efficacités ϵ_3 obtenues pour un échantillon de 132 lignes à retard.
- Figure 4.4.2 : Dispositif utilisé pour la détermination des vitesses des lignes à retard à l'aide d'impulsions générées.
- Figure 4.4.3 : Distribution des Q^2 des ajustements linéaires réalisés pour déterminer les vitesses des lignes à retard.
- Figure 4.4.4 : Distribution des vitesses inverses des lignes à retard.
- Figure 4.4.5 : Coupe transversale du grand hodoscope, illustrant la manière dont les particules cosmiques sont sélectionnées pour la calibration des lignes à retard.
- Figure 4.4.6 : Distribution de l'angle d'incidence θ , défini sur la figure précédente, pour les particules sélectionnées pour la calibration des lignes à retard.
- Figure 4.4.7 : Distribution typique des temps T_{diff} obtenus dans une chambre particulière pour des particules traversant une chambre croisée donnée.
- Figure 4.4.8 : Distribution des erreurs sur les valeurs moyennes de T_{diff} .
- Figure 4.4.9 : (a) Exemple de l'évolution des valeurs moyennes $\langle T_{diff} \rangle$ en fonction de y pour une chambre donnée. La droite est le résultat d'un ajustement linéaire sur ces données.
(b) Ecartés résiduels entre temps mesurés et temps ajustés en fonction de y .
- Figure 4.4.10 : Distribution en fonction de y des résidus des lignes à retard (a) et évolution de leur valeur moyenne (b).
- Figure 4.4.11 : Distributions des Q^2 (a) et des résidus (b) des ajustements linéaires sur T_{diff} .
- Figure 4.4.12 : Corrélations entre les vitesses inverses mesurées à partir d'impulsions injectées (v_{sim}^{-1}) et à partir d'impulsions réelles ($v_{réel}^{-1}$) : pour toutes les lignes à retard (a), pour les lignes appartenant aux couches inférieures uniquement (b) et pour celles appartenant aux couches supérieures (c).

- Figure 4.4.13 : Détails de la position des lignes à retard dans une chambre à dérive (a) et dans un quadrant (b).
- Figure 4.4.14 : Variation en fonction de y de la valeur moyenne des résidus en T_{diff} pour les lignes appartenant aux couches supérieures ou inférieures.
- Figure 4.4.15 : Schéma montrant comment les supports d'anode repoussent les lignes à retard appartenant aux couches supérieures
- Figure 4.4.16 : Distribution de la quantité Δ .
- Figure 4.4.17 : Evolution en fonction de y des résidus moyens en T_1 (a) et en T_2 (b) pour les lignes à retard des couches inférieures et supérieures.
- Figure 4.4.18 : Evolution de la quantité T_{sum} en fonction de y avant et après correction pour le temps de propagation t_p , pour l'ensemble des lignes à retard.
- Figure 4.4.19 : Evolution en fonction de z , la coordonnée par rapport au centre de la ligne, des non-linéarités moyennes observées sur T_1 (a), T_2 (b), T_{diff} (c) et T_{sum} (d). Les courbes correspondent à l'ajustement d'un polynôme d'ordre 3 (trait plein) ou d'ordre 5 (tirets) en z .
- Figure 4.4.20 : Différences entre les valeurs mesurées et celles résultants des ajustements en z^3 (cercles noirs) ou en z^5 (cercles blancs) pour les variables T_1 (a), T_2 (b), T_{diff} (c) et T_{sum} (d).
- Figure 4.4.21 : Même légende que la figure 4.4.19 mais pour l'ensemble des lignes à retard cette fois.
- Figure 4.4.22 : Même légende que la figure 4.4.20 pour l'ensemble des lignes à retard.
- Figure 4.4.23 : Différences entre les coordonnées y obtenues à partir des temps corrigés pour les non-linéarités, \tilde{T}_{diff} et \tilde{T}_1 (a) ou à partir des temps non corrigés (b).
- Figure 4.4.24 : Distribution de la quantité \tilde{T}_{sum} calculée à partir des temps \tilde{t}_1 et \tilde{t}_2 corrigés pour les non-linéarités (a) et à partir des temps non corrigés (b).
- Figure 4.4.25 : Valeurs moyennes (a) et écarts type (b) des distributions de \tilde{T}_{sum} obtenues pour 102 lignes différentes.
- Figure 4.4.26 : Photographies des impulsions obtenues sur l'extrémité near-end d'une ligne à retard en plaçant une source radioactive près de cette extrémité (a), au milieu de la ligne (b) ou près de l'extrémité opposée (c).

Figure 4.4.27 : Illustration de l'effet de retard de déclenchement, t_w , dû à la déformation des signaux d'une ligne à retard lors de leur propagation.

Figure 4.4.28 : Evolution en fonction de z des non-linéarités obtenues avec différents seuils de discrimination, pour les variables T_1 (a), T_2 (b), T_{diff} (c) et T_{sum} (d).

Figure 4.4.29 : Evolution des vitesses inverses de 6 lignes à retard en fonction du numéro d'ordre chronologique de l'empilement.

Figure 4.4.30 : Evolution en fonction du numéro d'empilement de la différence moyenne entre les vitesses inverses obtenues dans le premier empilement et les empilements suivants.

Figure 4.4.31 : Distribution de T_{diff} en fonction de Y_{dl} pour une ligne à retard particulière. La droite est le résultat de l'ajustement décrit dans le texte.

Figure 4.4.32 : Distribution des résidus. La courbe représente l'ajustement d'une gaussienne.

Figure 4.4.33 : Evolution des résolutions moyennes des lignes à retard en fonction de z .

Figure 4.4.34 : Reconstruction de la trajectoire d'une particule cosmique dans le plan YZ du grand hodoscope, sur base des coordonnées reconstruites le long des lignes à retard.

Figure 4.4.35 : Distribution de R pour les 18 lignes à retard d'une couche du quadrant Q2. La courbe est le résultat d'un ajustement gaussien.

Figure 4.4.36 : Distribution de la probabilité $P(\chi^2 \geq s)$.

Figure 4.5.1 : Evolution de l'efficacité de détection en dérive dans la chambre test du petit hodoscope en fonction de la coordonnée X_{dr} prédite en dérive.

Figure 4.5.2 : Distribution des temps de dérive enregistrés dans la chambre test du petit hodoscope en fonction de X_{dr} , pour tous les événements (a) et après élimination des signaux parasites (b). La courbe en trait continu représente la relation espace-temps obtenue après ajustement.

Figure 4.5.3 : Evolution en fonction de X_{dr} des valeurs moyennes des résidus correspondants aux ajustements de la figure 4.5.2b.

Figure 4.5.4 : Etude de la relation espace-temps lorsque la chambre de

test est déplacée de +5 cm par rapport au milieu de l'hodoscope : (a) Evolution des temps de dérive en fonction de X_{dr} et résultats des ajustements ; (b) Evolution des résidus moyens en fonction de X_{dr} .

Figure 4.5.5 : Même légende que pour la figure 4.5.4 mais lorsque la chambre de test est déplacée de -5 cm.

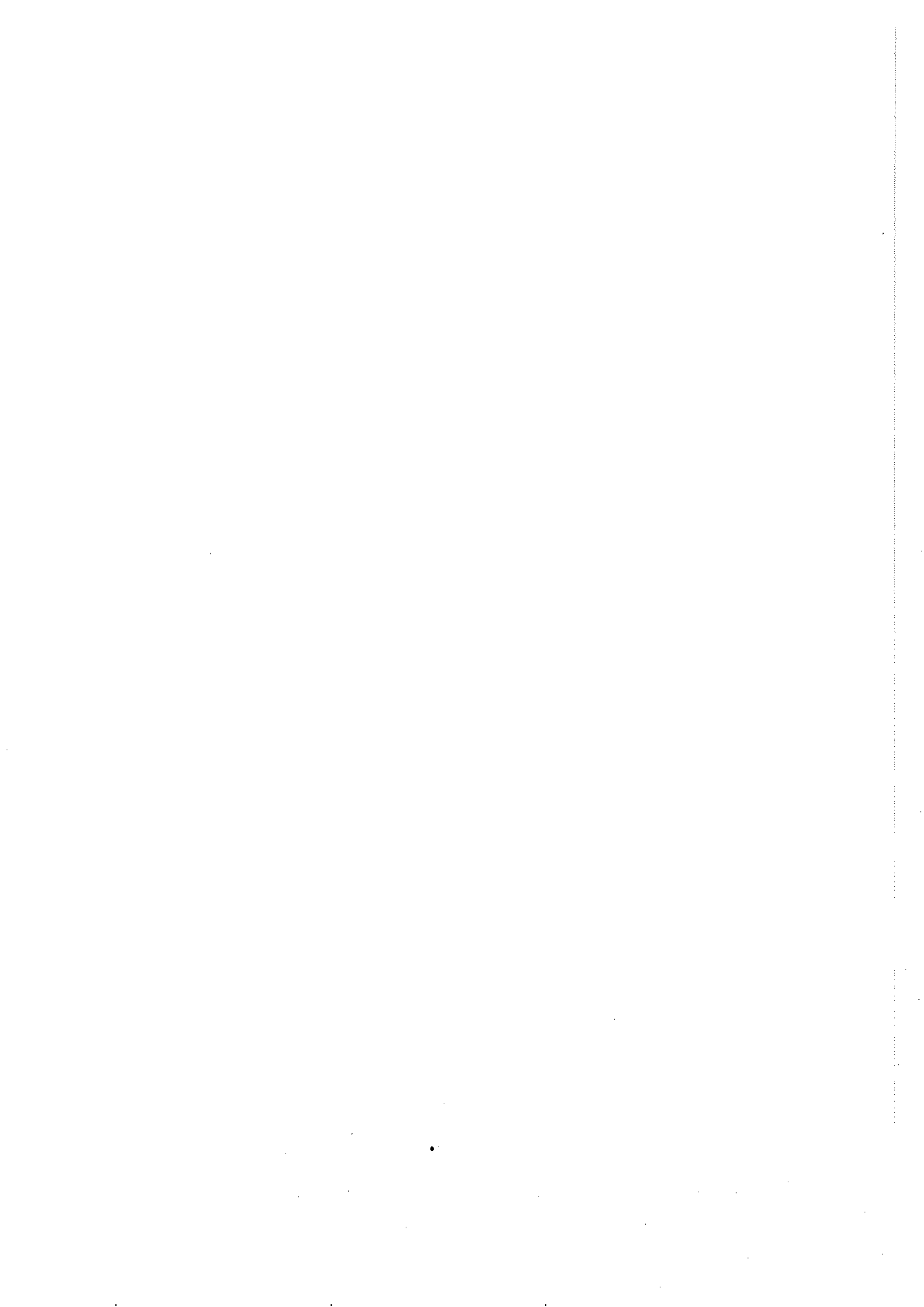
Figure 4.5.6 : Vitesses de dérive obtenues à gauche et à droite du fil d'anode dans les 20 chambres d'une même couche.

Figure 4.5.7 : Evolution en fonction de X_{dr} des écarts moyens entre les coordonnées prédites et celles reconstruites.

Figure 4.5.8 : Distribution des résidus en espace dans la chambre test du petit hodoscope pour $-5 < X_{dr} < 0$ mm (a) et pour $-80 \leq X_{dr} \leq -70$ mm (b).

Figure 4.5.9 : Variation de la résolution intrinsèque en dérive en fonction de X_{dr} .

Figure 4.5.10 : Distribution des résidus en dérive pour les 20 chambres d'une même couche, obtenue en utilisant la paramétrisation propre à chaque chambre (a) ou une paramétrisation identique dans toutes les chambres (b).



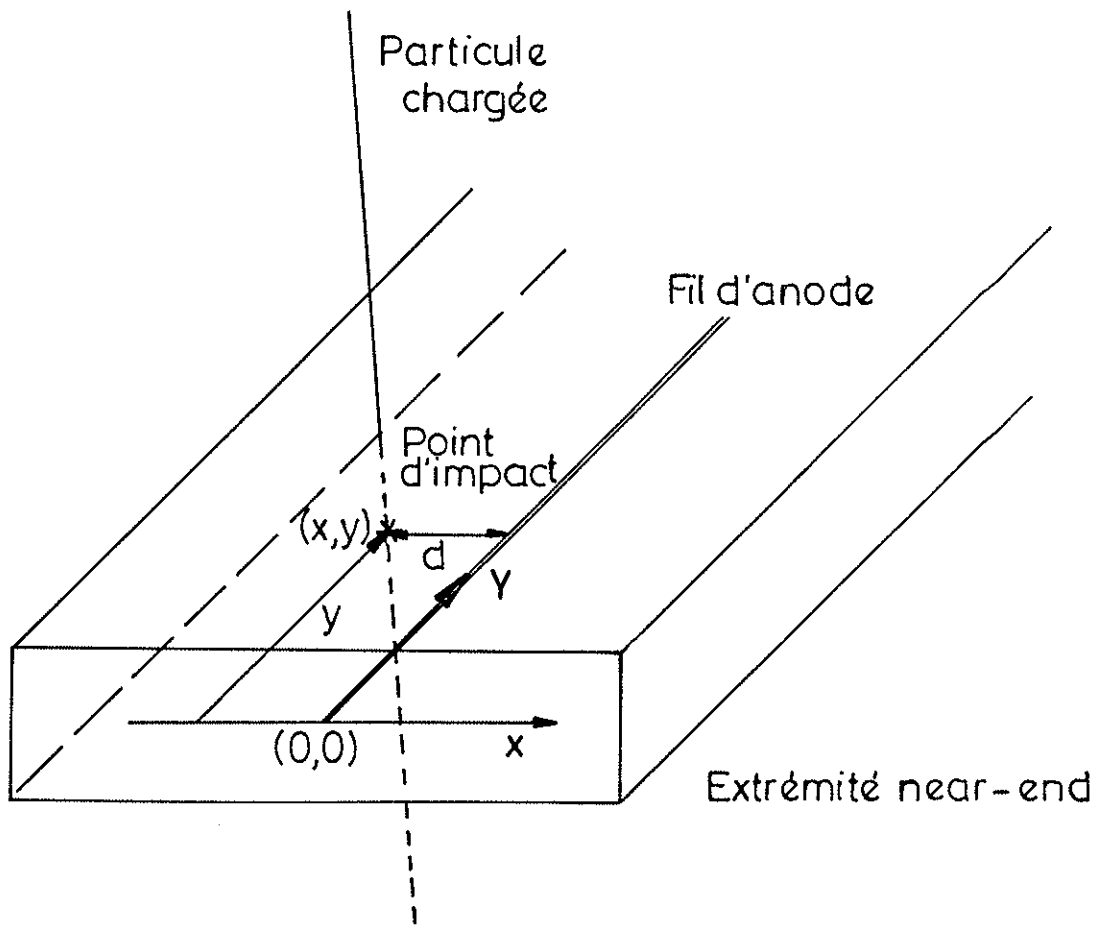


Figure 4.2.1

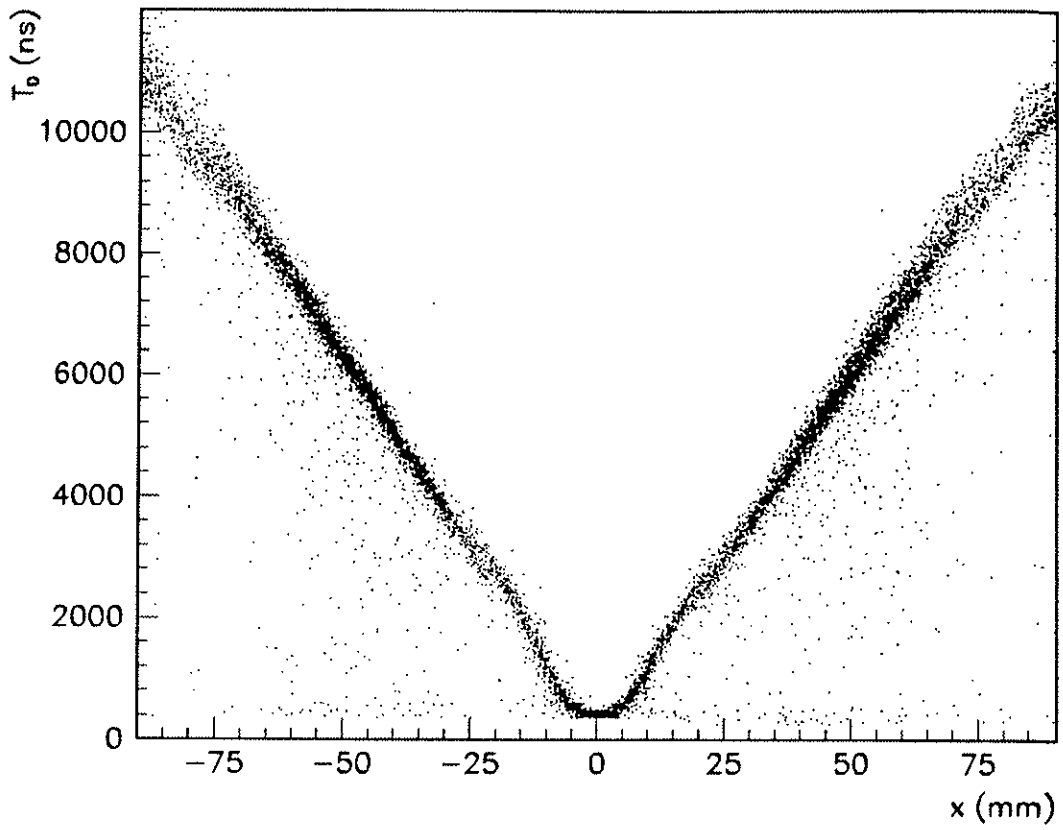


Figure 4.2.2.

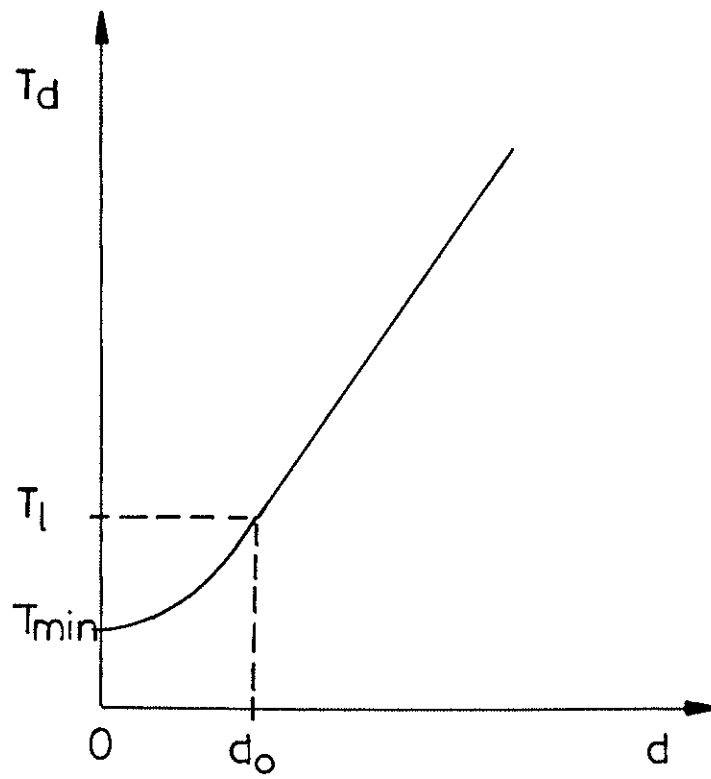


Figure 4.2.3

Extrémité
near-end

Extrémité
far-end

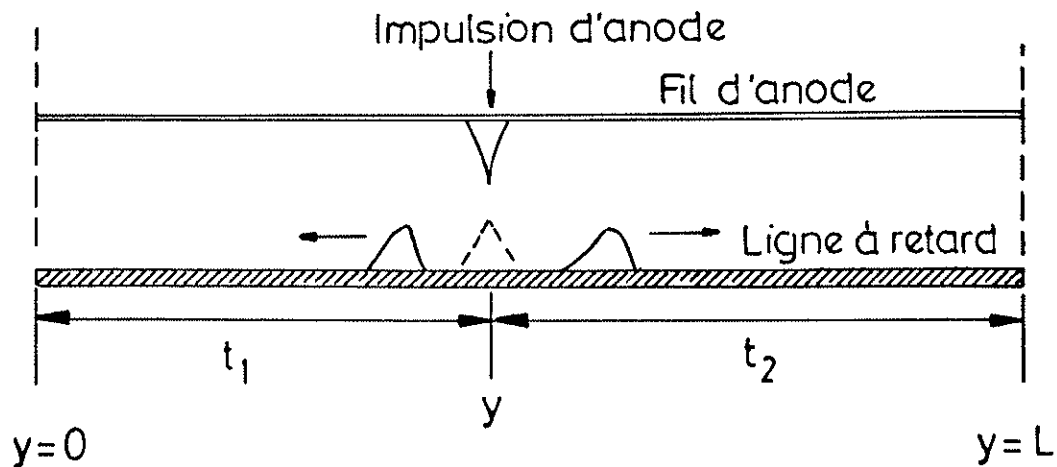


Figure 4.2.4

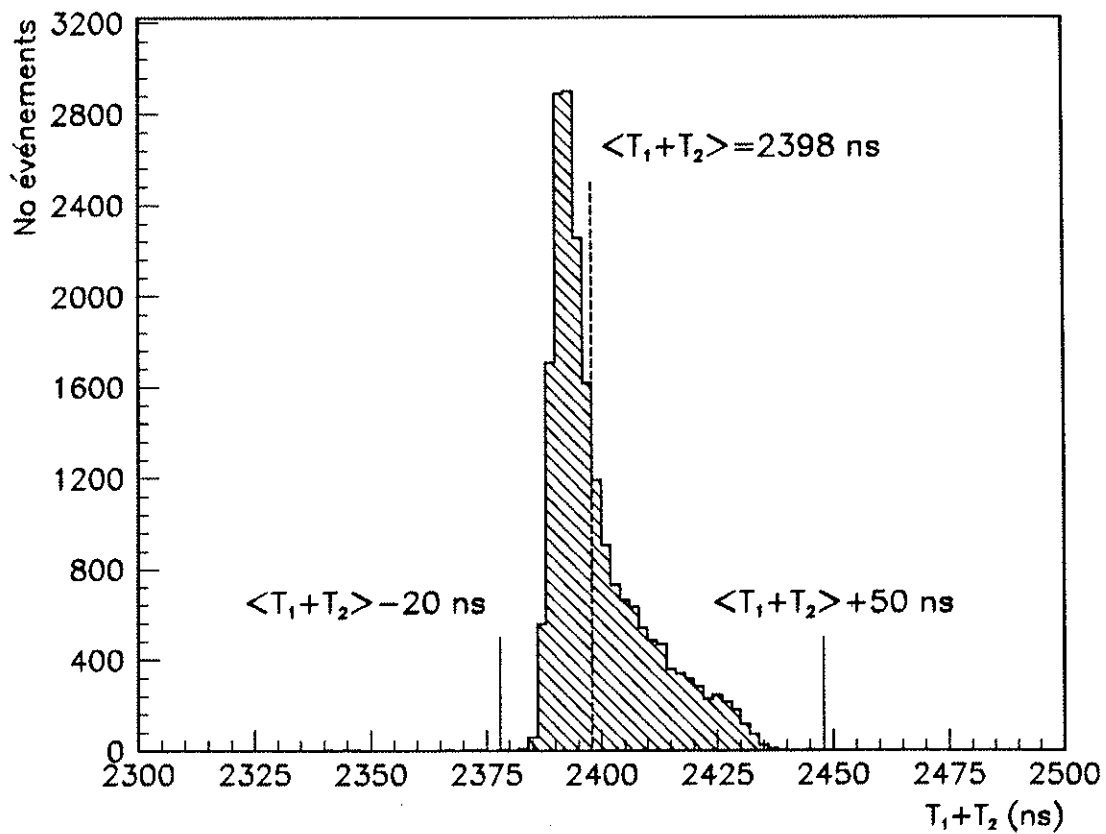


Figure 4.2.5

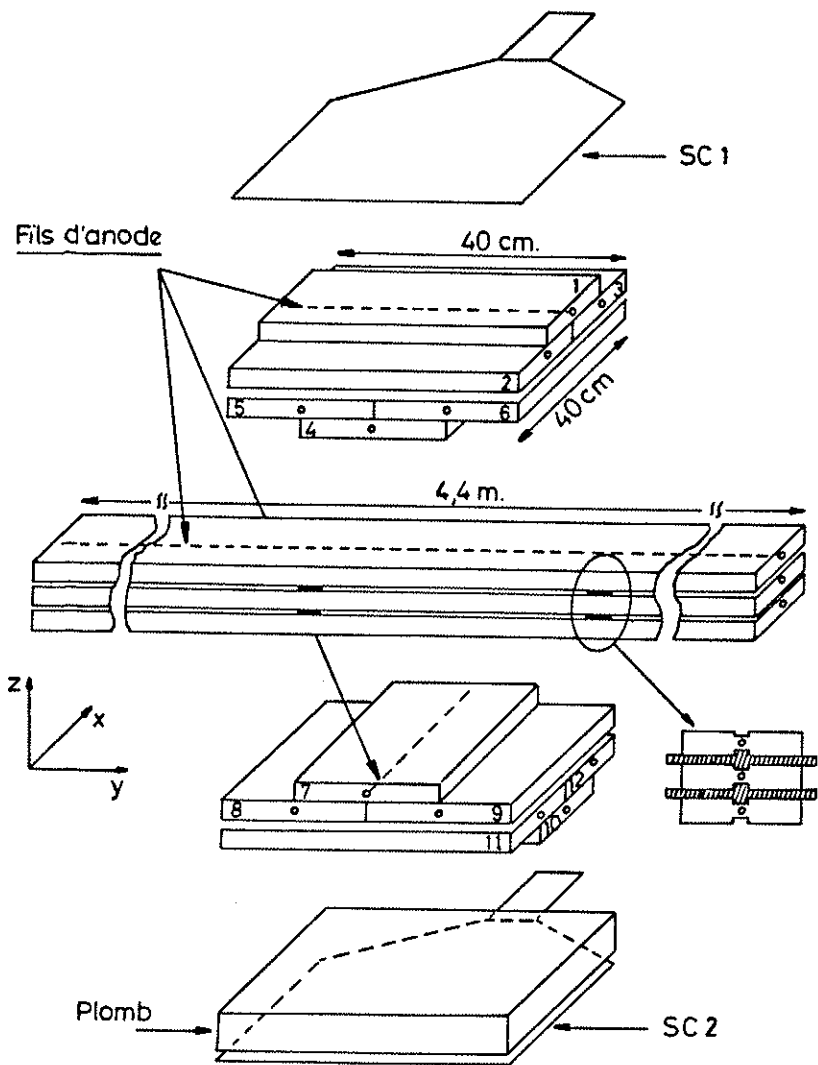


Figure 4.3.1

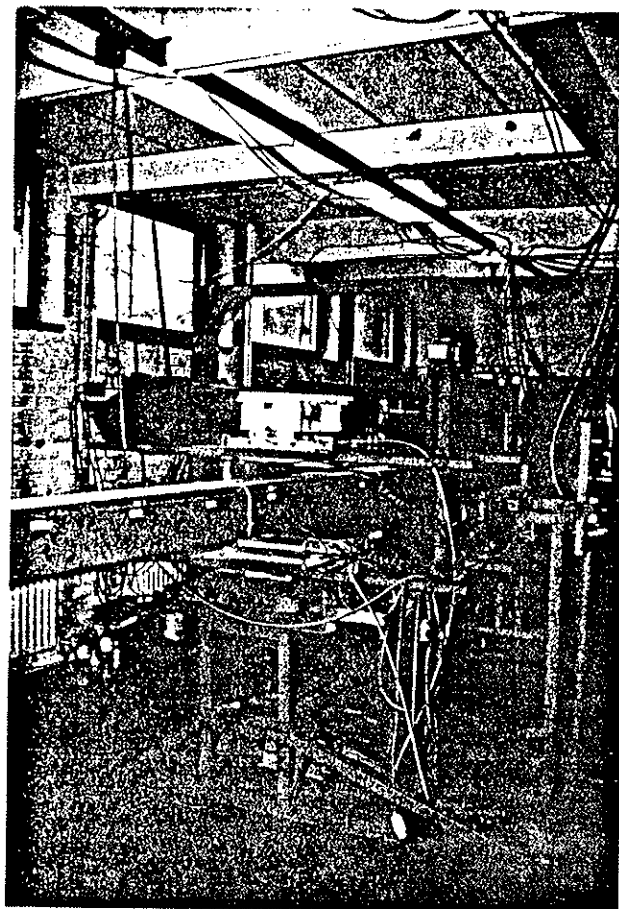


Figure 4.3.2

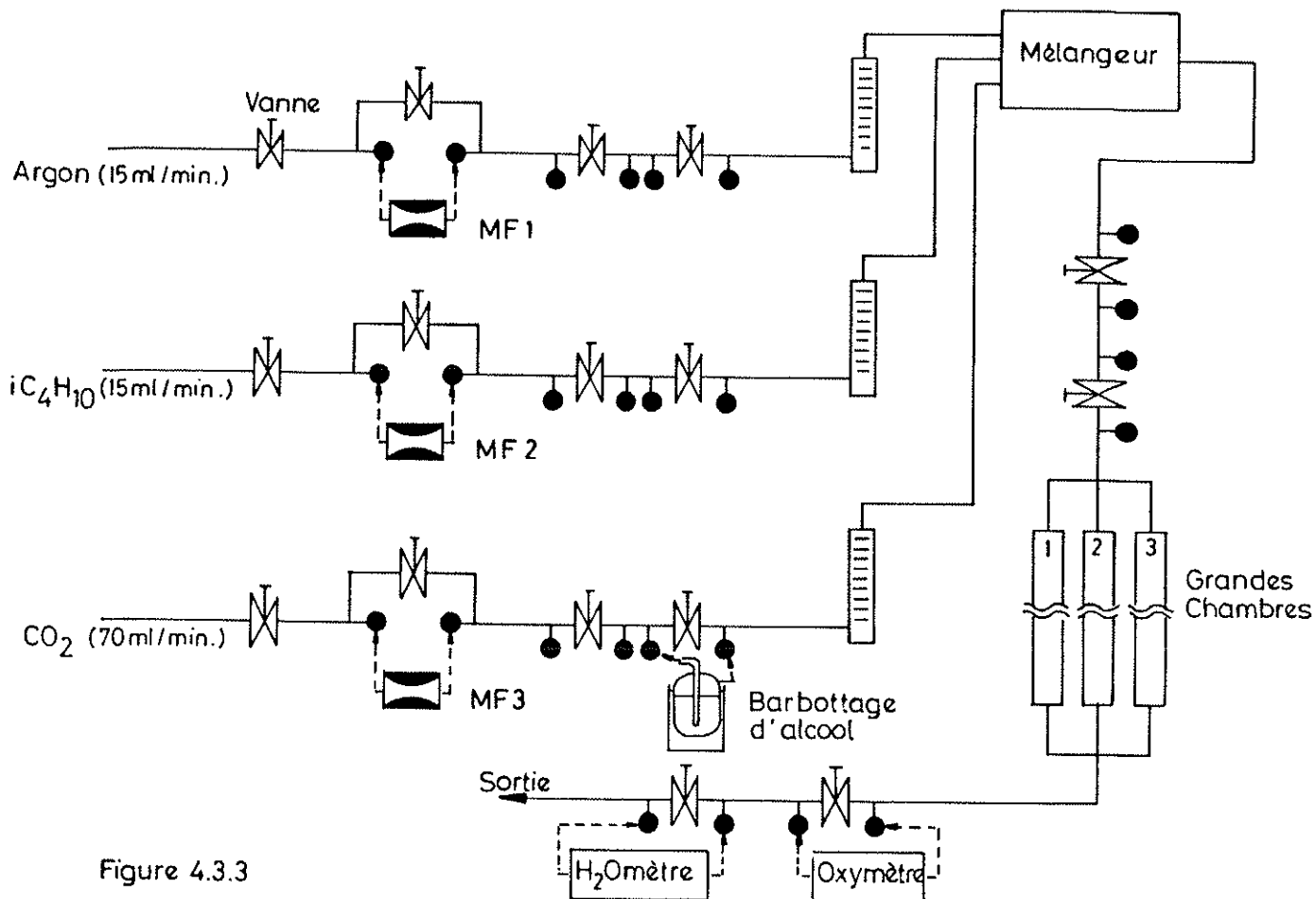


Figure 4.3.3

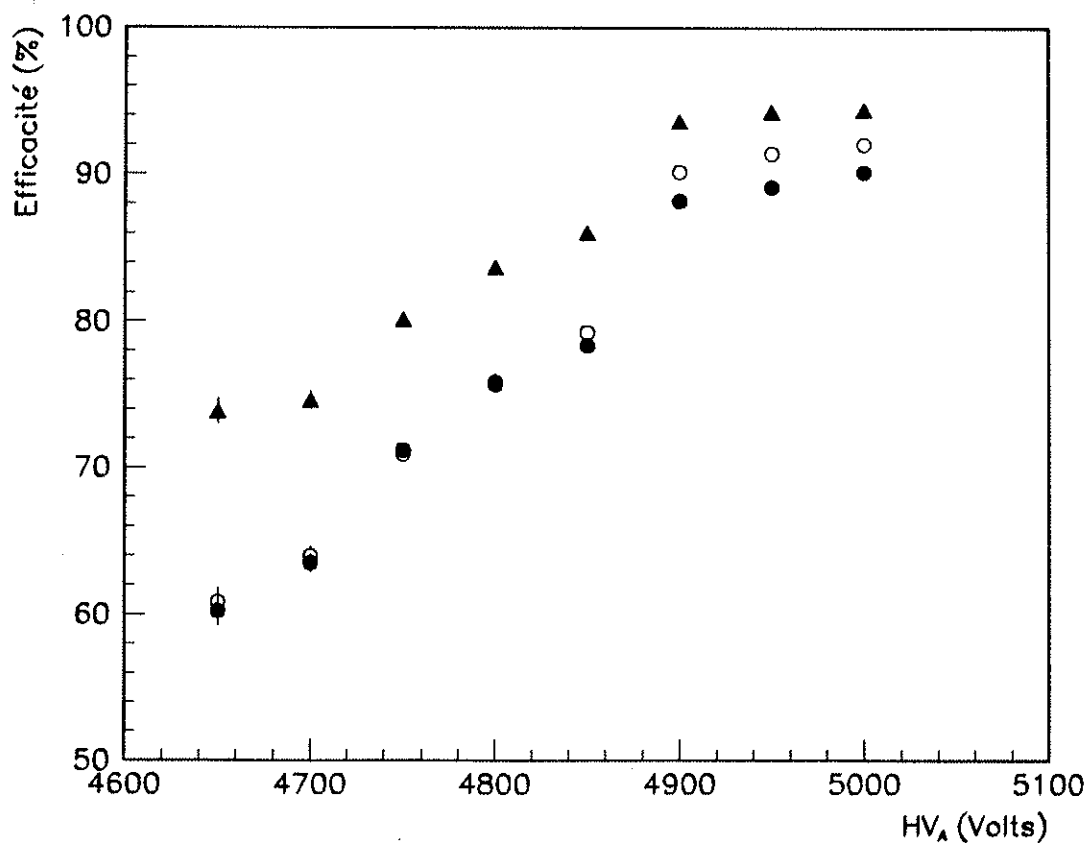


Figure 4.3.4

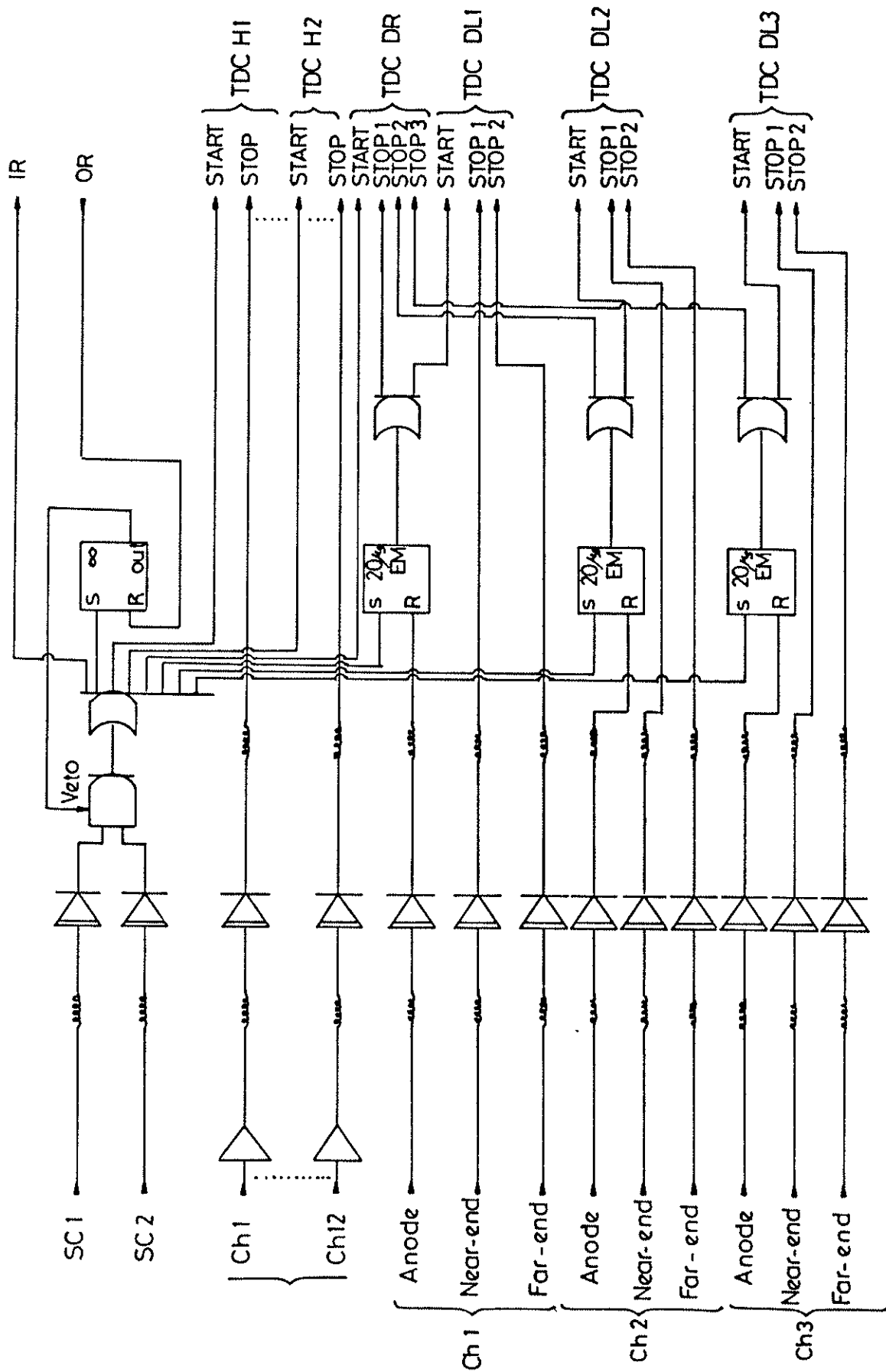


Figure 4.3.5

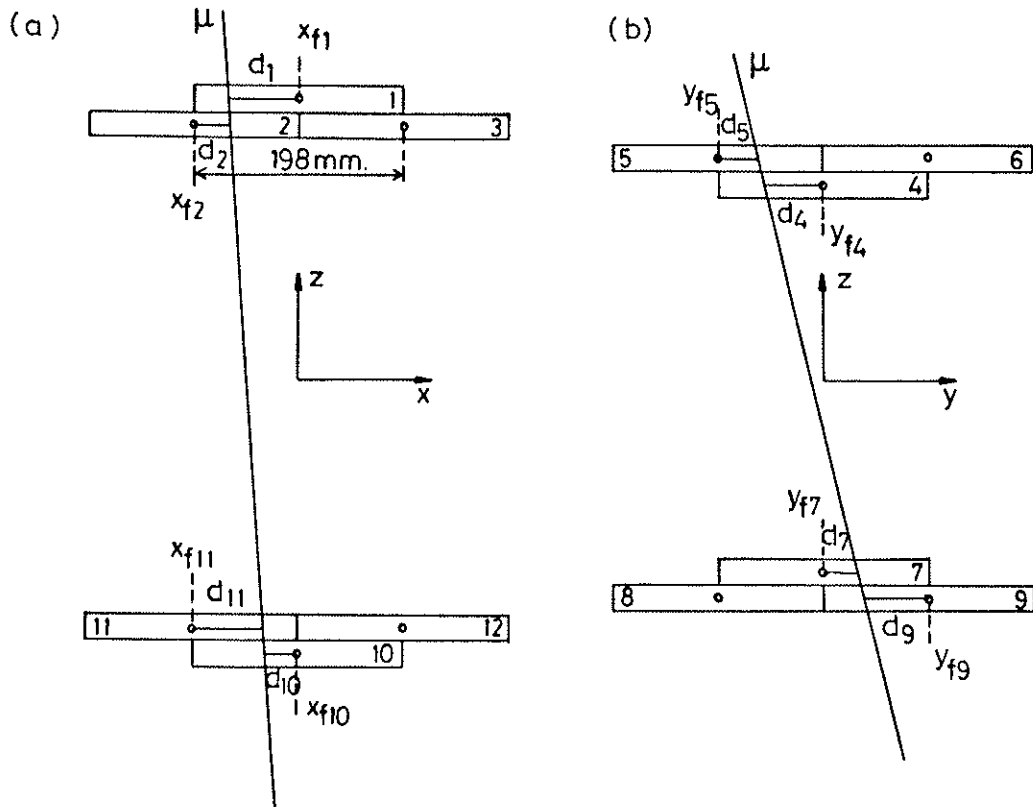


Figure 4.3.6

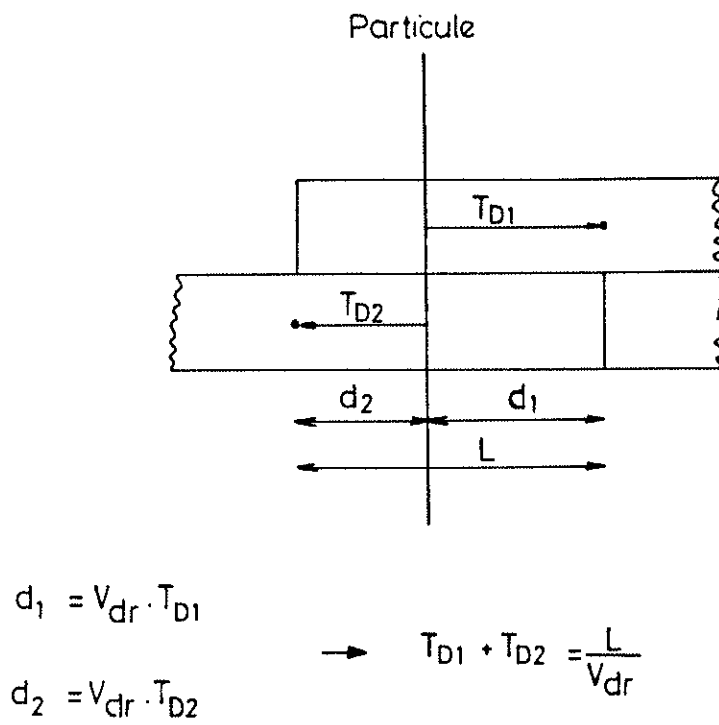


Figure 4.3.7

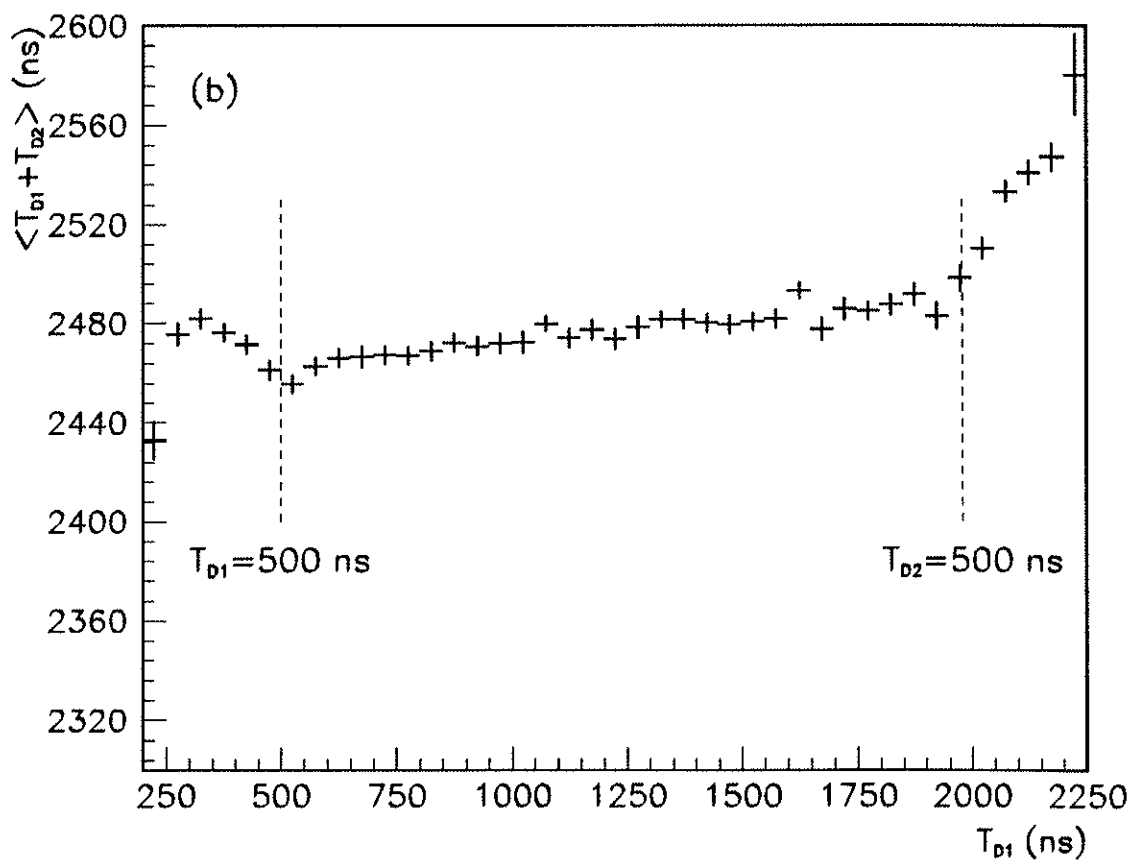
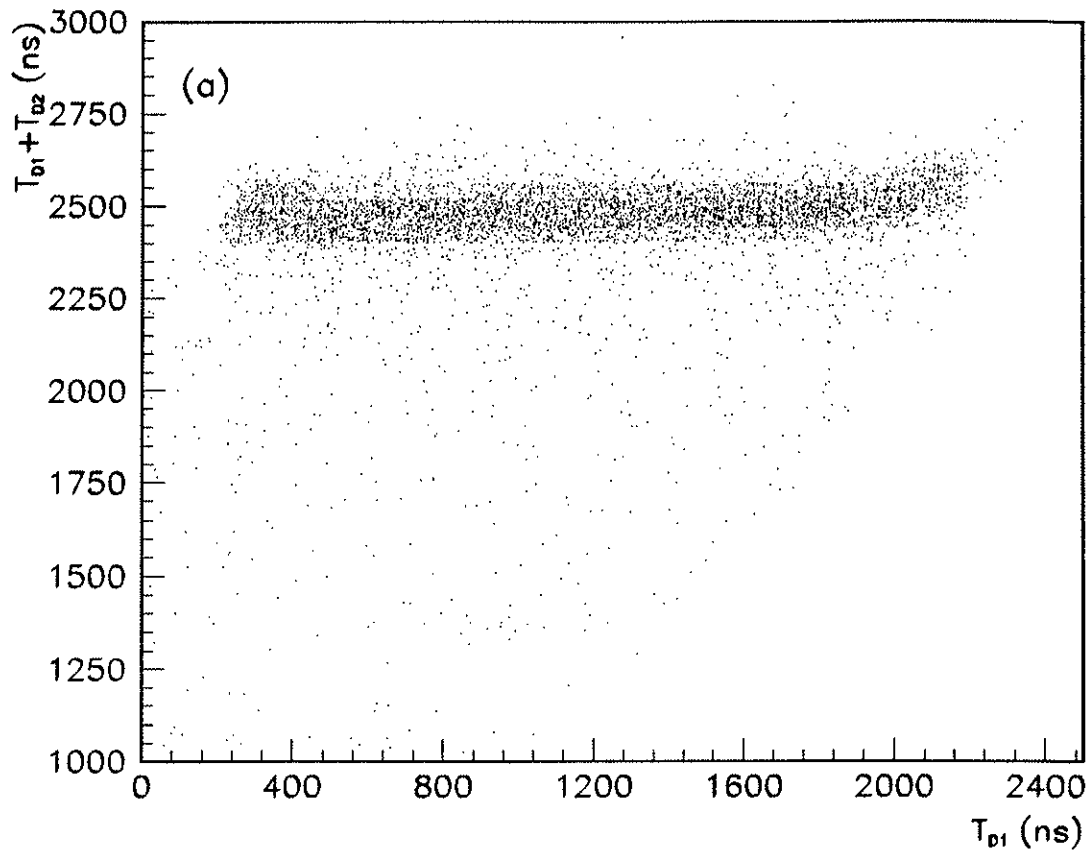


Figure 4.3.8

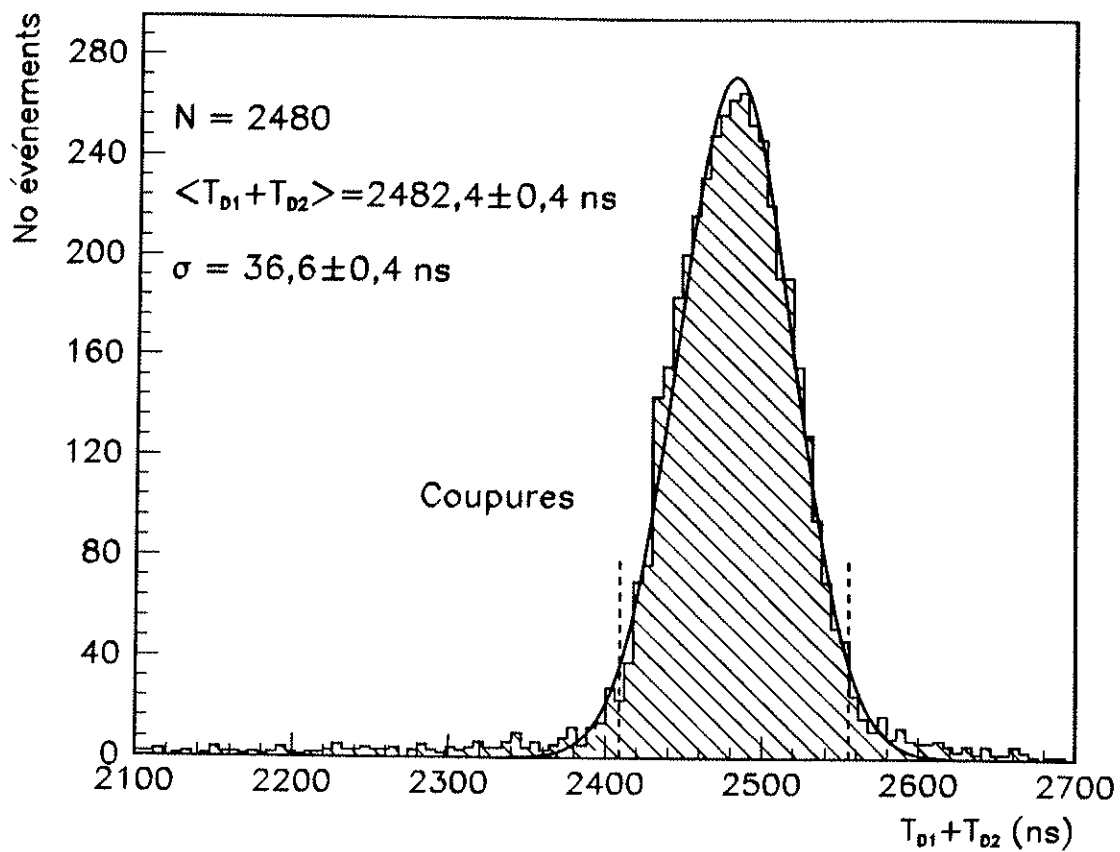


Figure 4.3.9

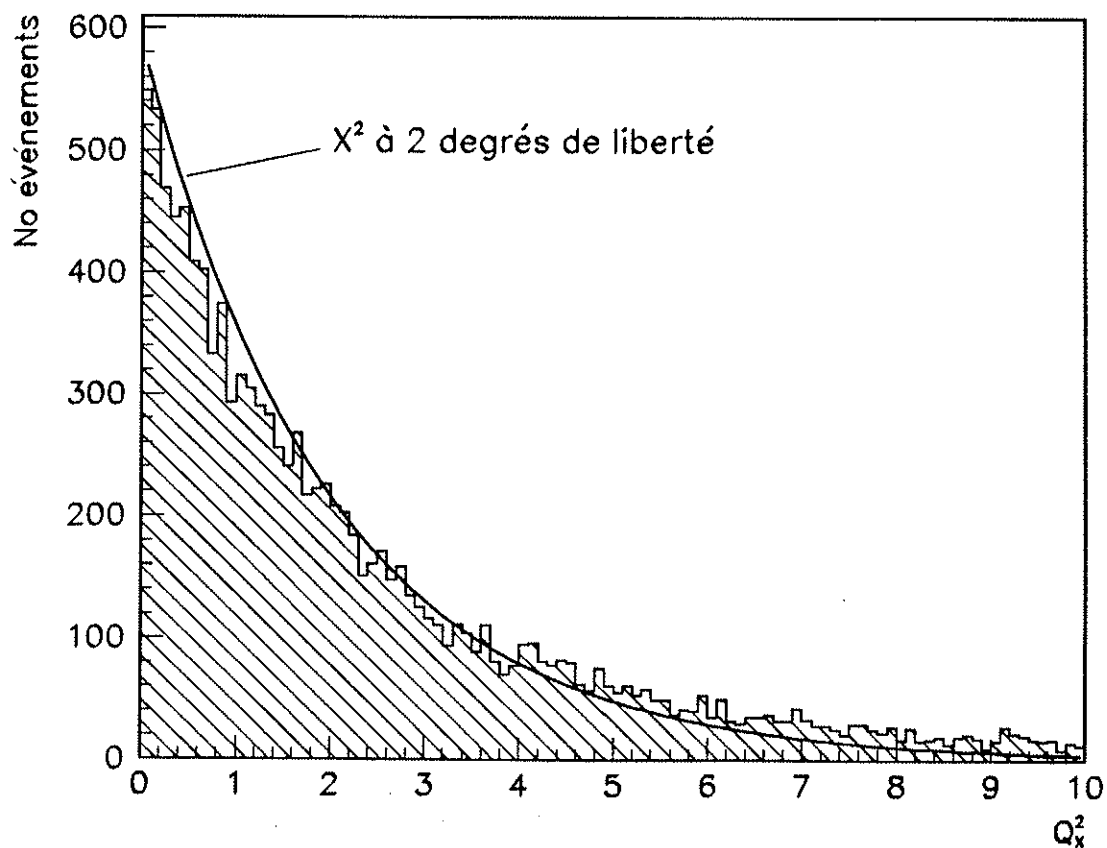


Figure 4.3.10

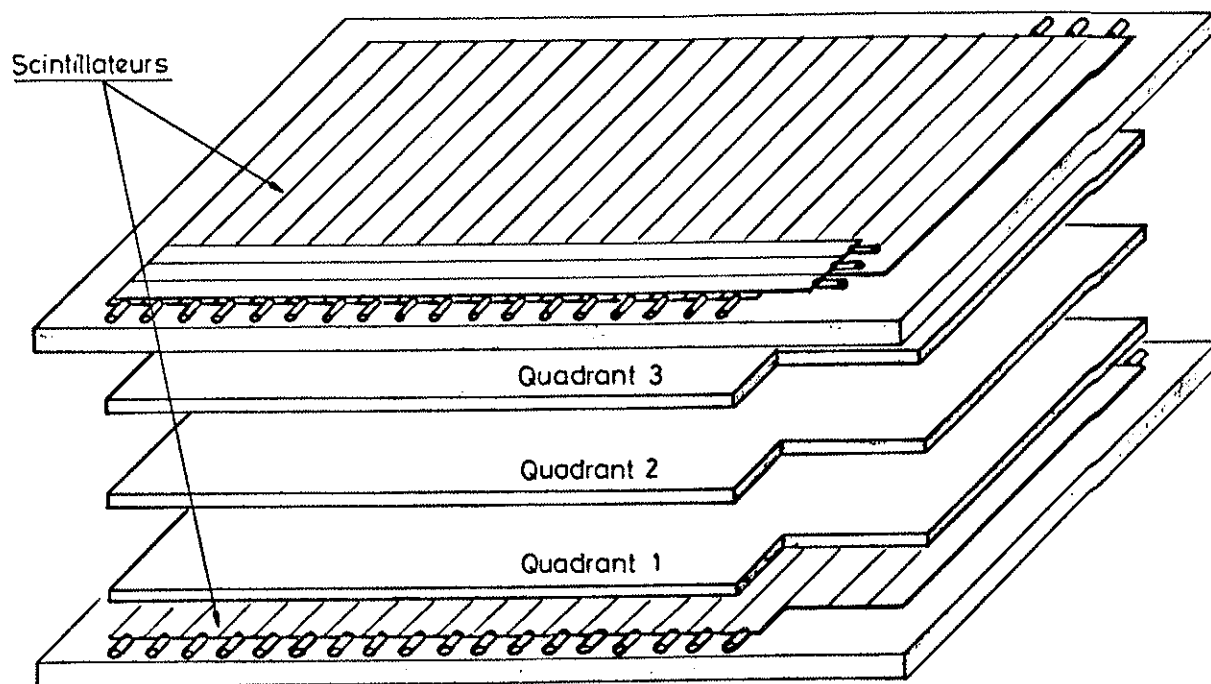


Figure 4.3.11

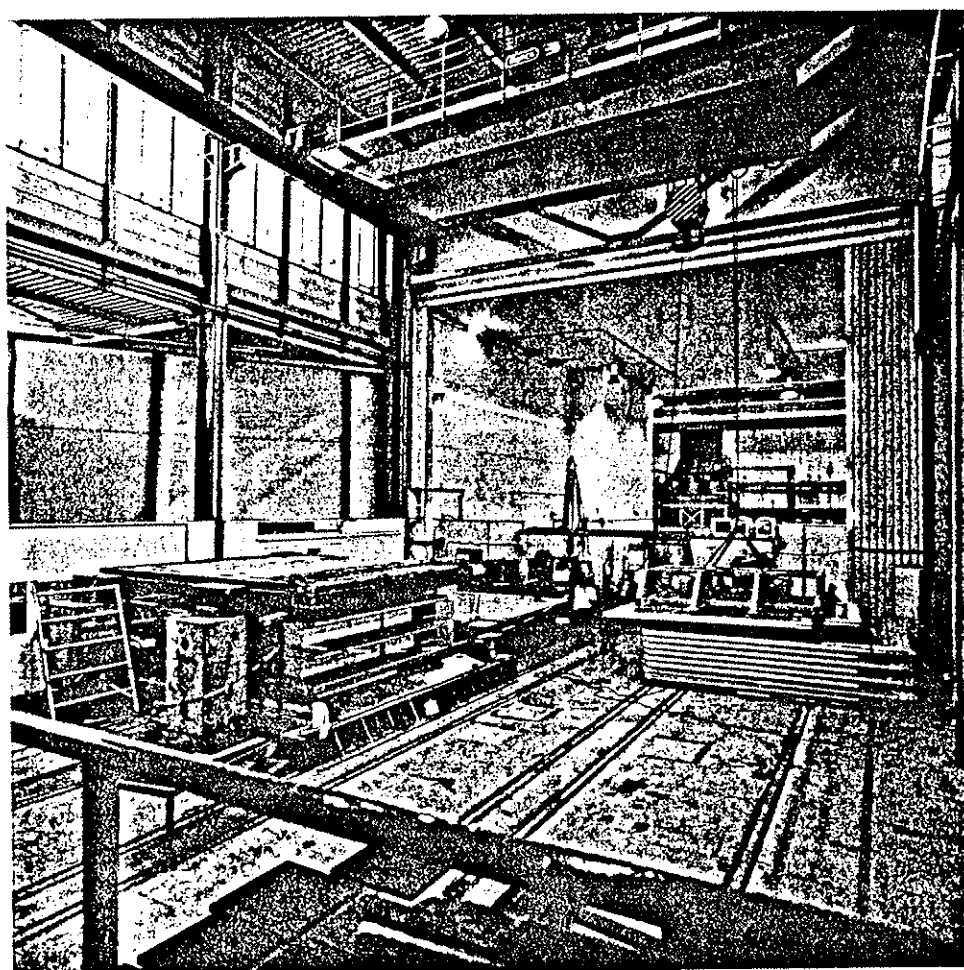


Figure 4.3.12

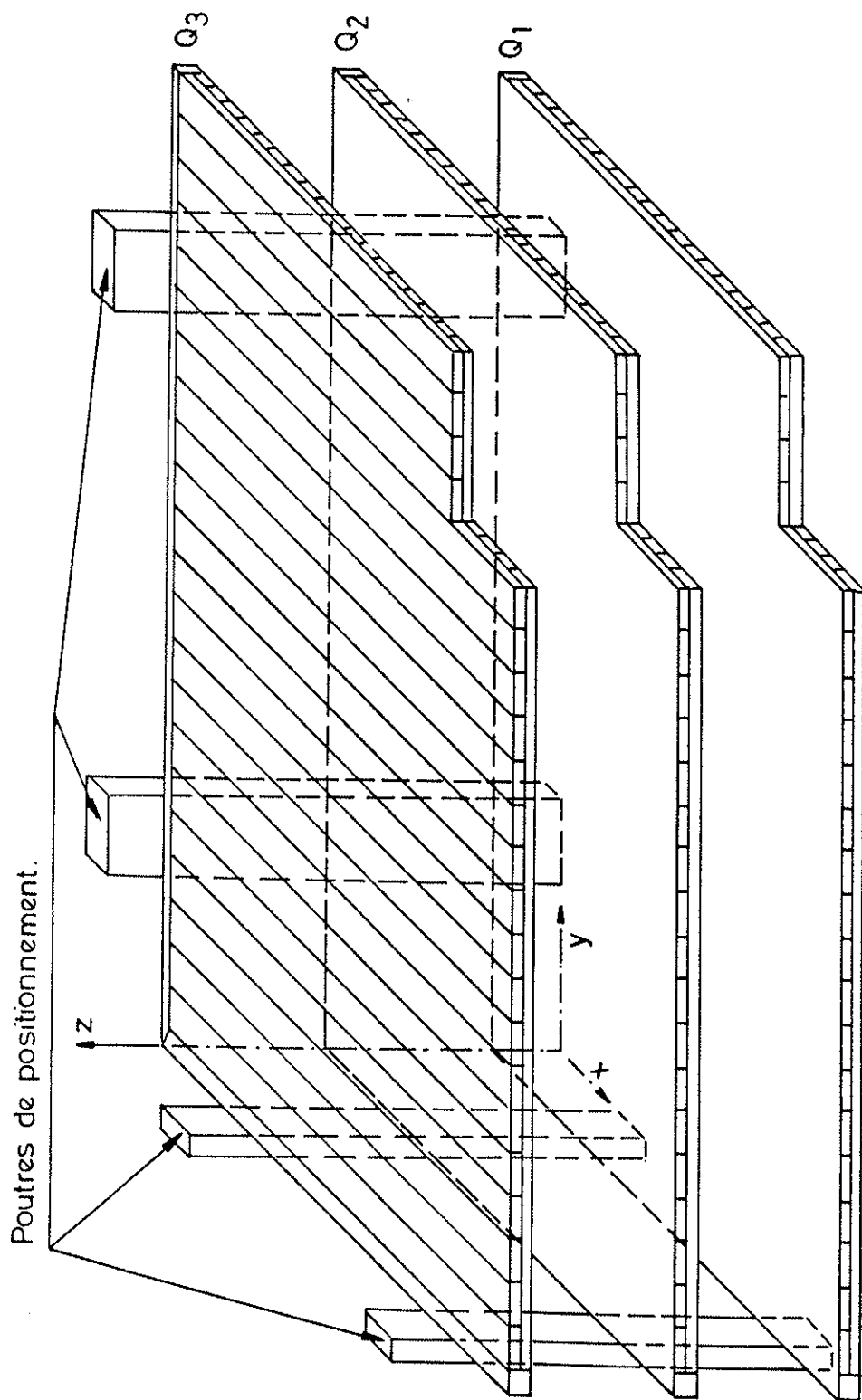


Figure 4.3.13

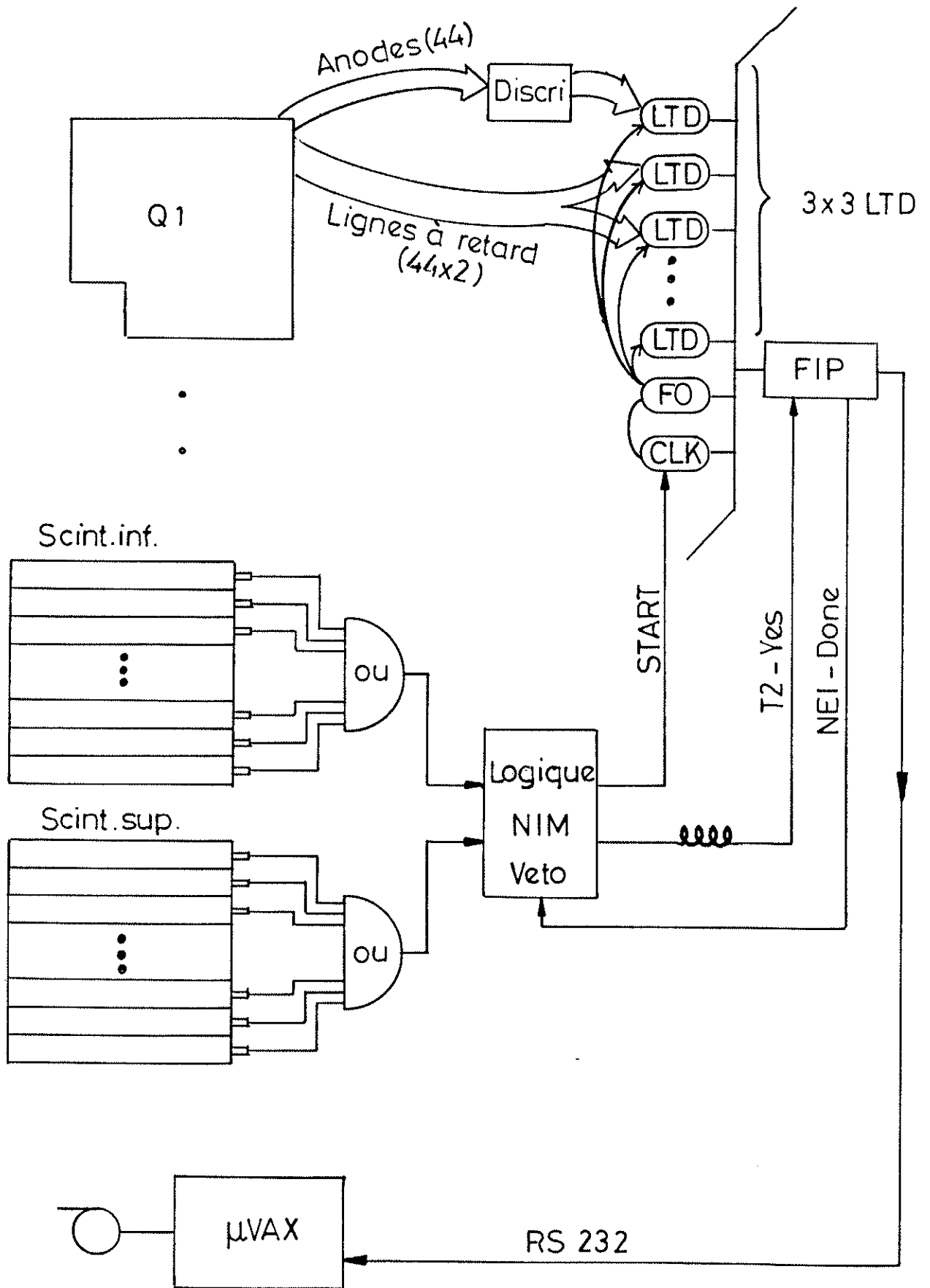


Figure 4.3.14

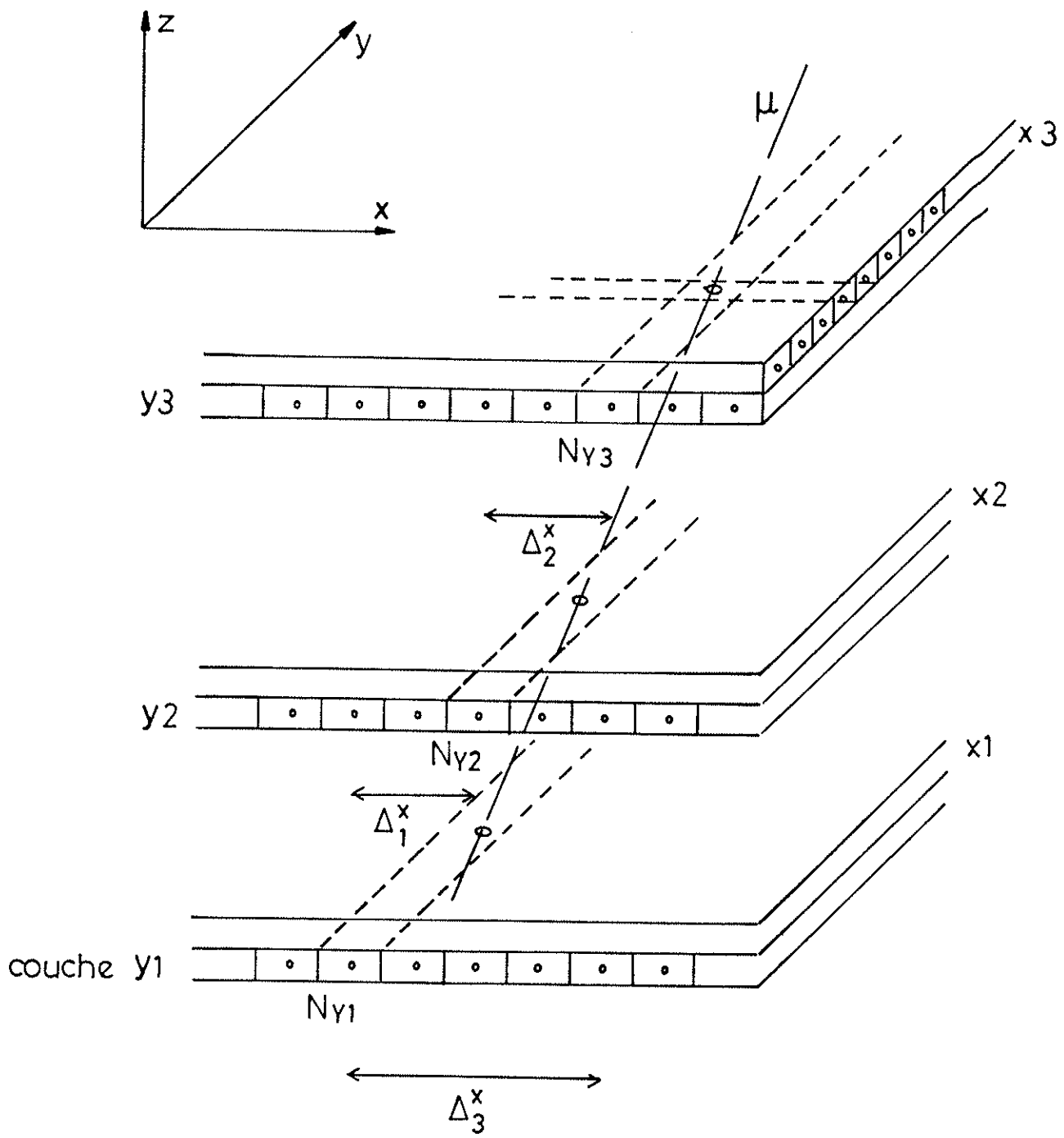


Figure 4.3.15

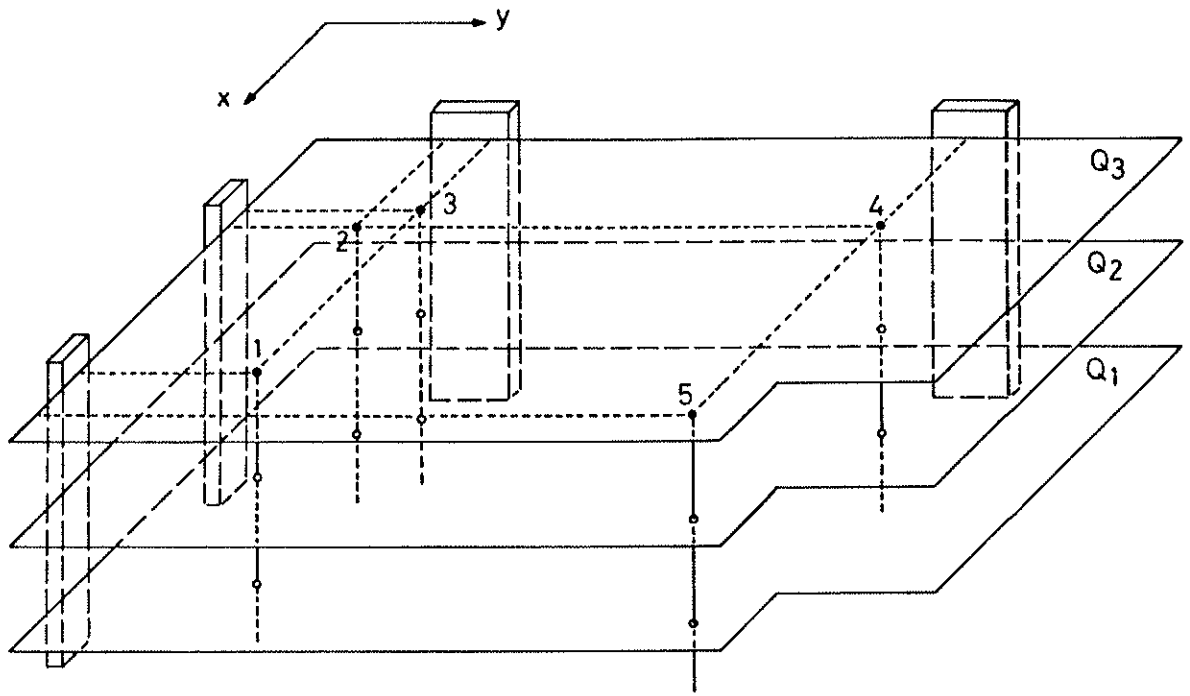


Figure 4. 3. 16

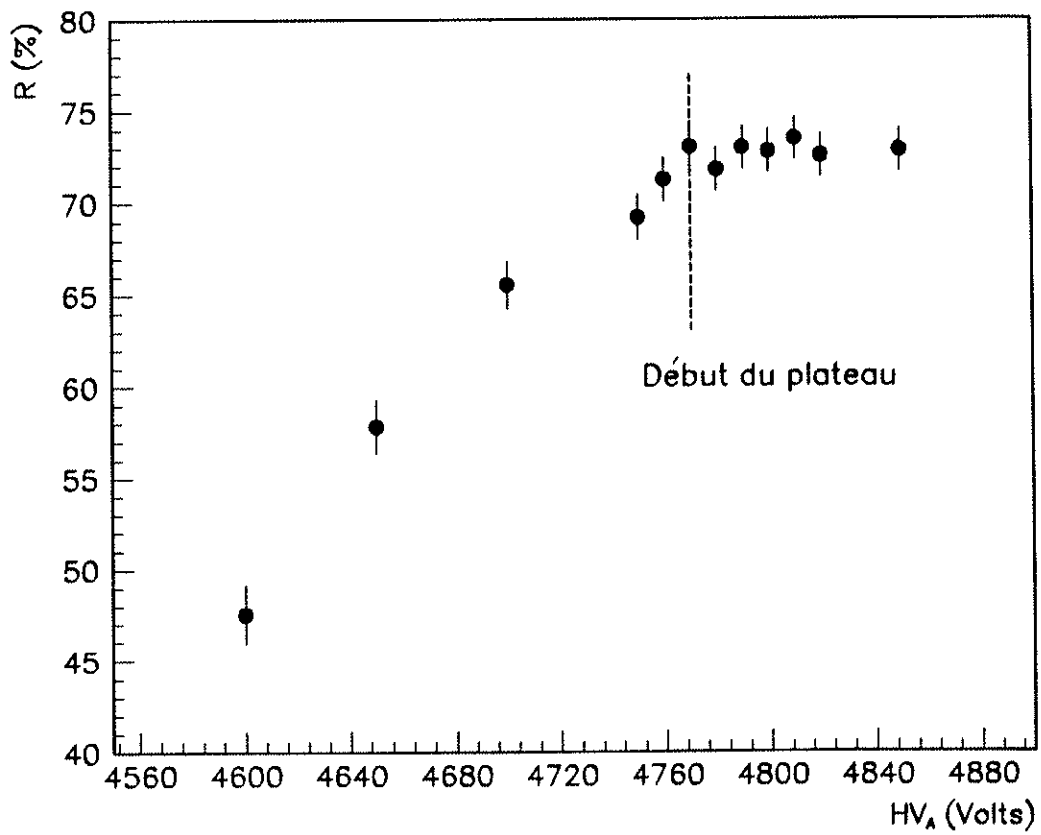


Figure 4.3.17

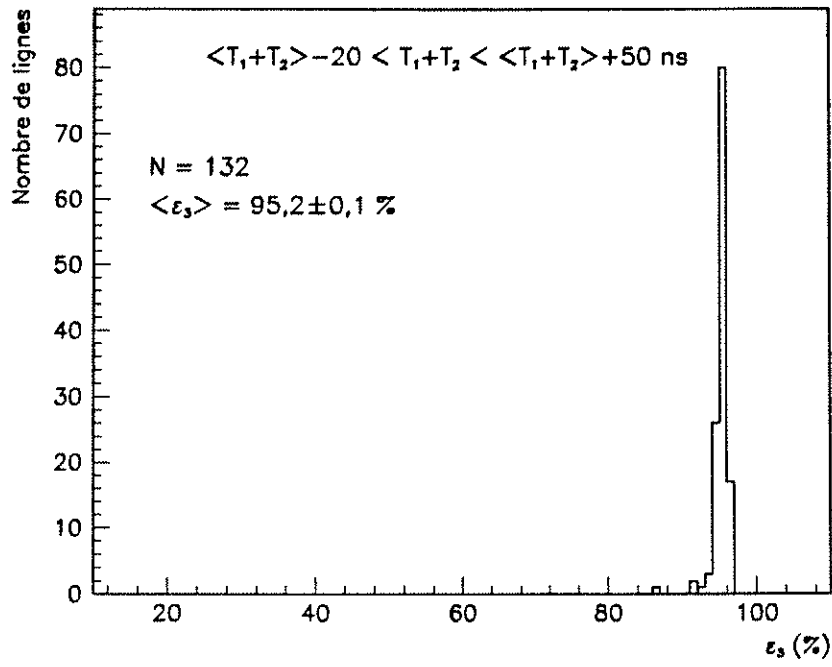


Figure 4.4.1

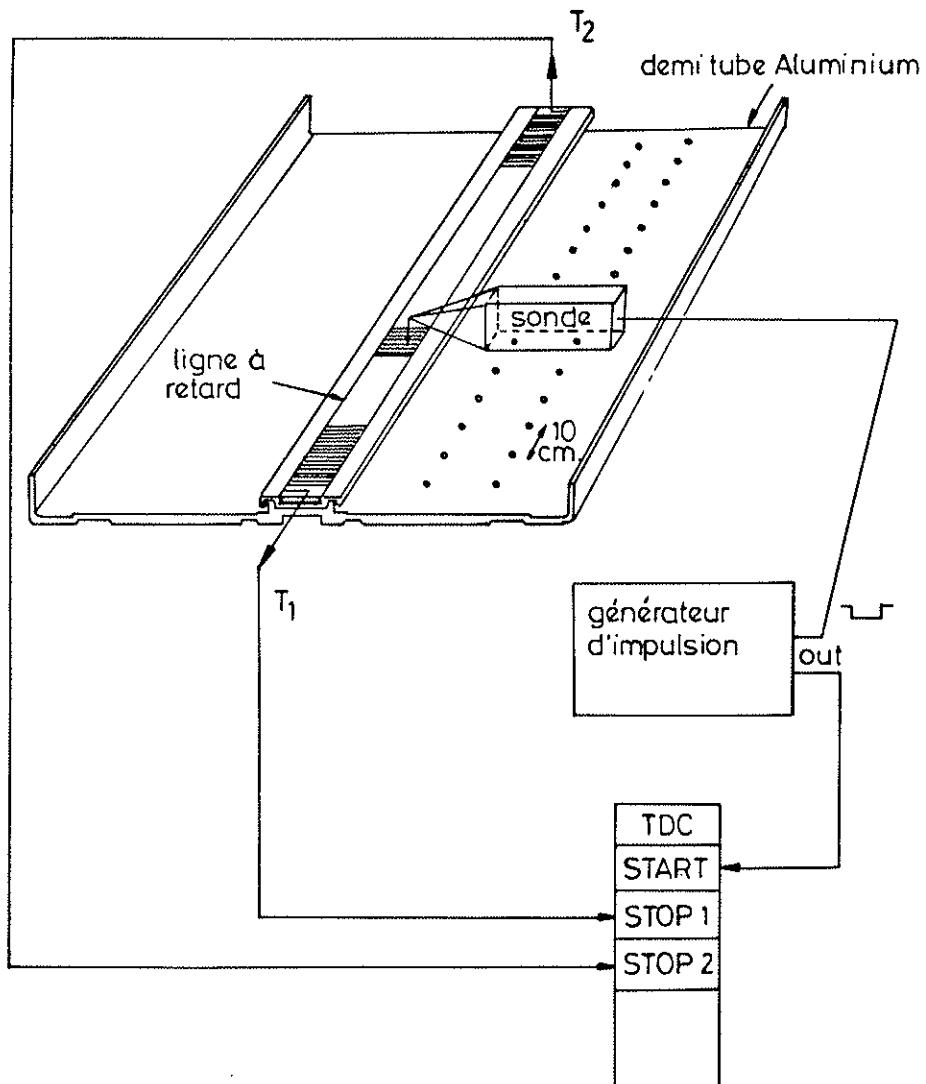


Figure 4.4. 2

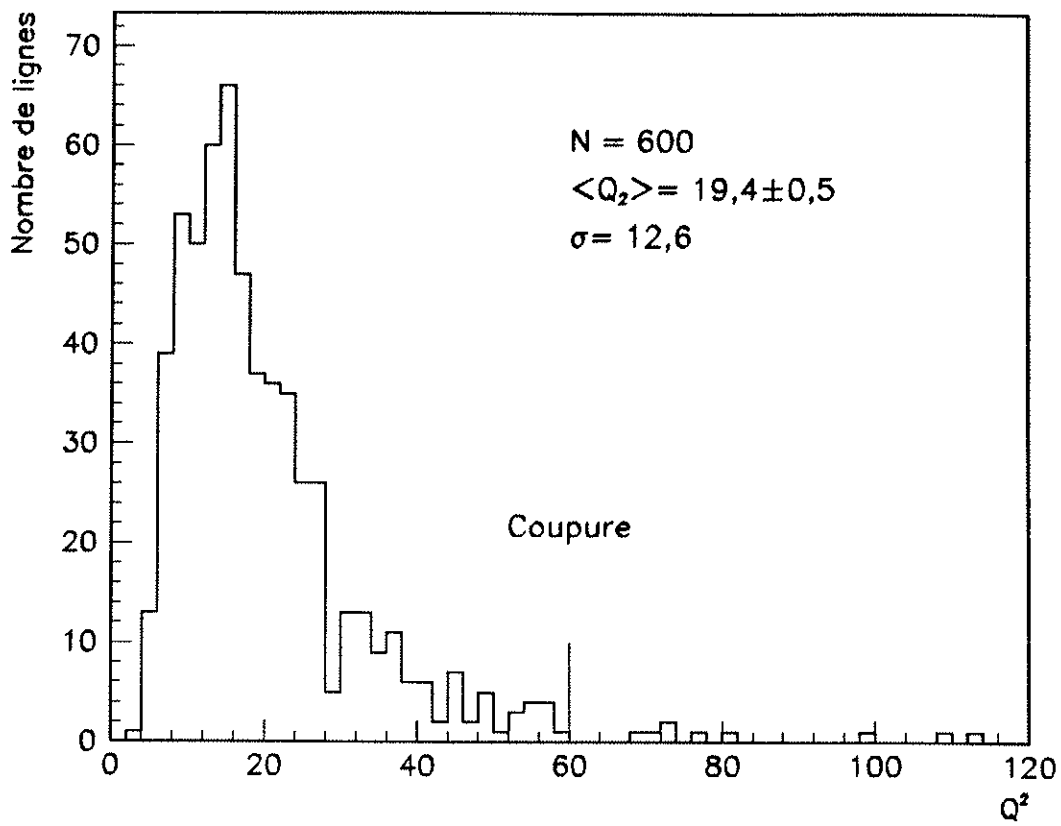


Figure 4.4.3

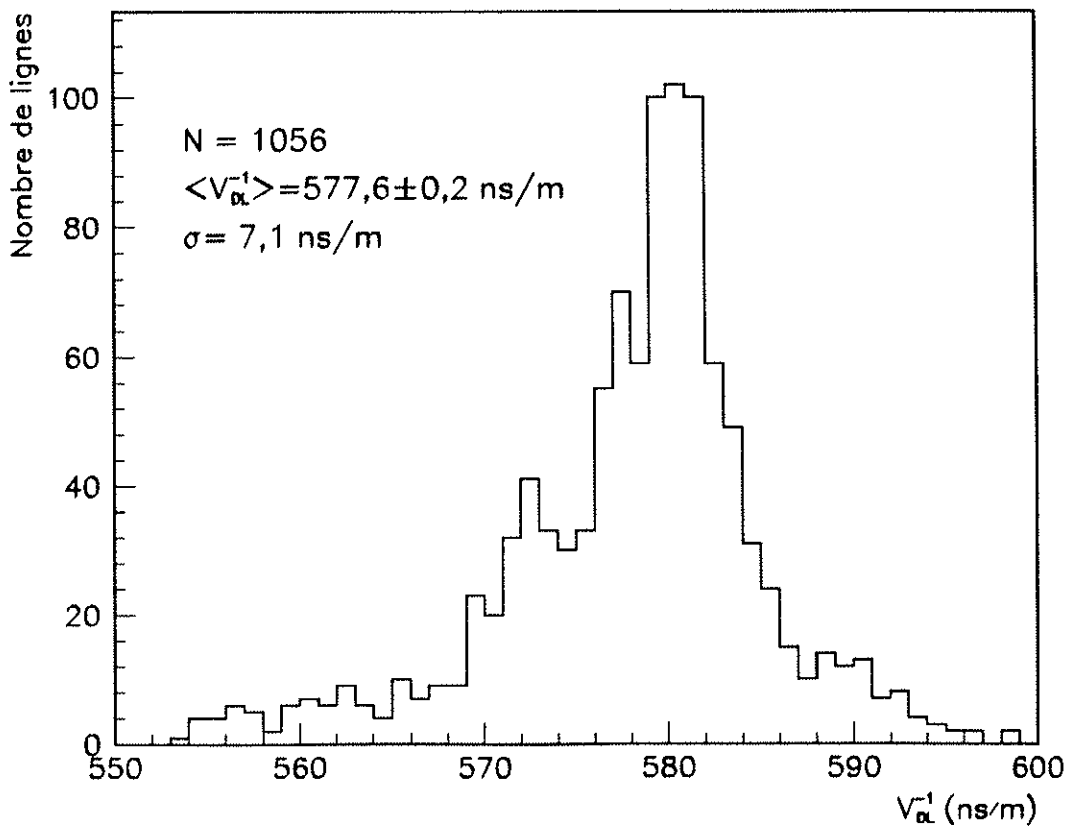


Figure 4.4.4

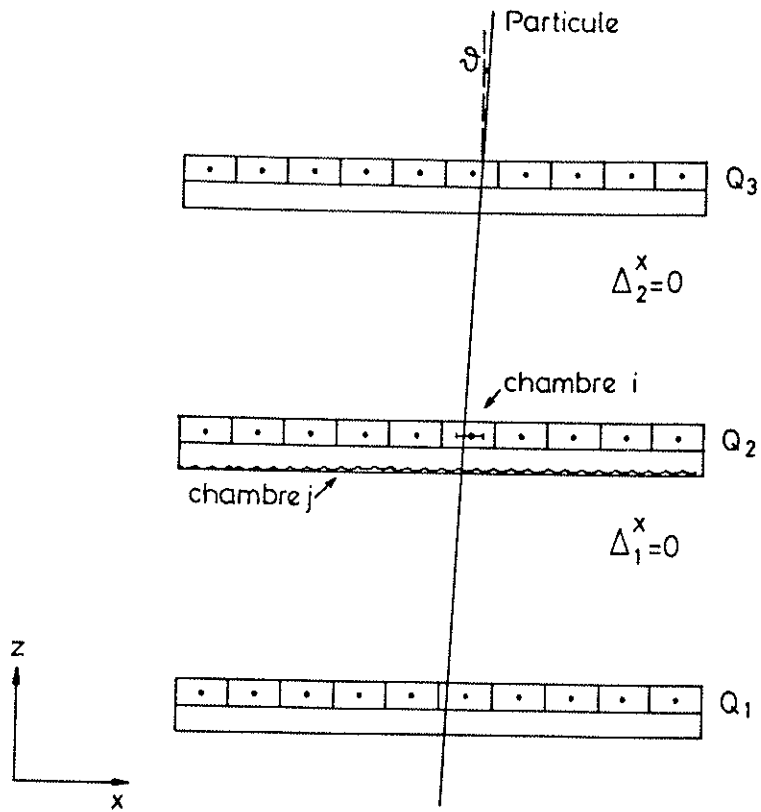


Figure 4.4.5

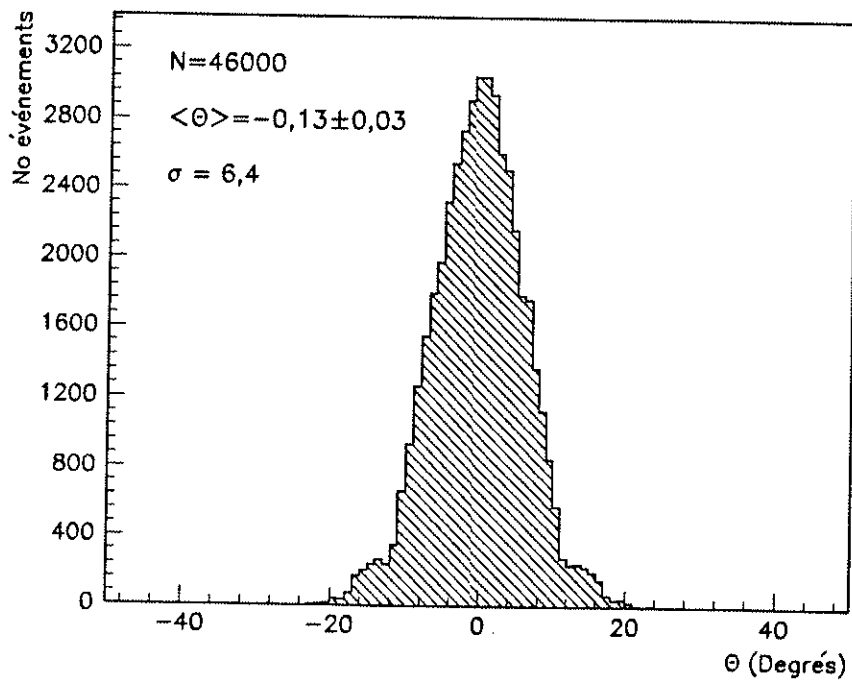


Figure 4.4.6

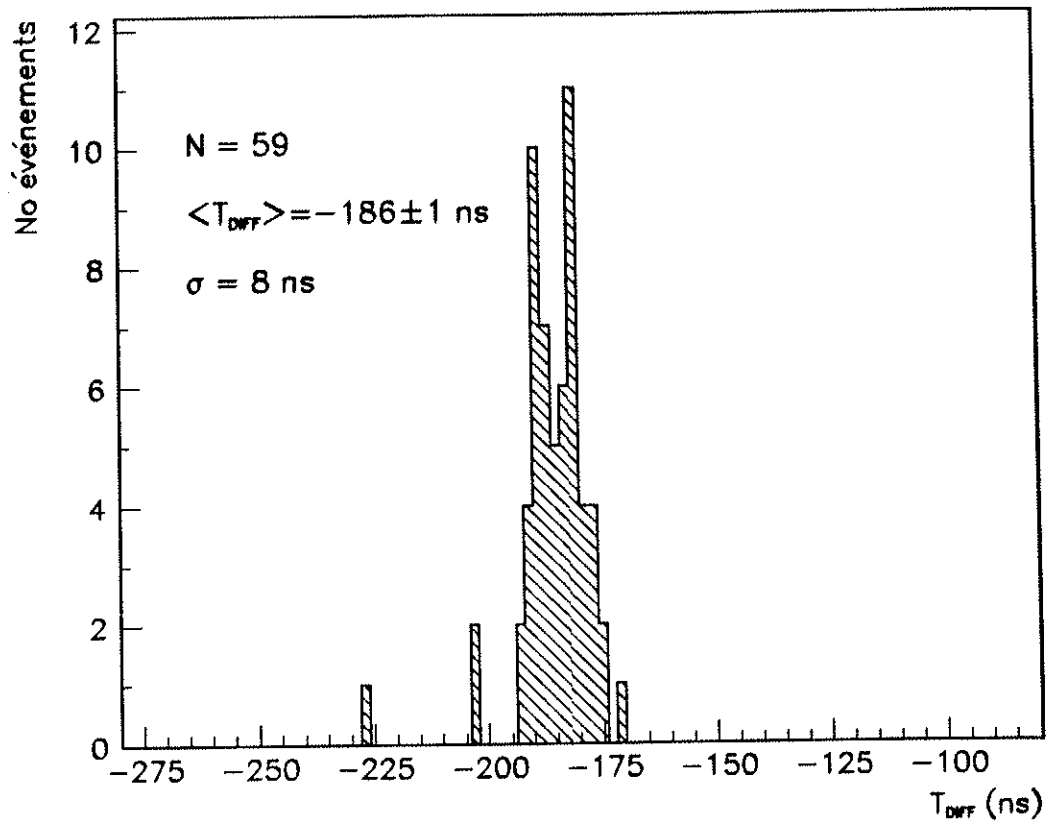


Figure 4.4.7

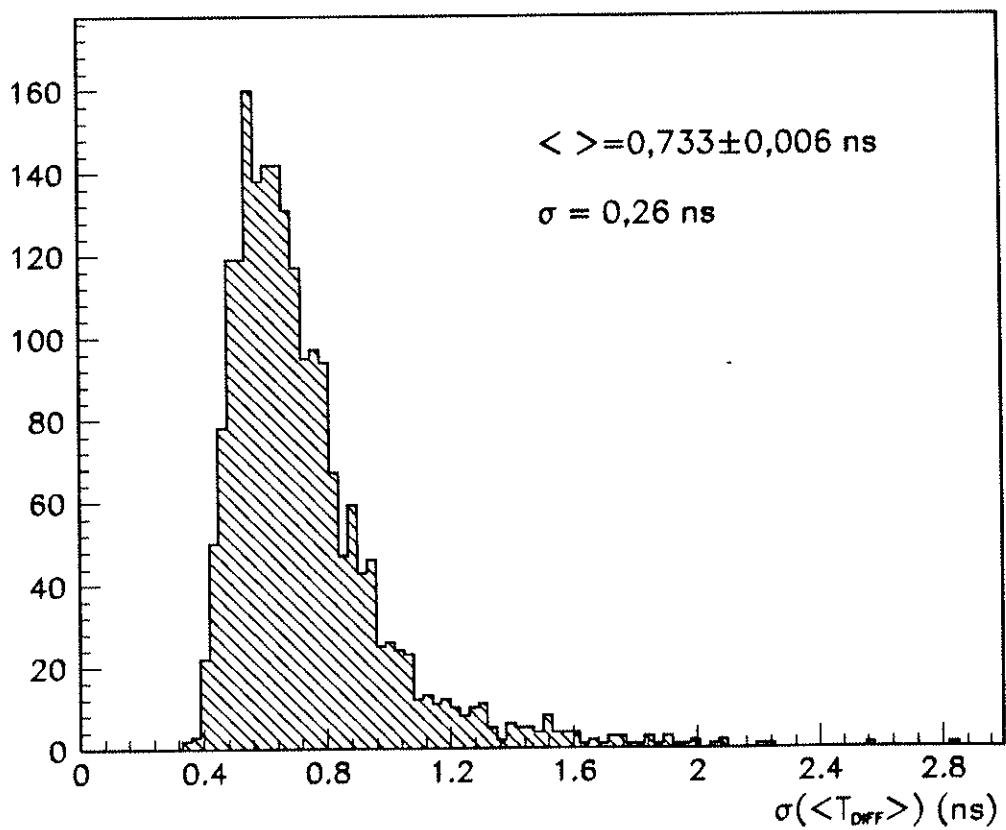


Figure 4.4.8

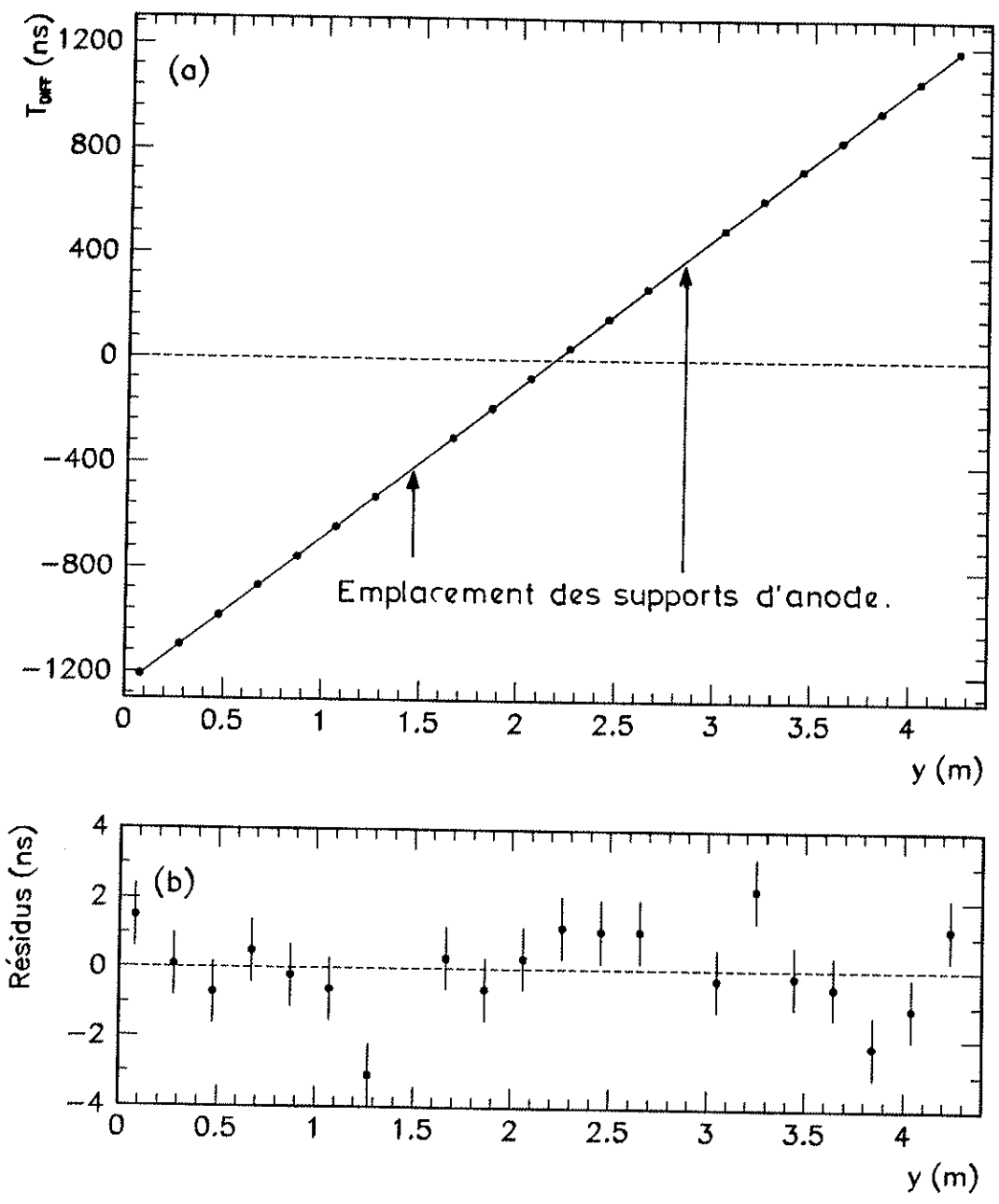


Figure 4.4.9

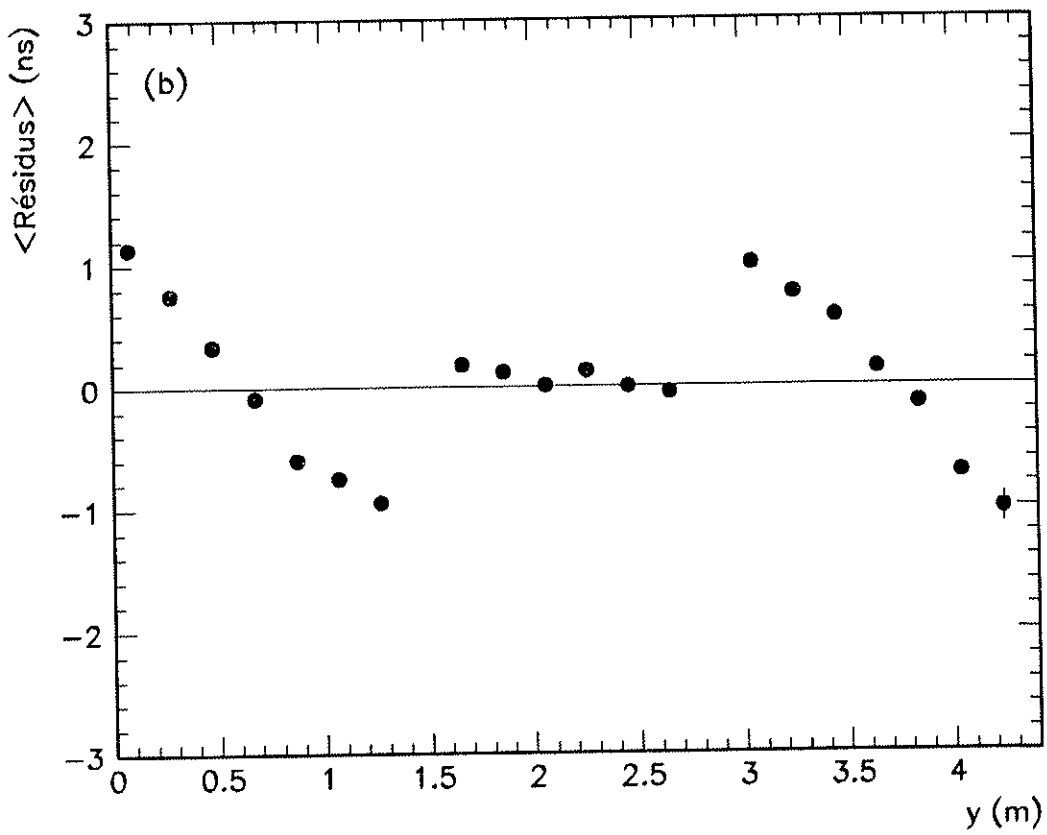
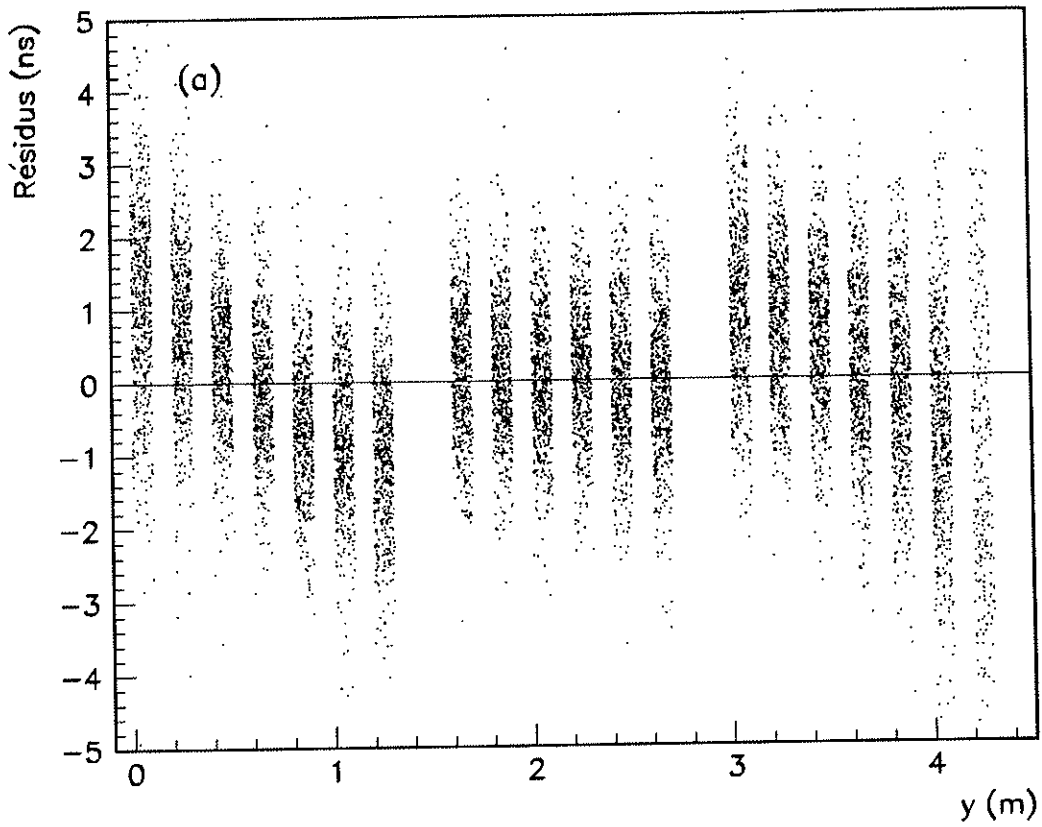


Figure 4.4.10

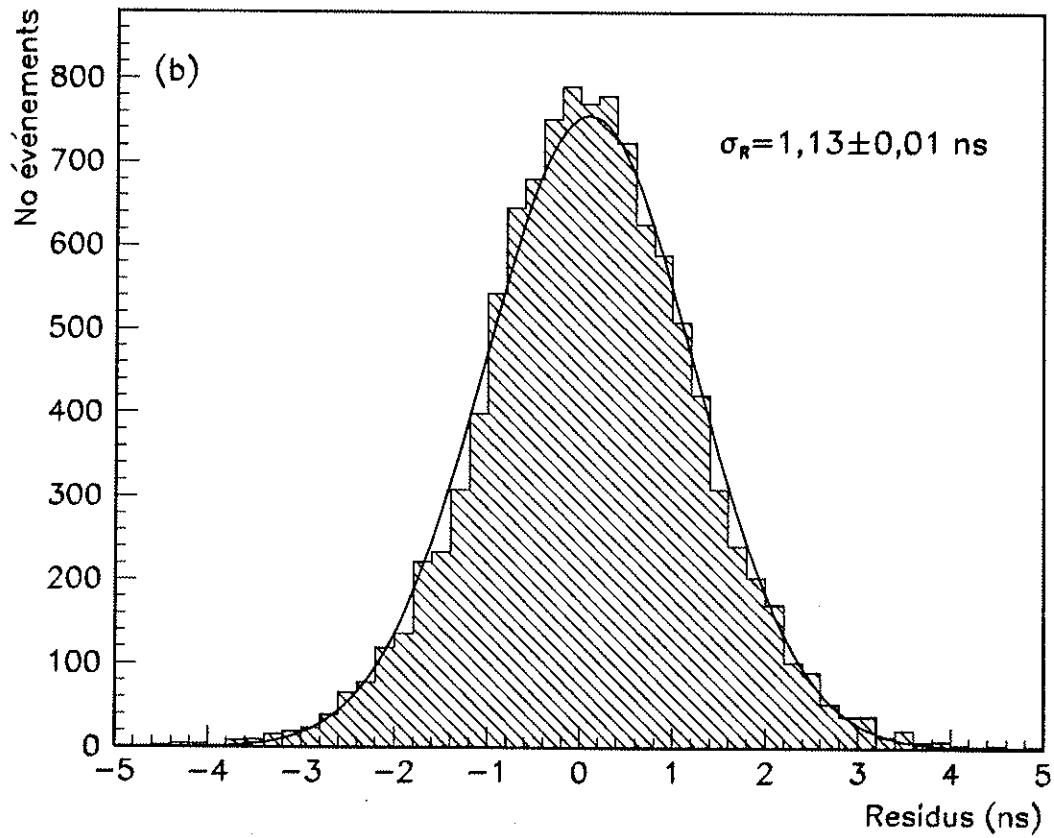
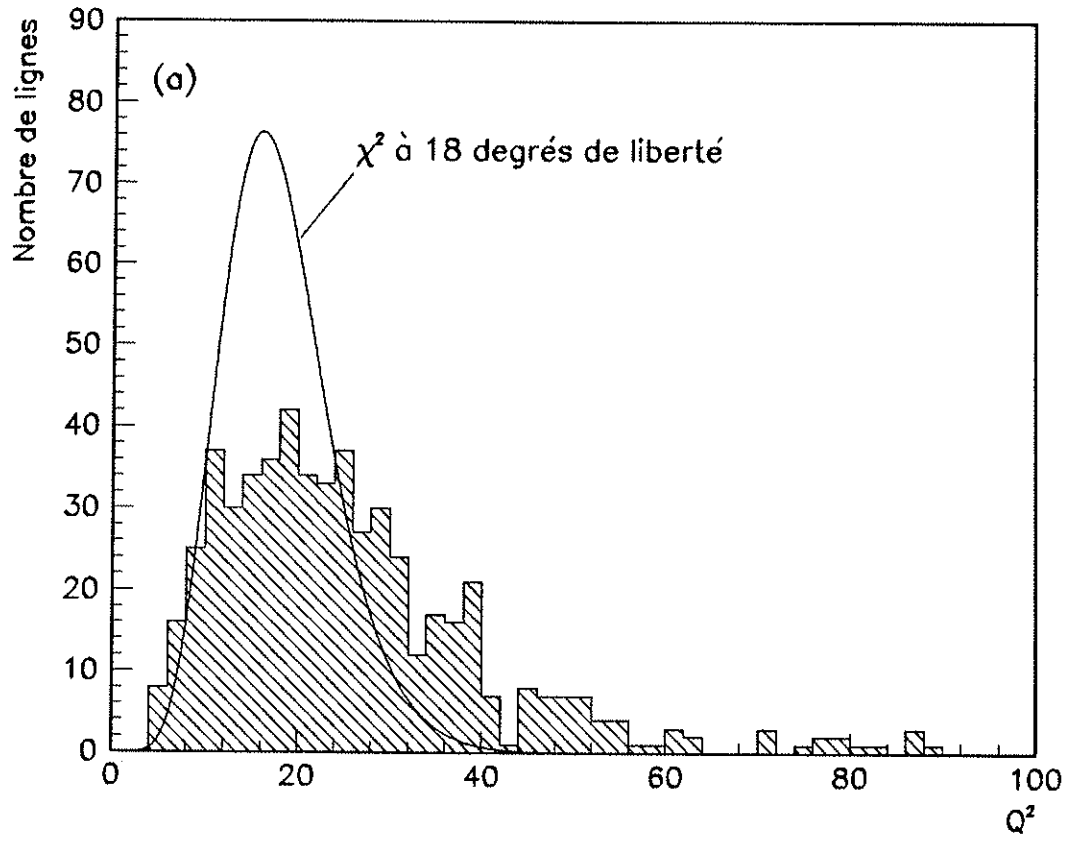


Figure 4.4.11

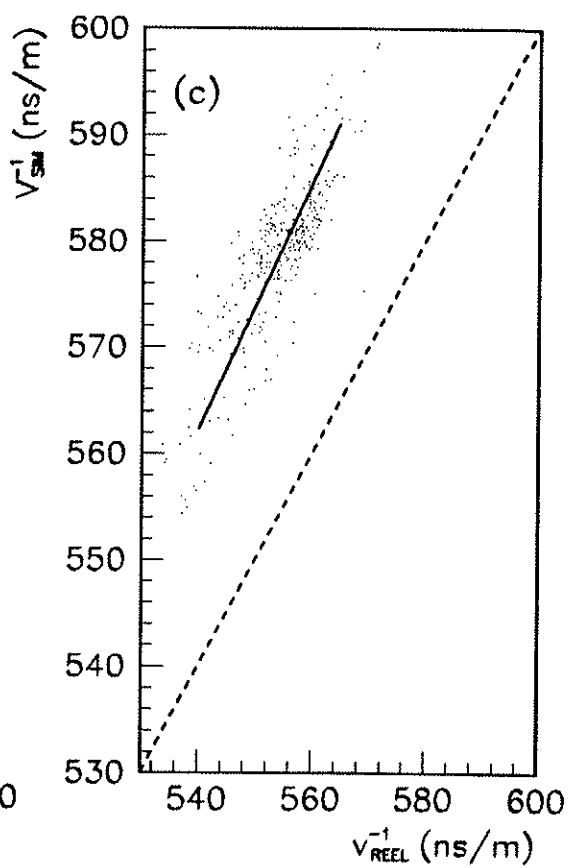
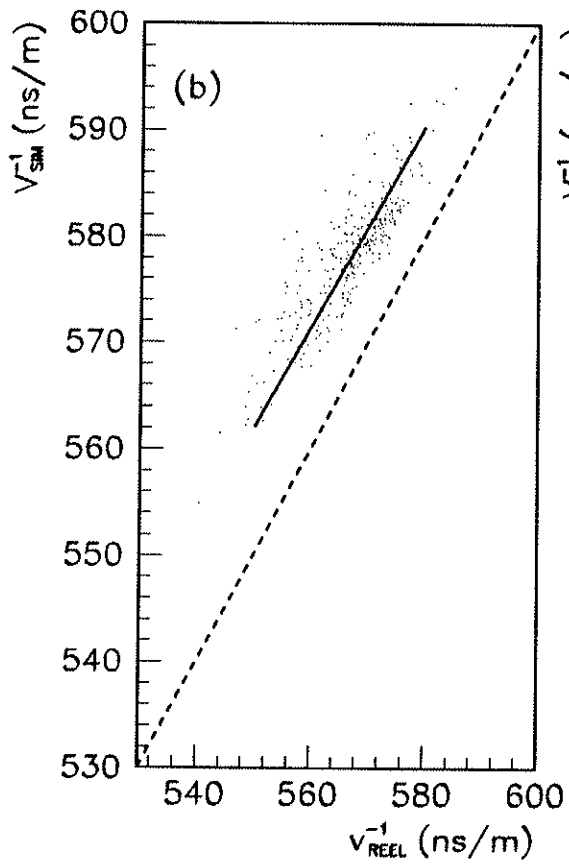
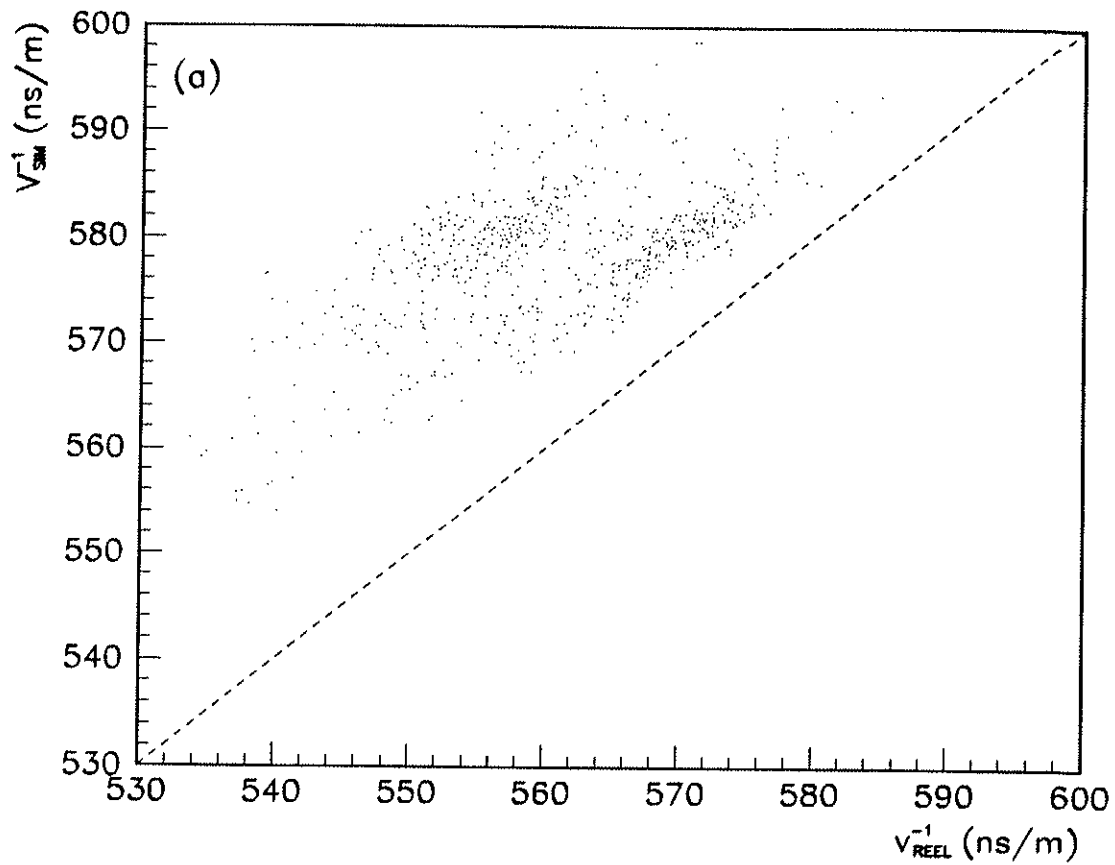


Figure 4.4.12

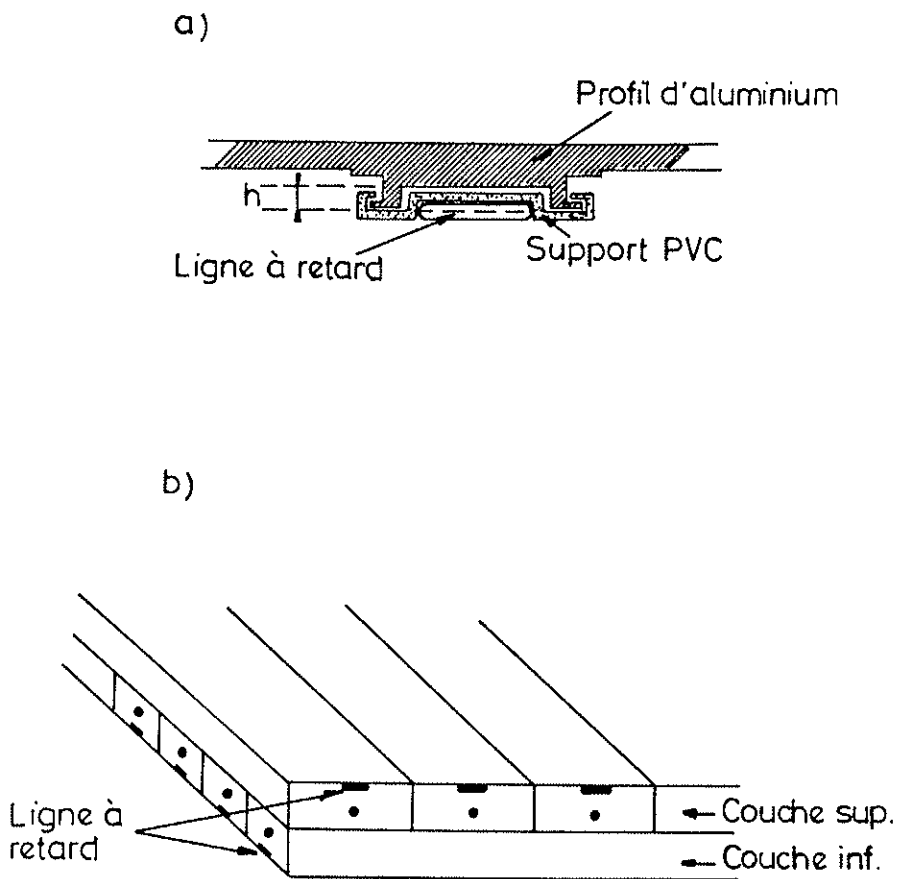


Figure 4.4.13

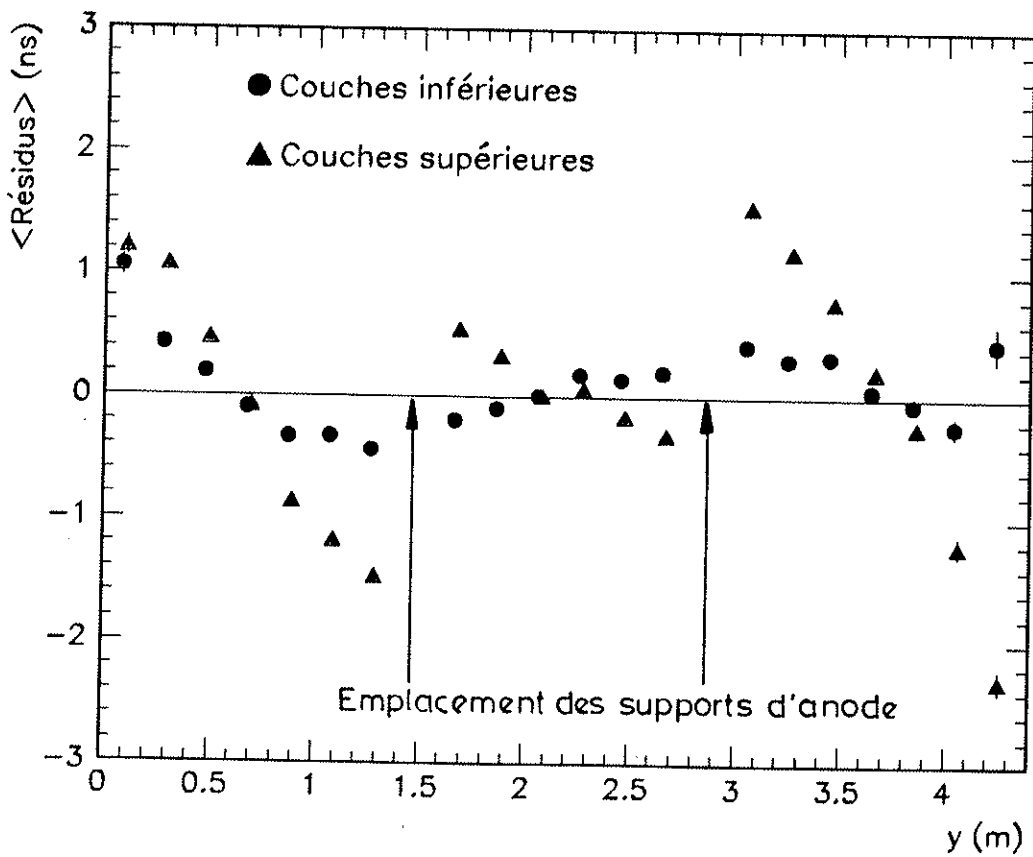


Figure 4.4.14

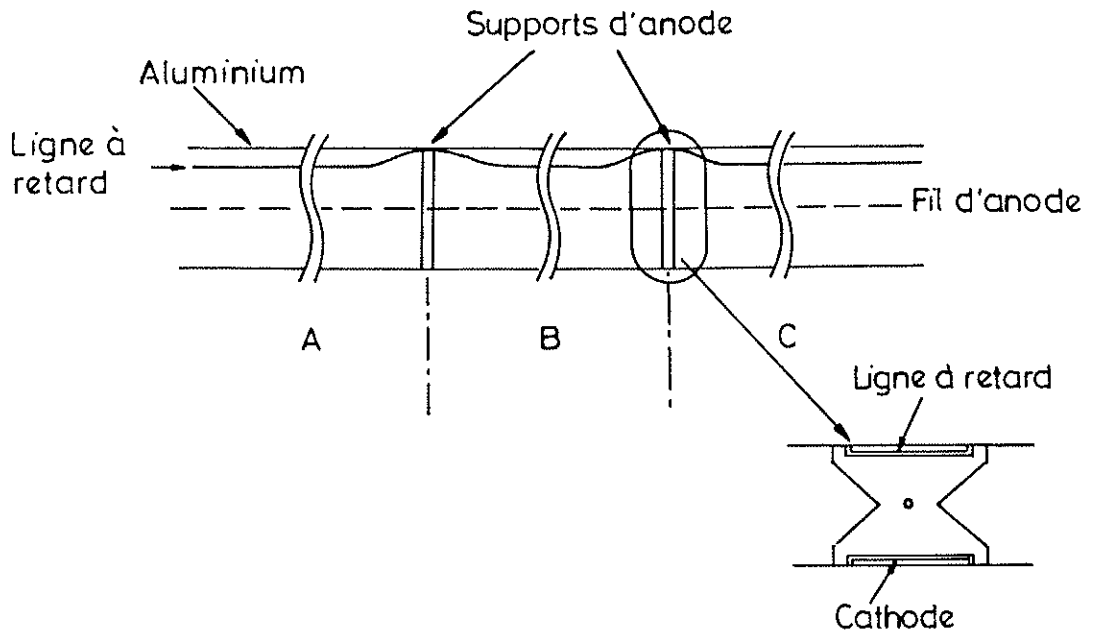


Figure 4.4.15

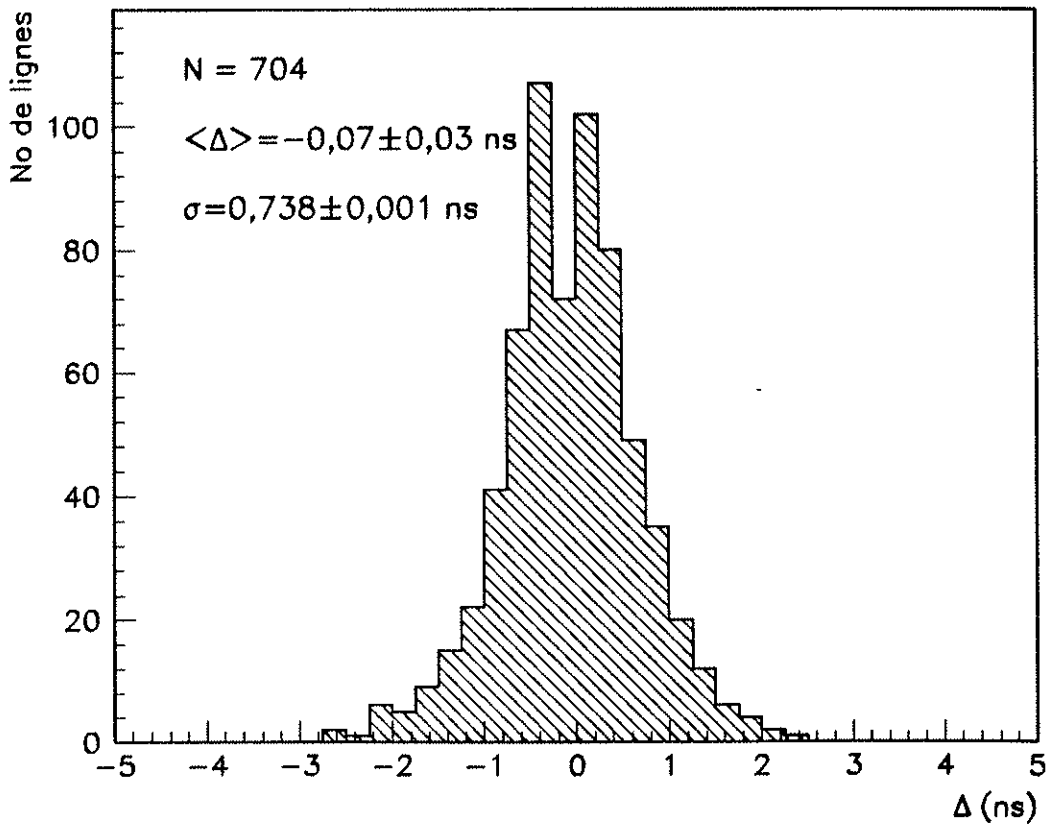


Figure 4.4.16

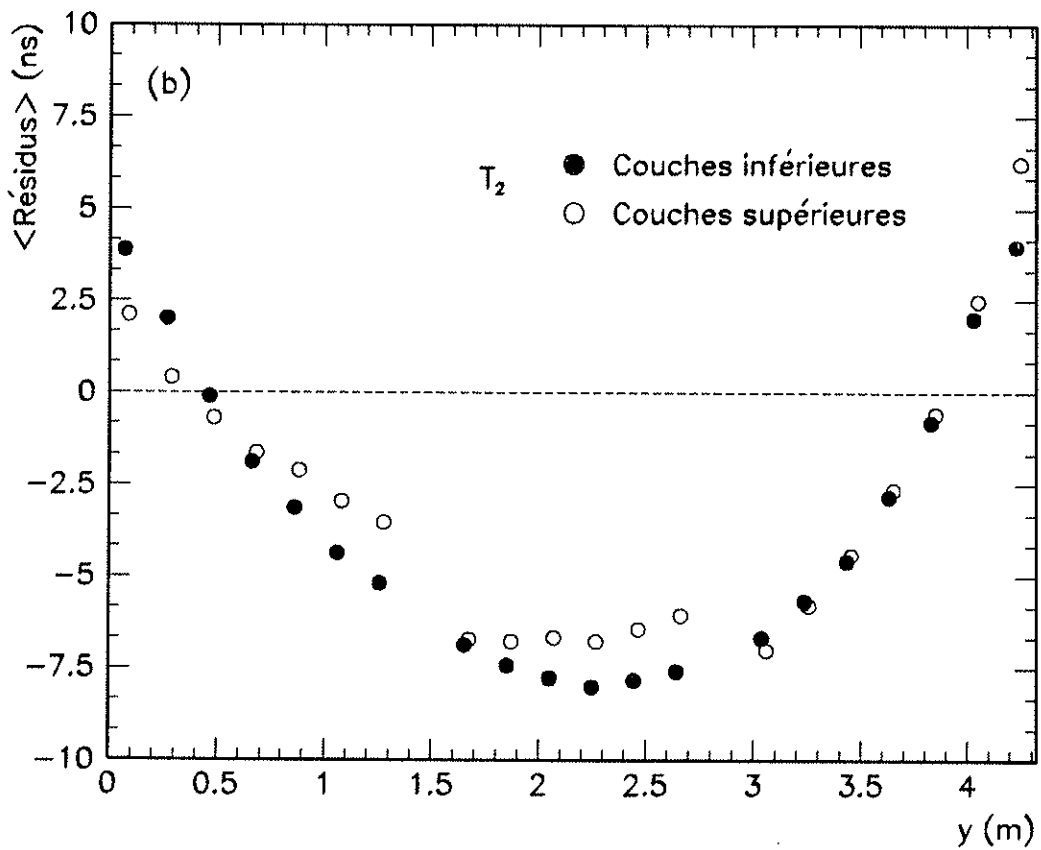
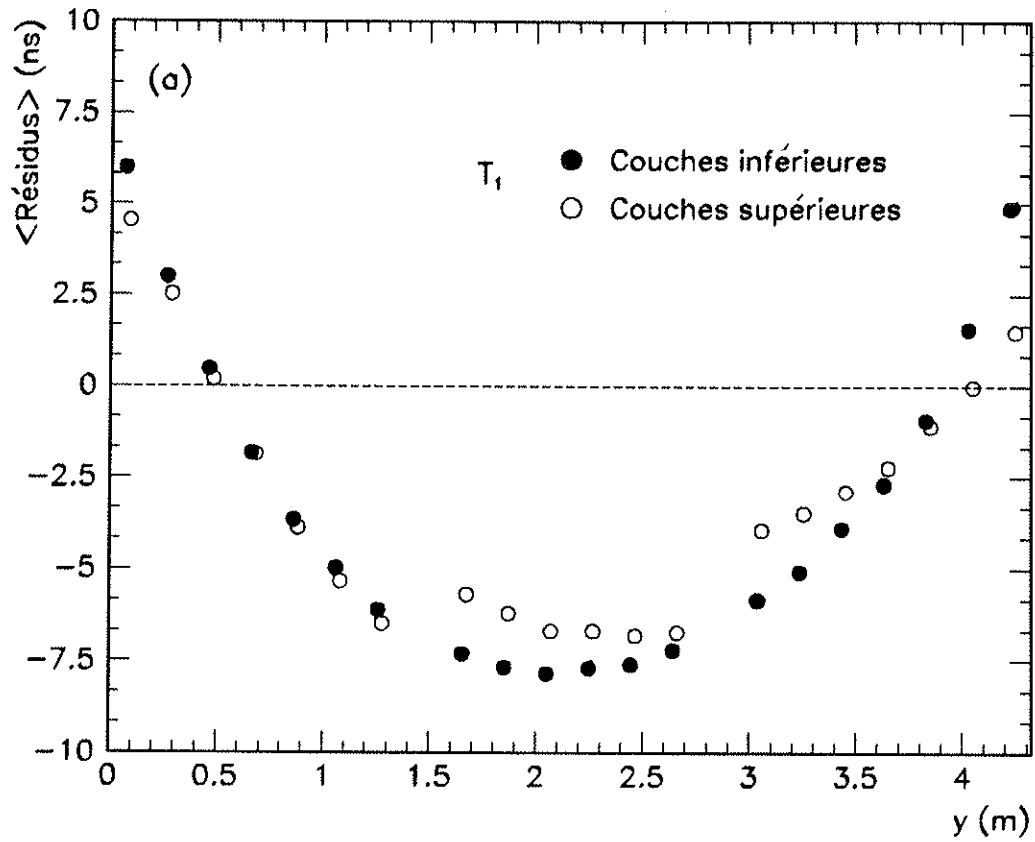


Figure 4.4.17

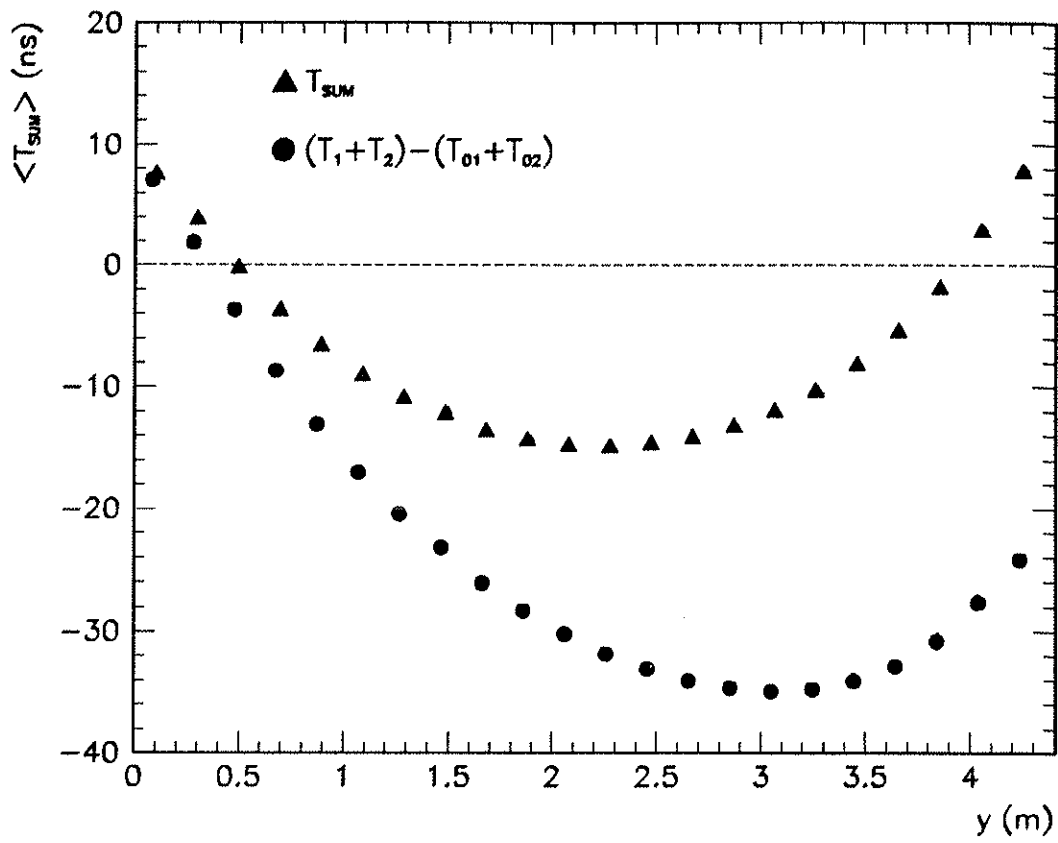


Figure 4.4.18

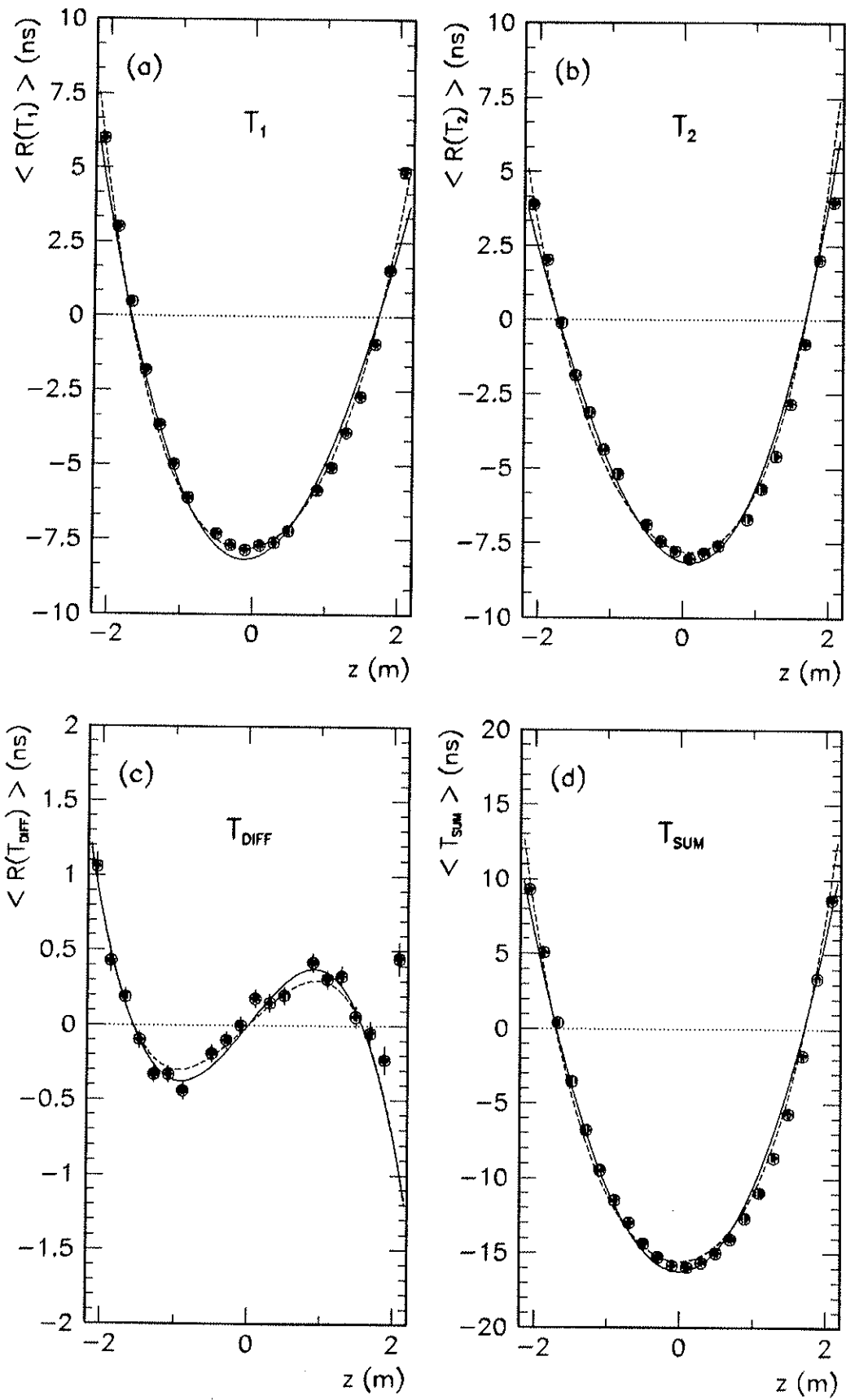


Figure 4.4.19

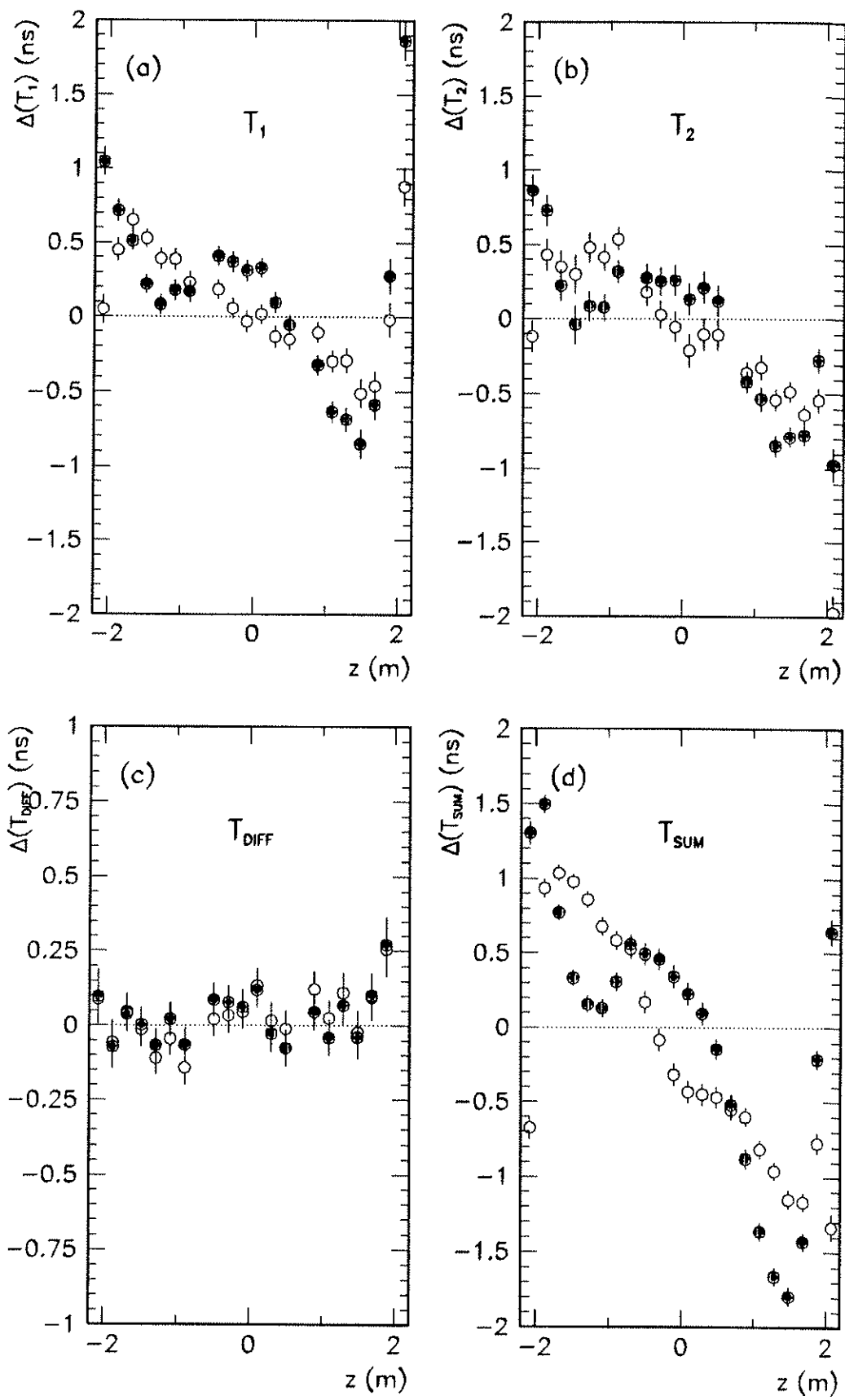


Figure 4.4.20

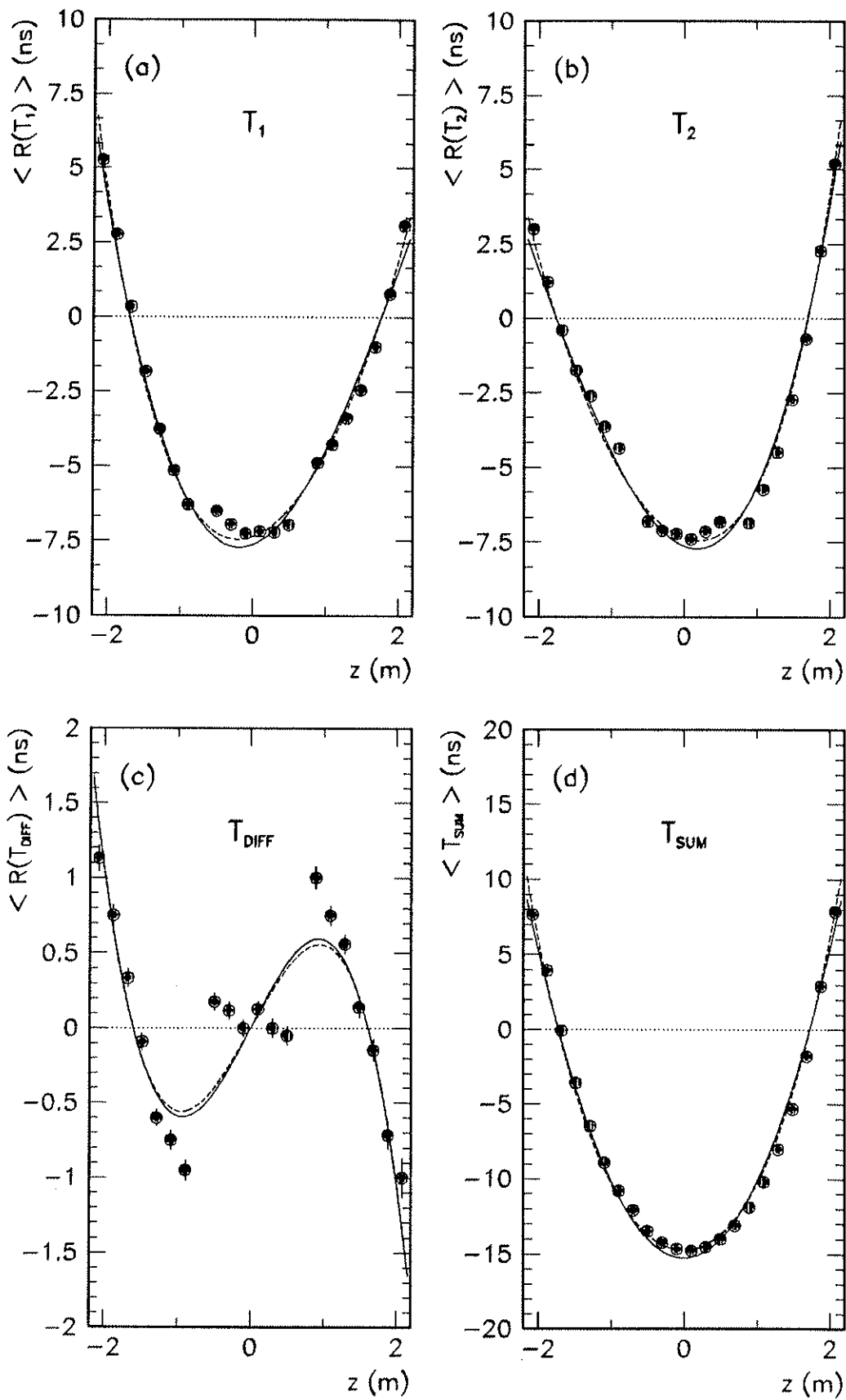


Figure 4.4.21

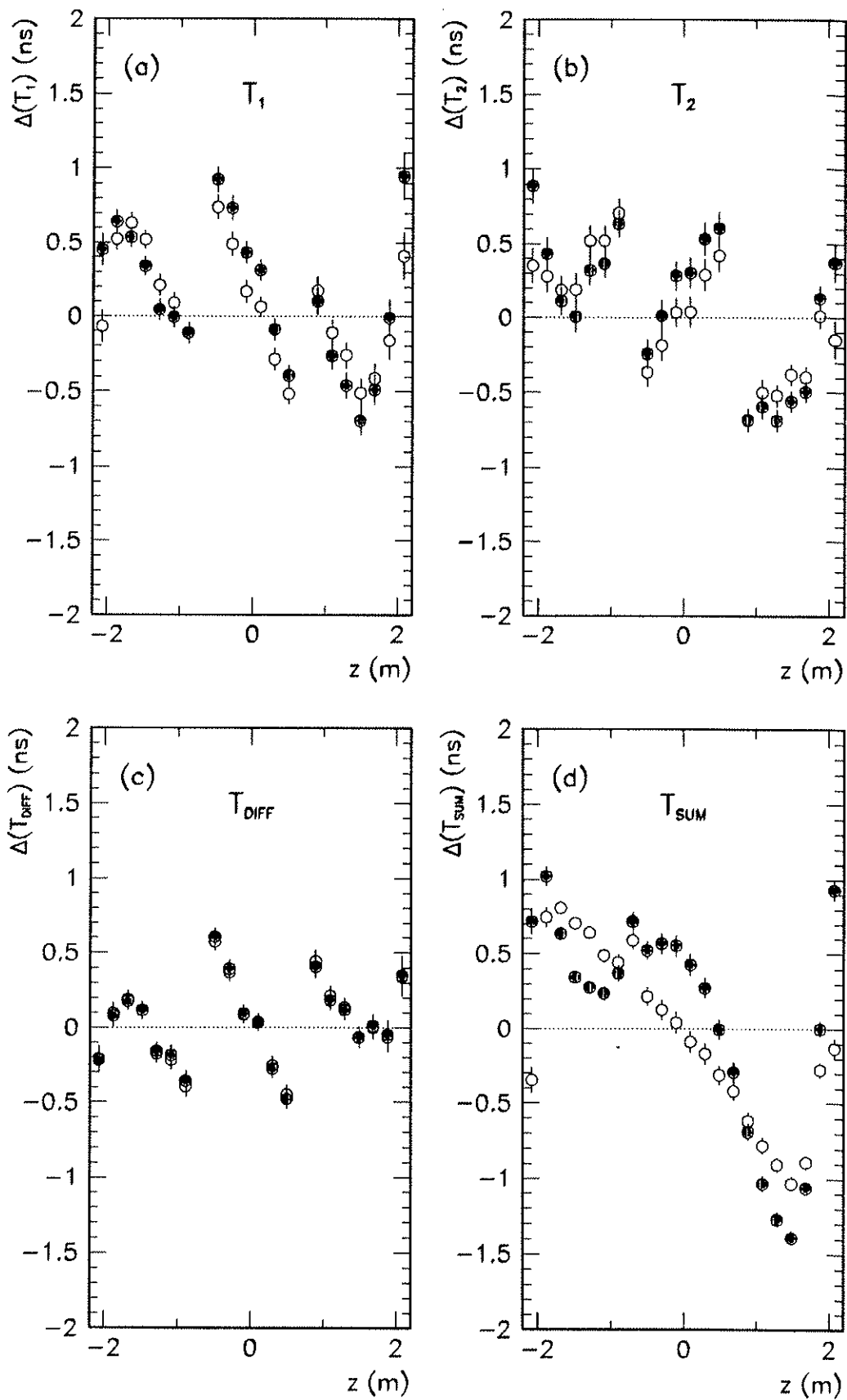


Figure 4.4.22

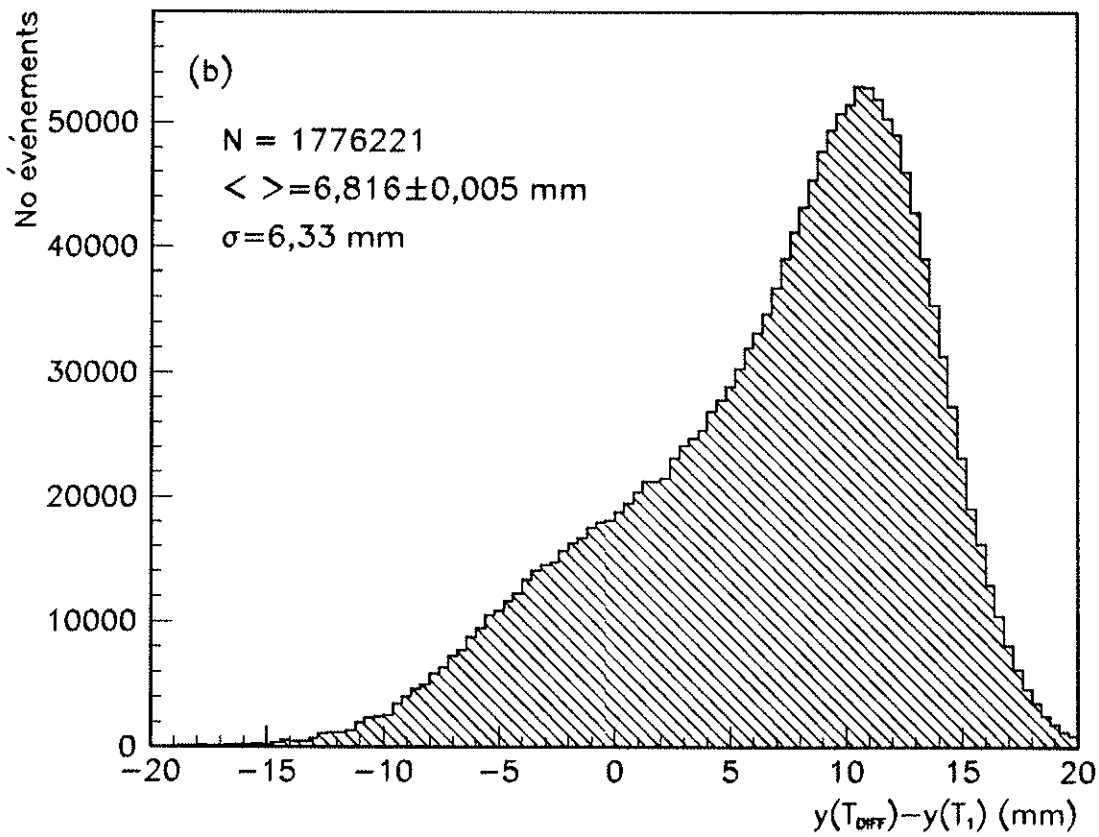
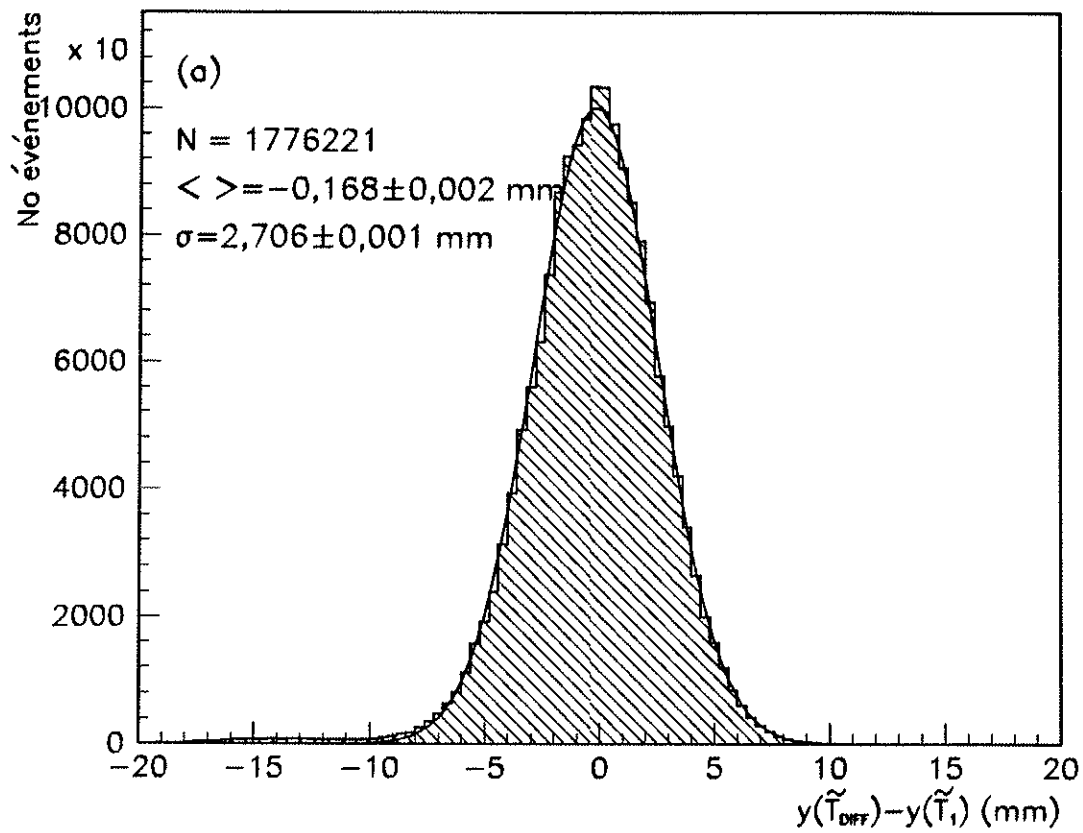


Figure 4.4.23

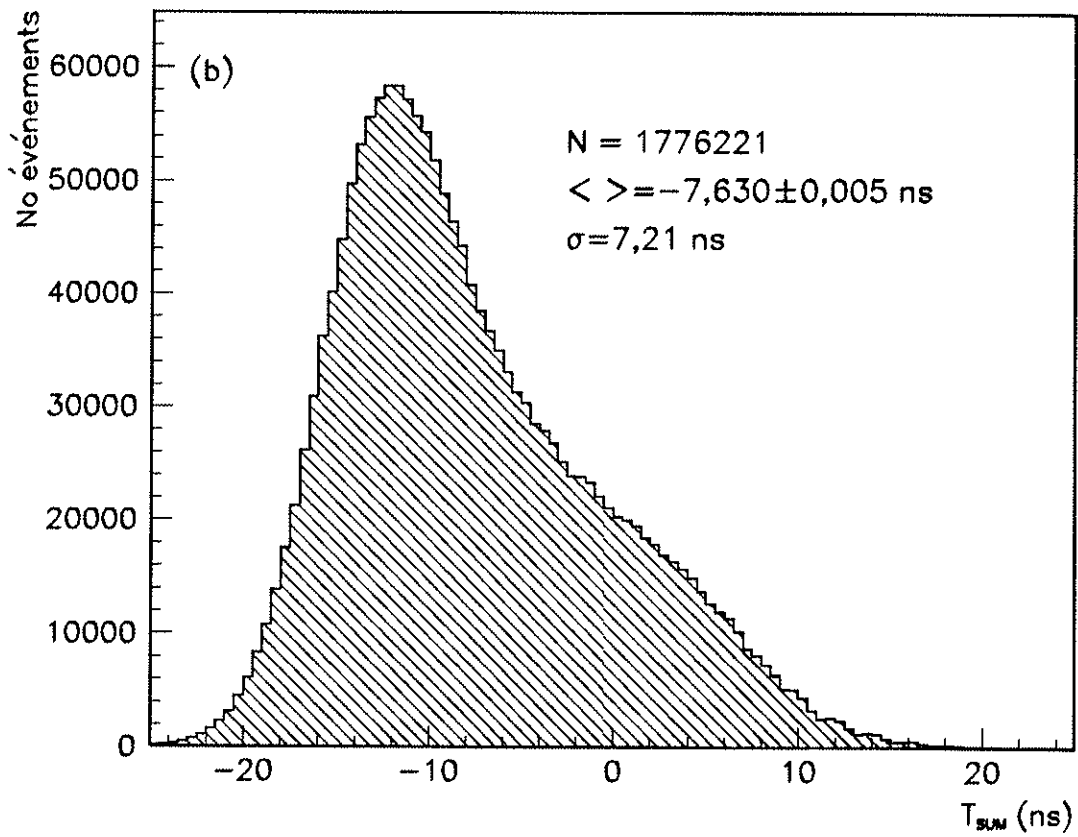
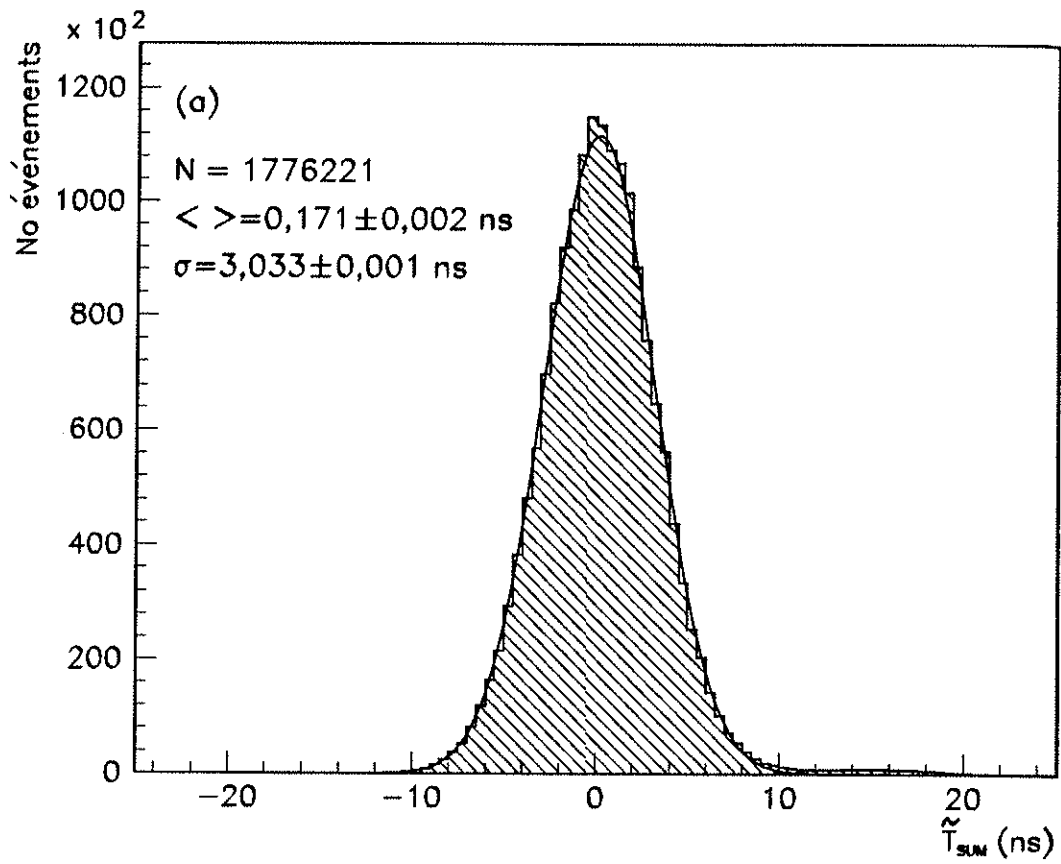


Figure 4.4.24

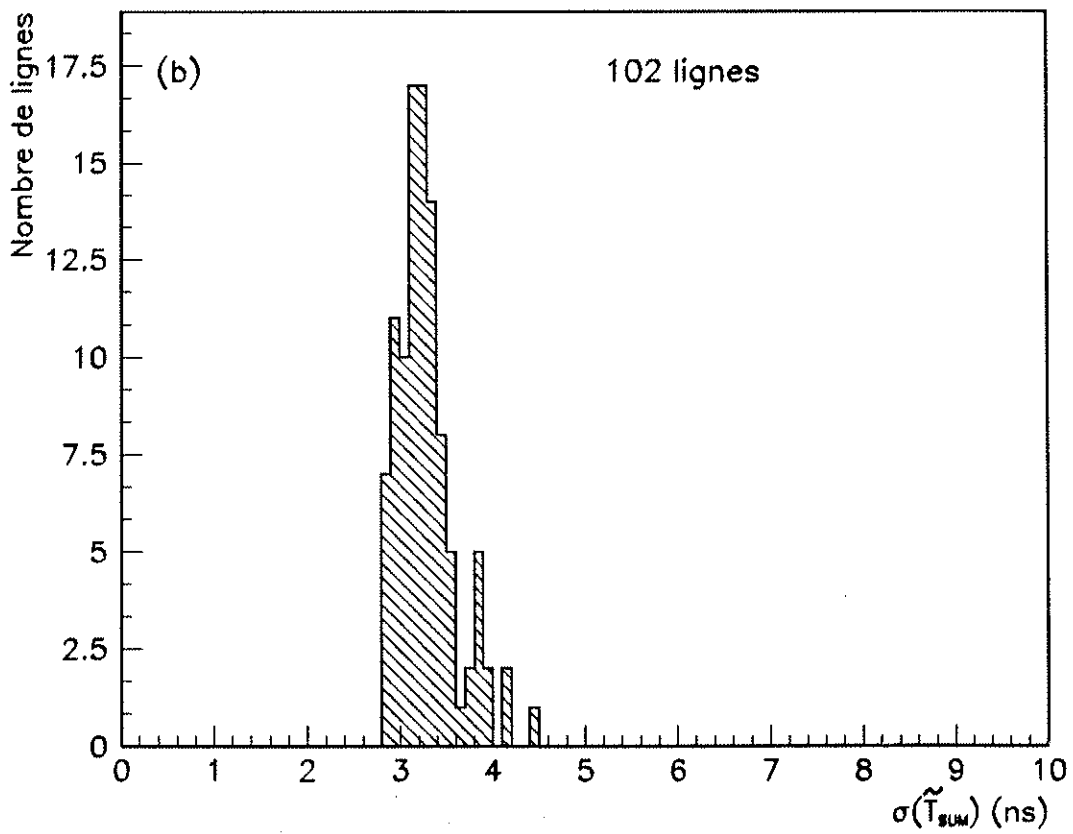
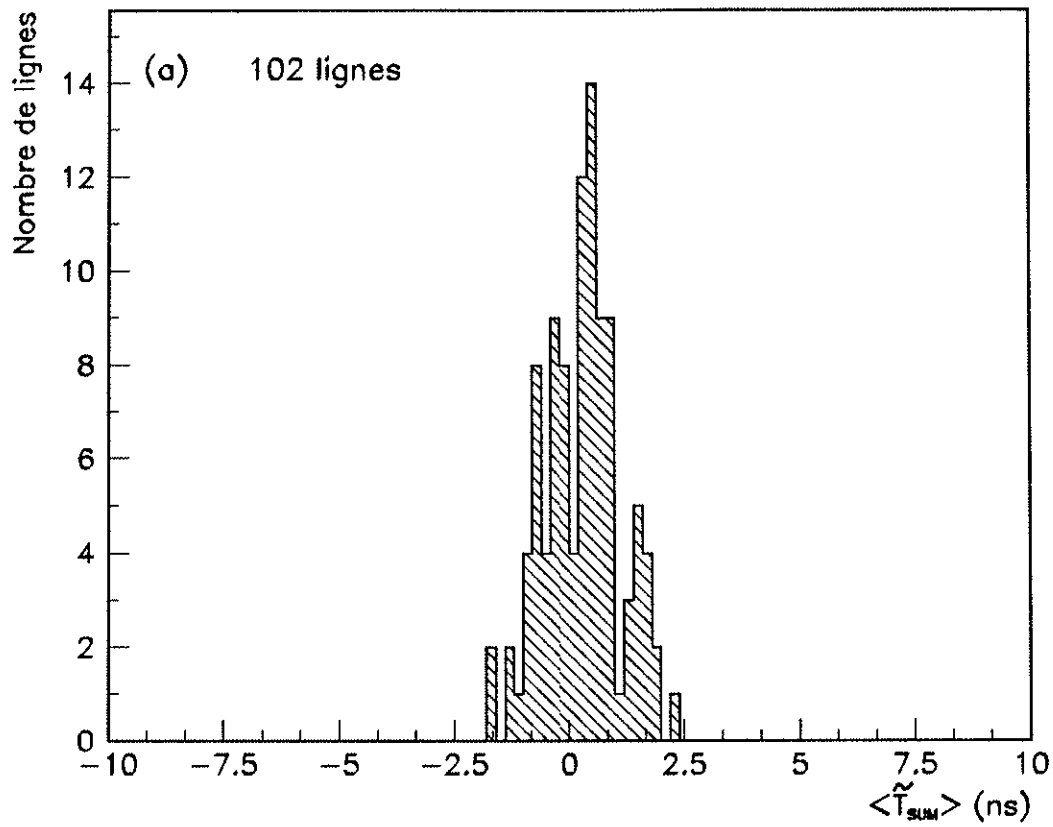
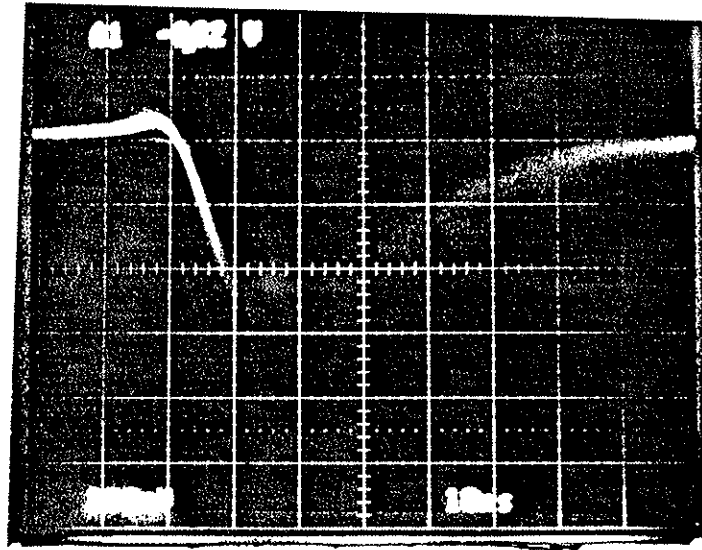


Figure 4.4.25

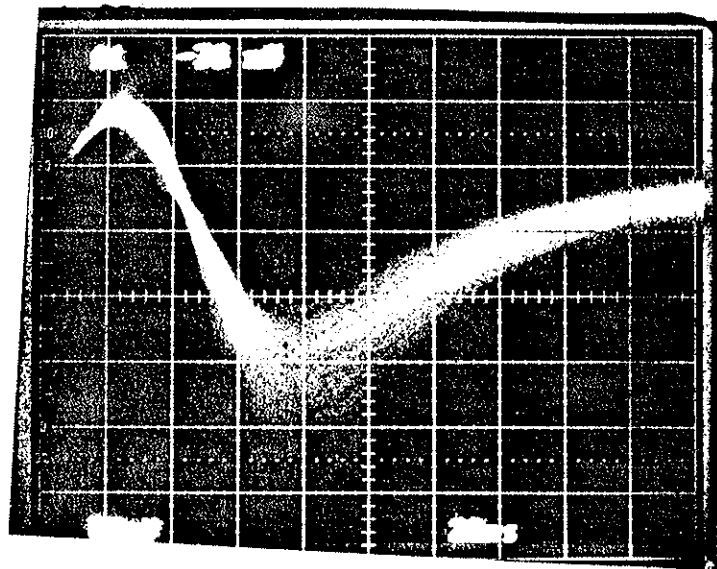
(a)



$$\Delta V = 200 \text{ mV}$$

$$\Delta t = 10 \text{ ns}$$

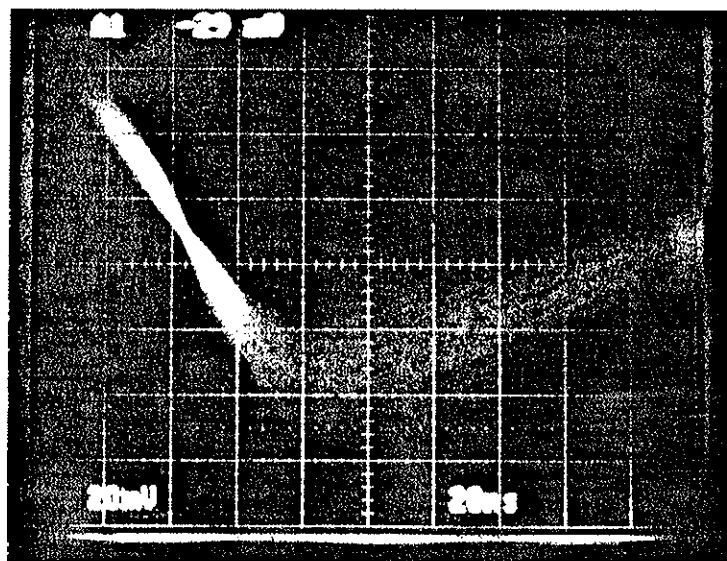
(b)



$$\Delta V = 50 \text{ mV}$$

$$\Delta t = 20 \text{ ns}$$

(c)



$$\Delta V = 20 \text{ mV}$$

$$\Delta t = 20 \text{ ns}$$

Figure 4.4.26

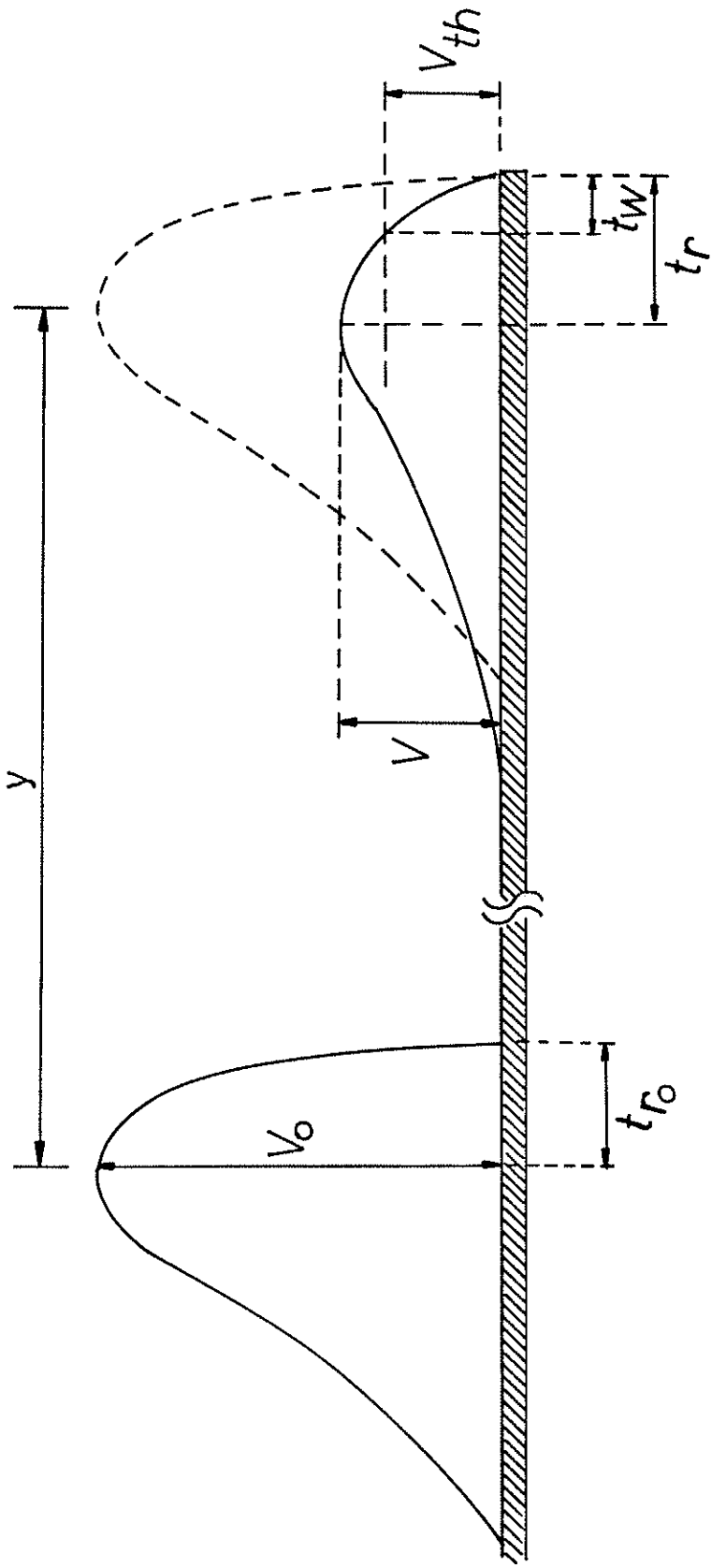


Figure 4.4.27

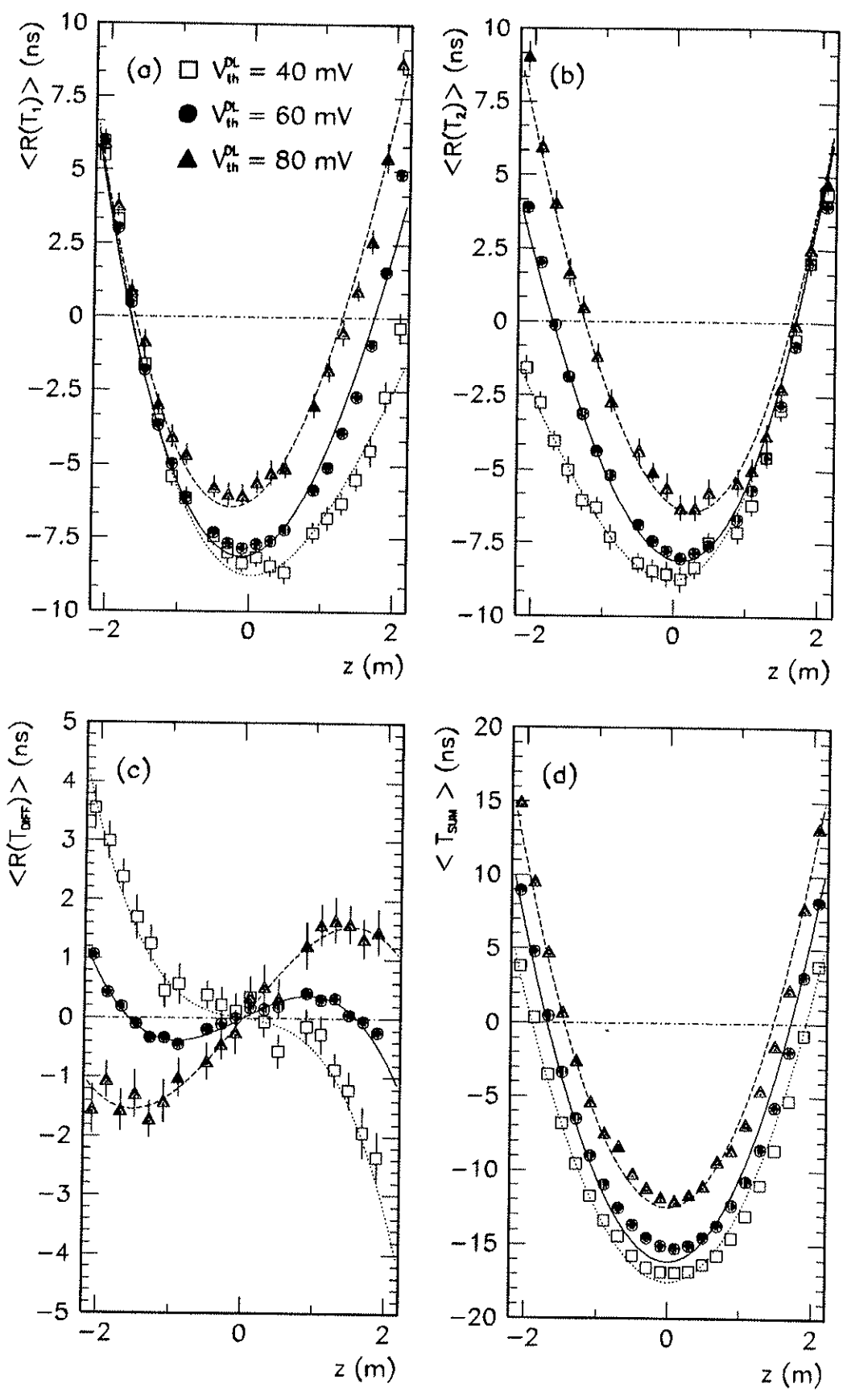


Figure 4.4.28

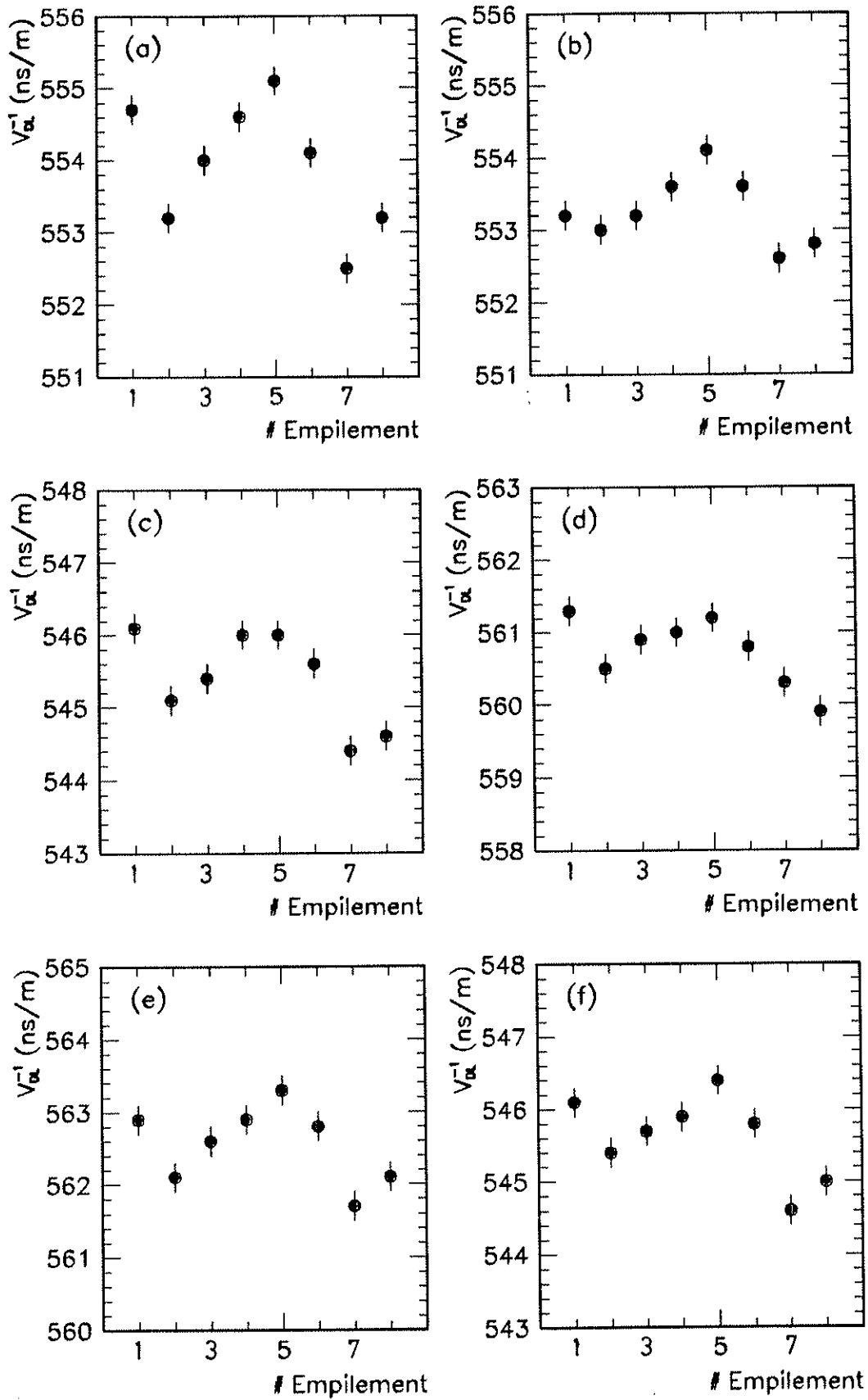


Figure 4.4.29

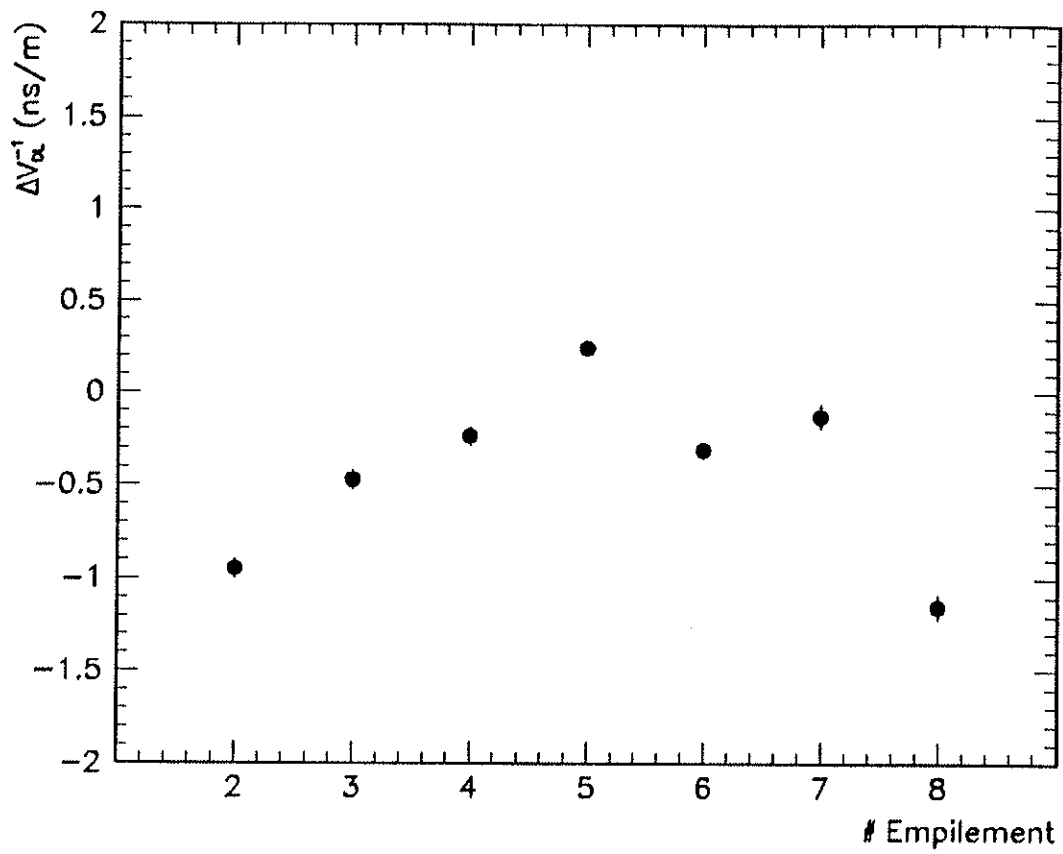


Figure 4.4.30

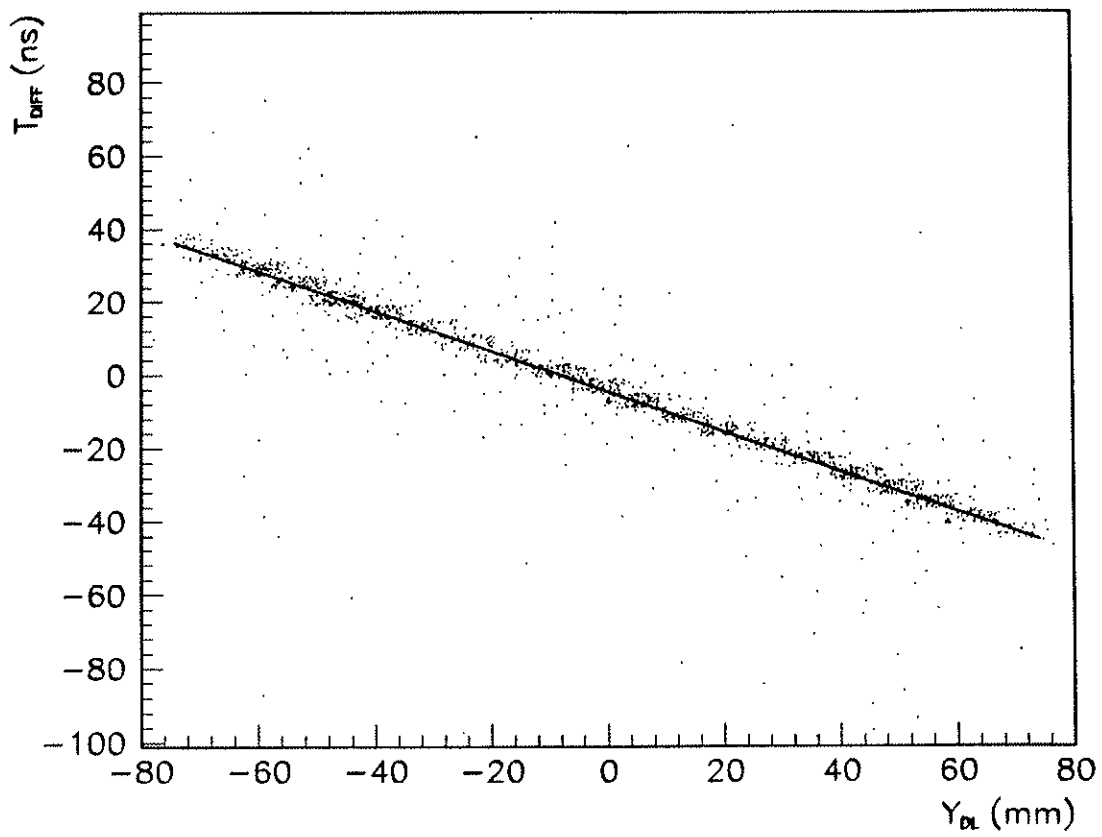


Figure 4.4.31

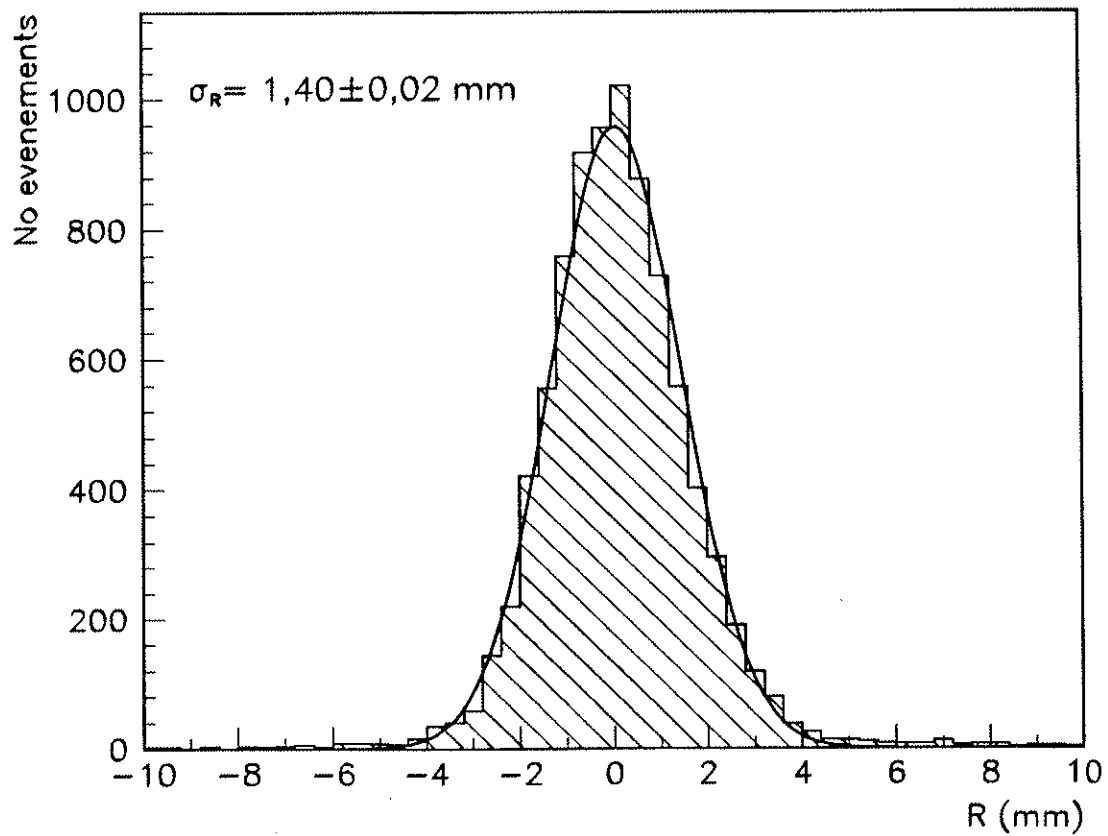


Figure 4.4.32

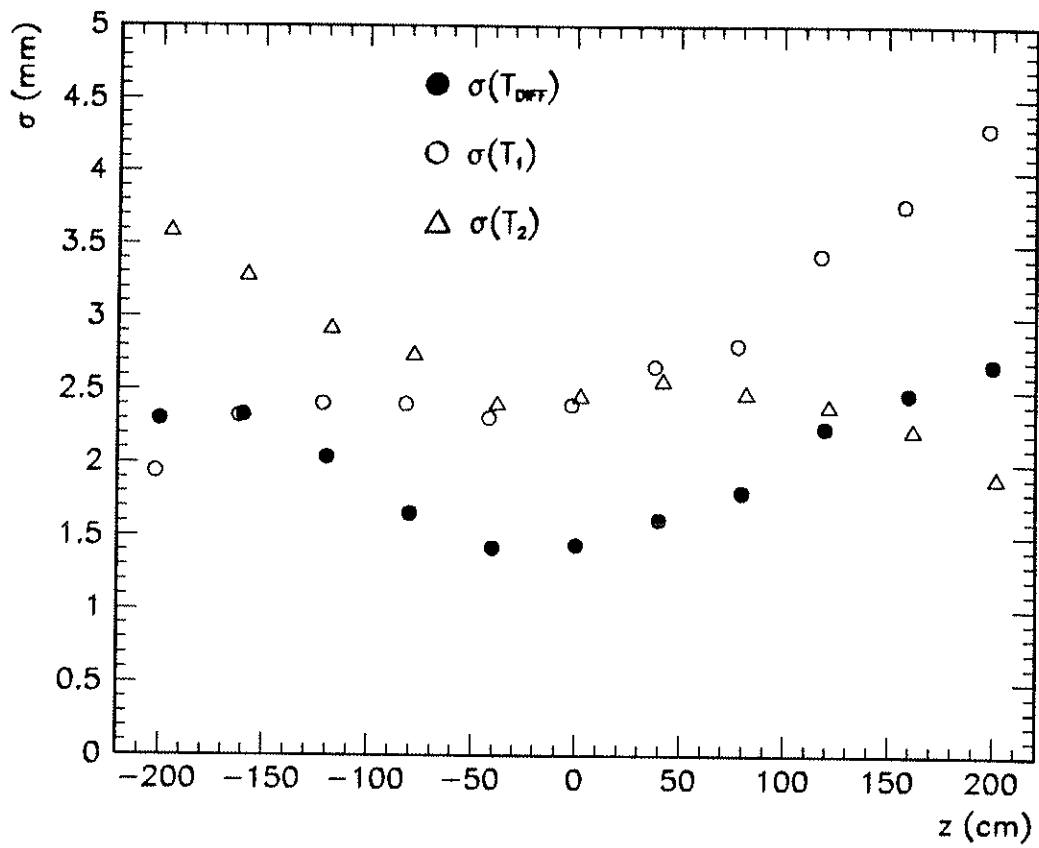


Figure 4.4.33

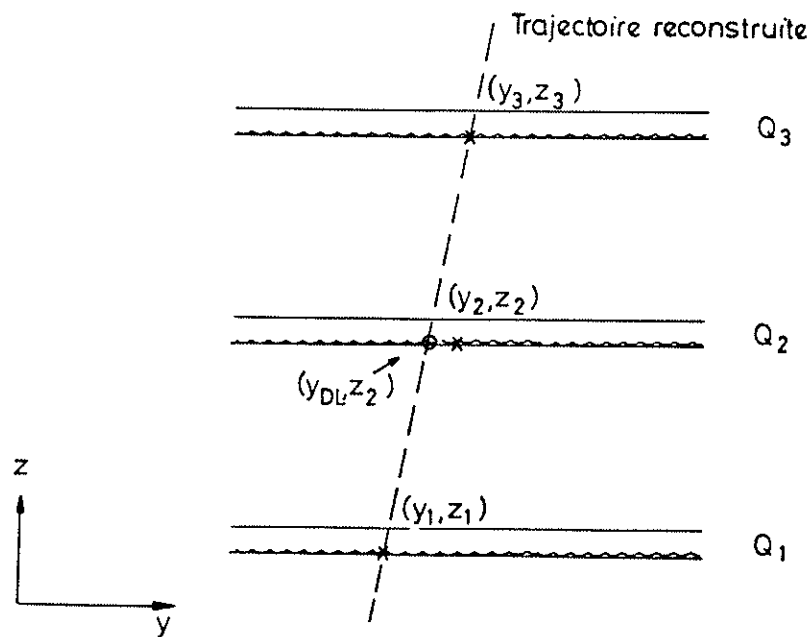


Figure 4.4.34

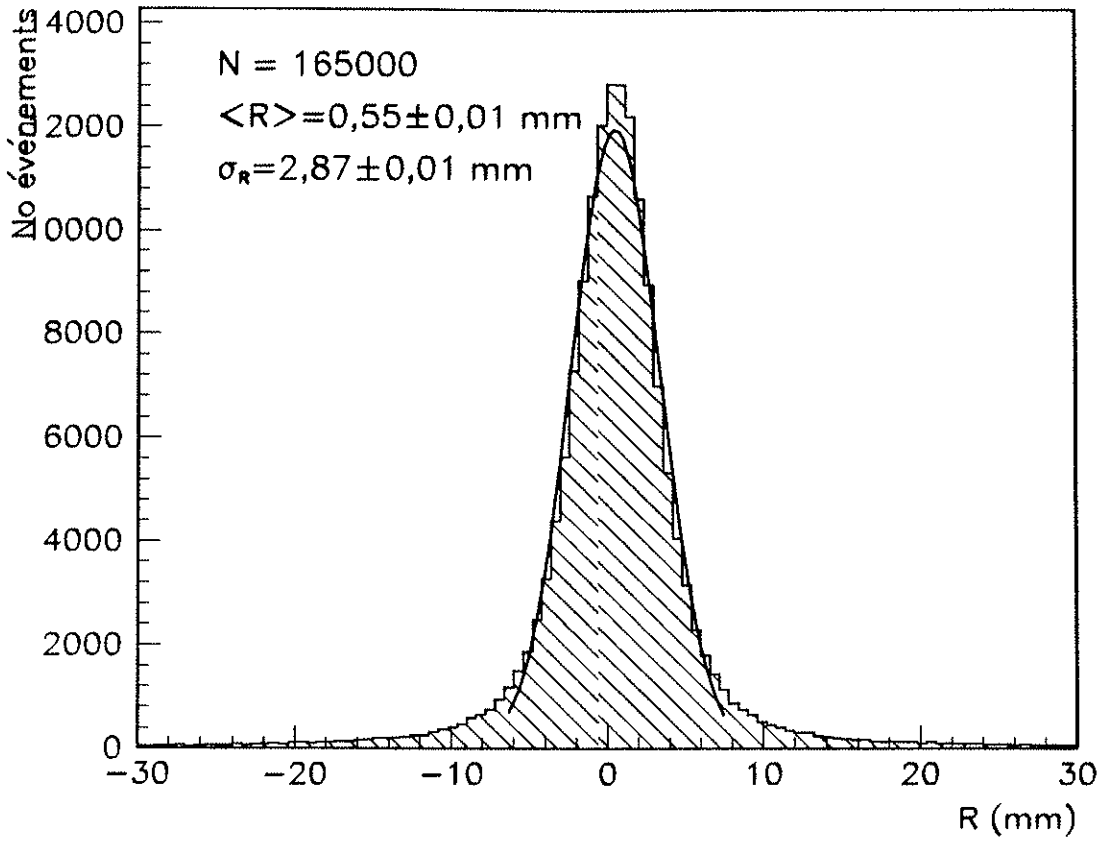


Figure 4.4.35

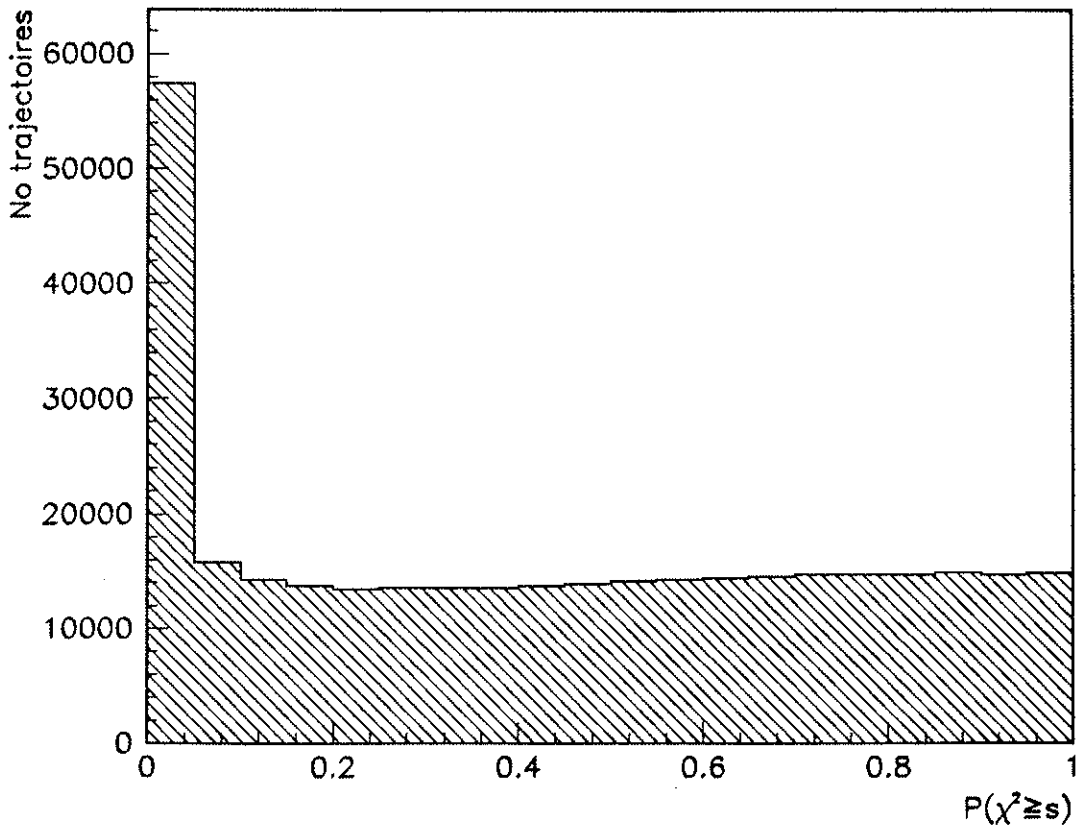


Figure 4.4.36

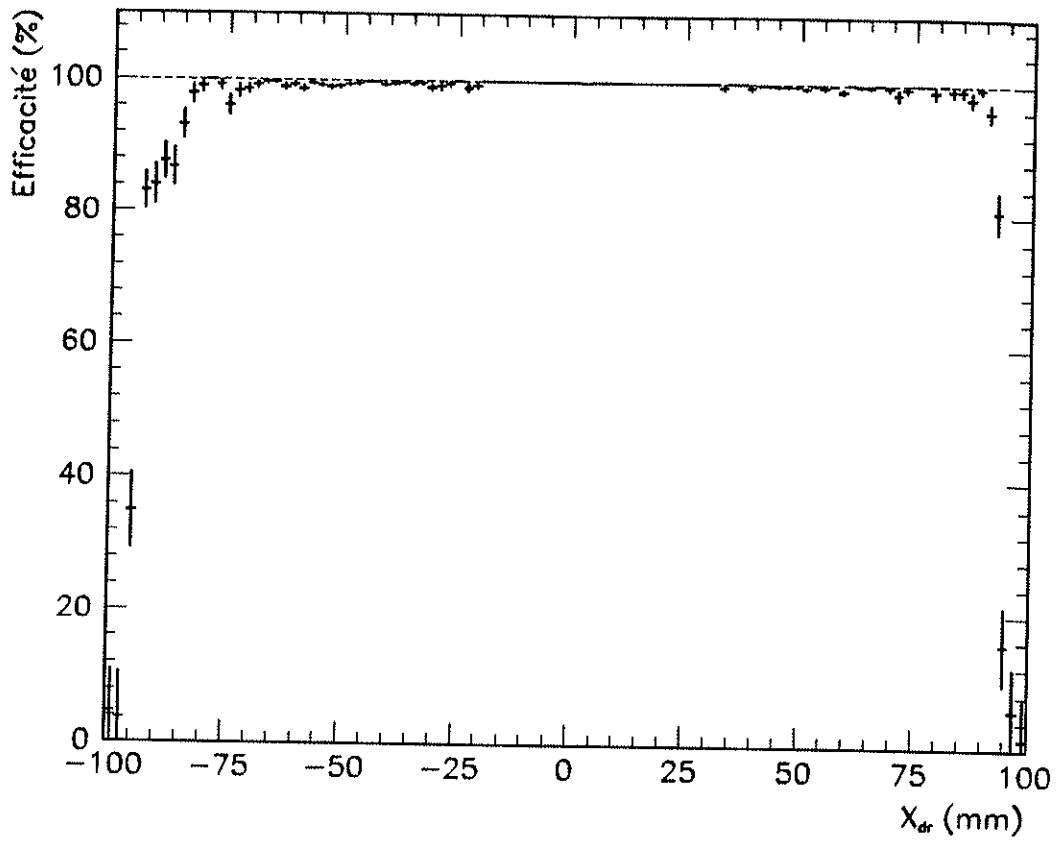


Figure 4.5.1

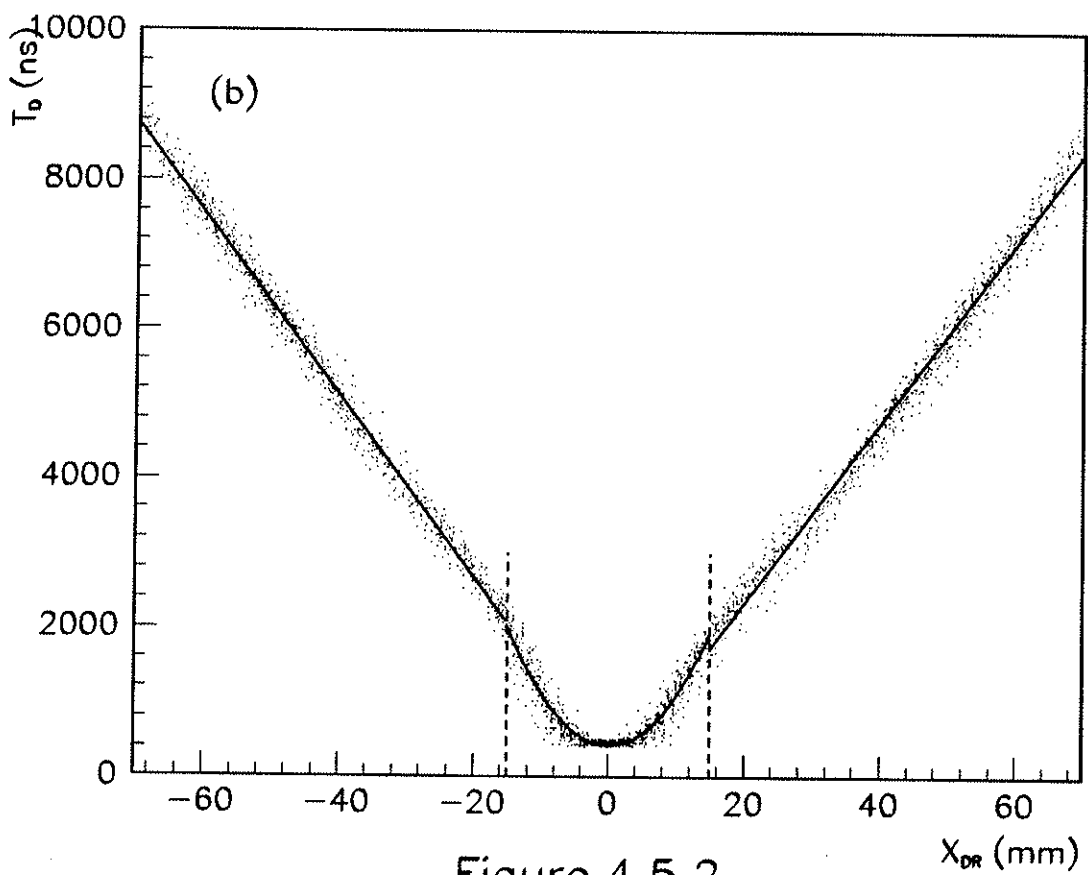
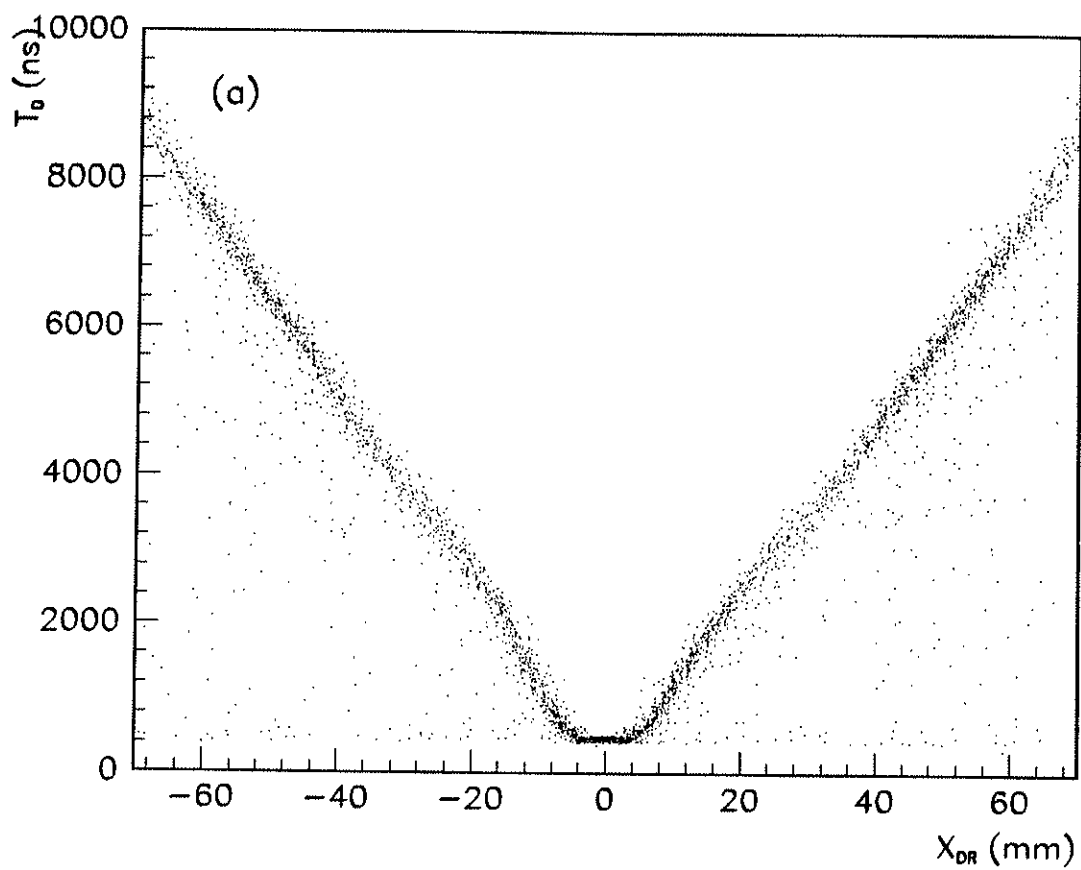


Figure 4.5.2

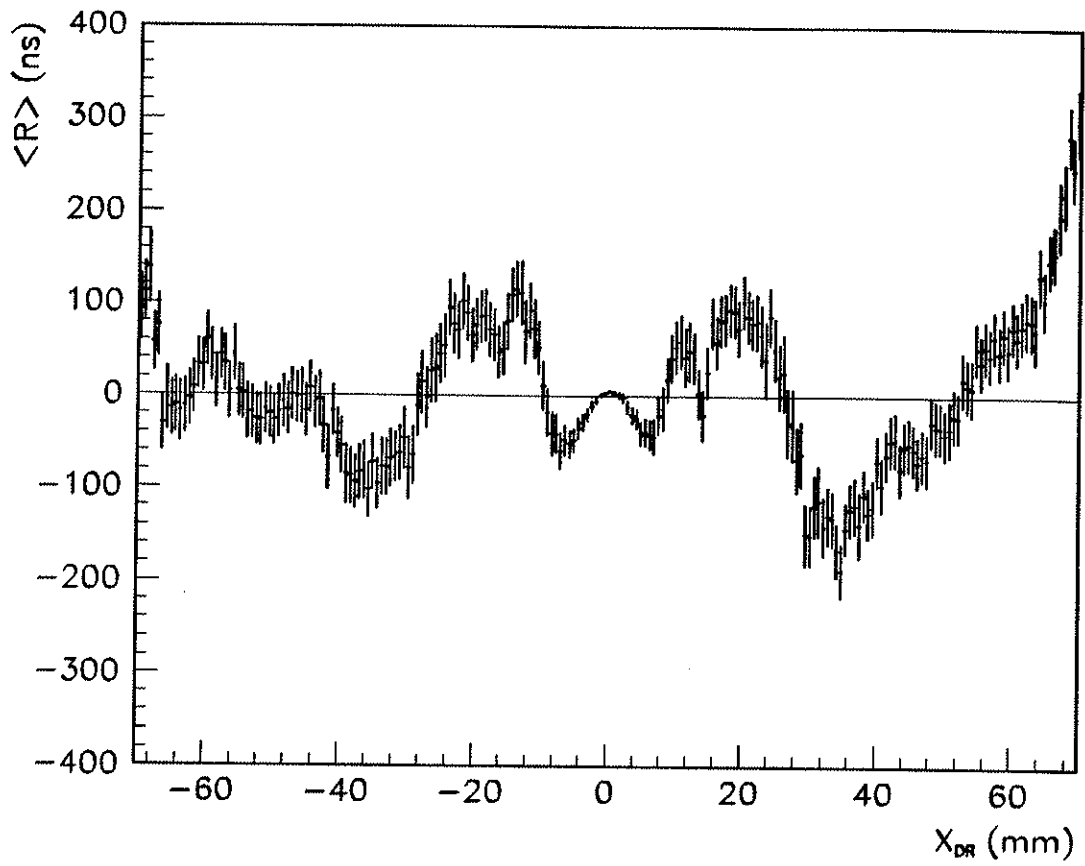


Figure 4.5.3

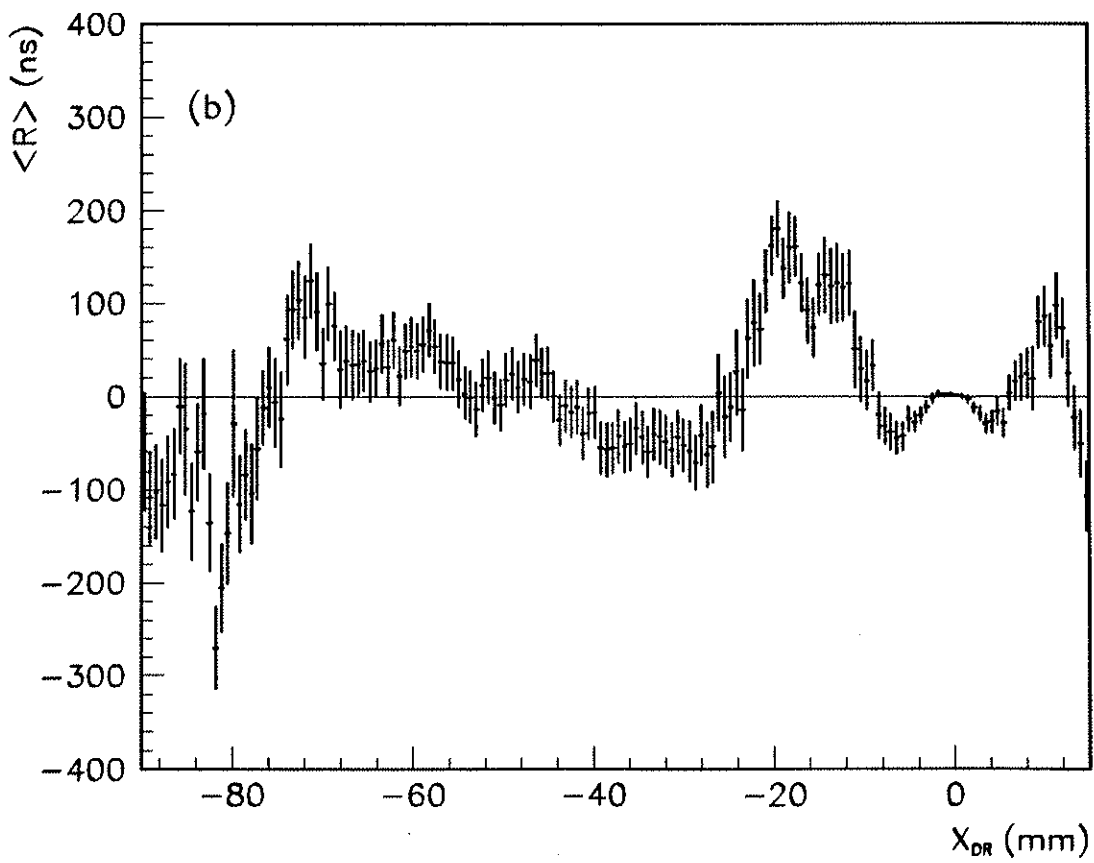
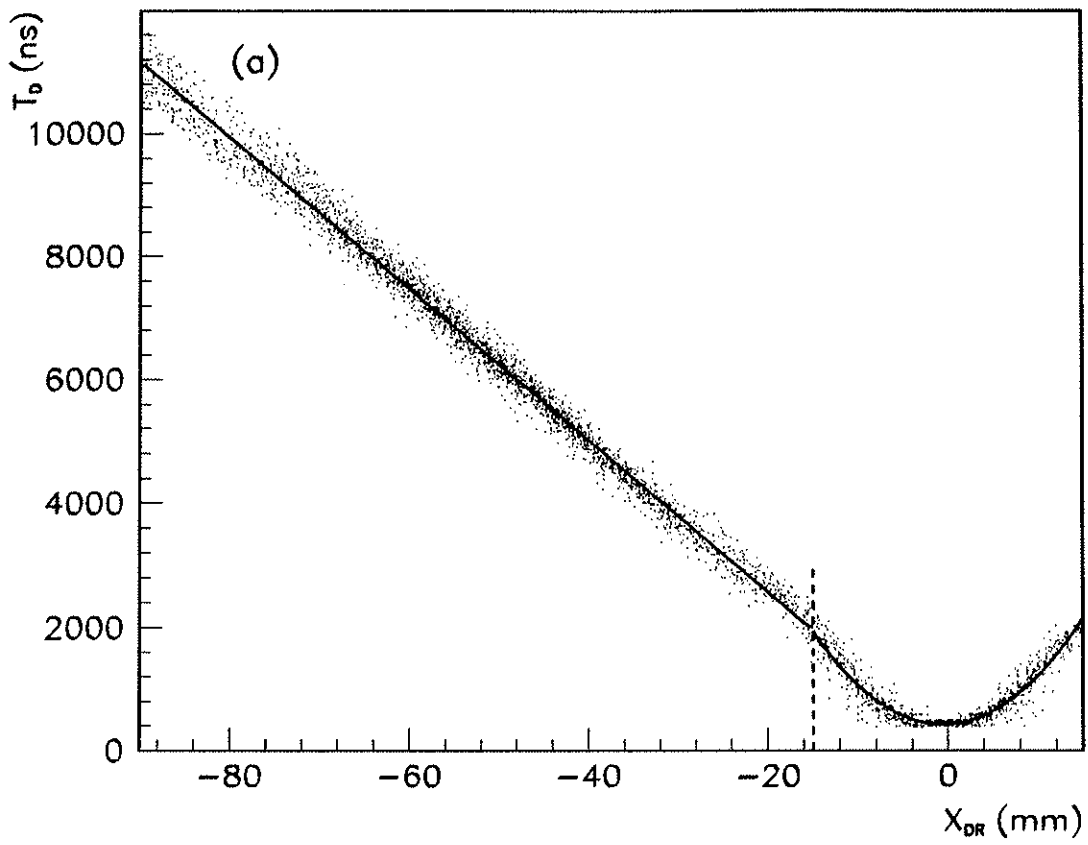


Figure 4.5.4

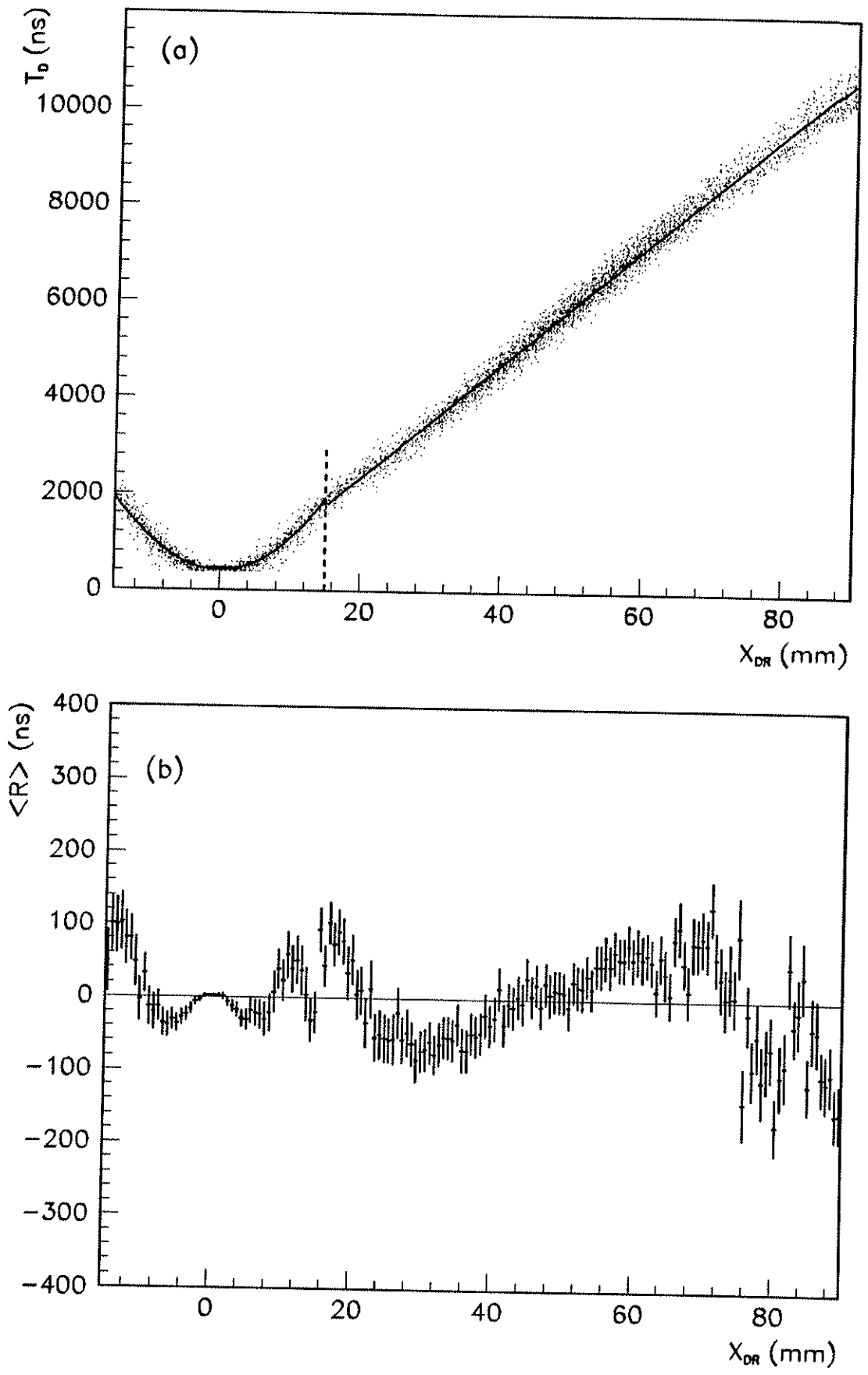


Figure 4.5.5

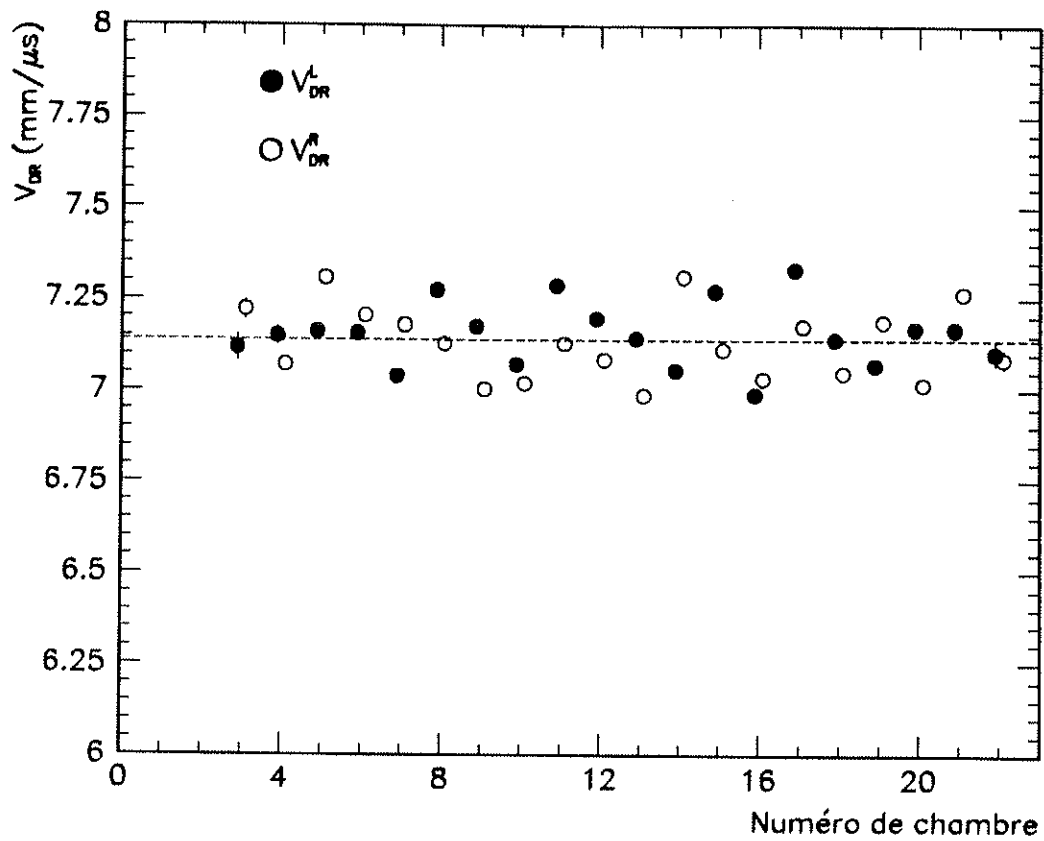


Figure 4.5.6

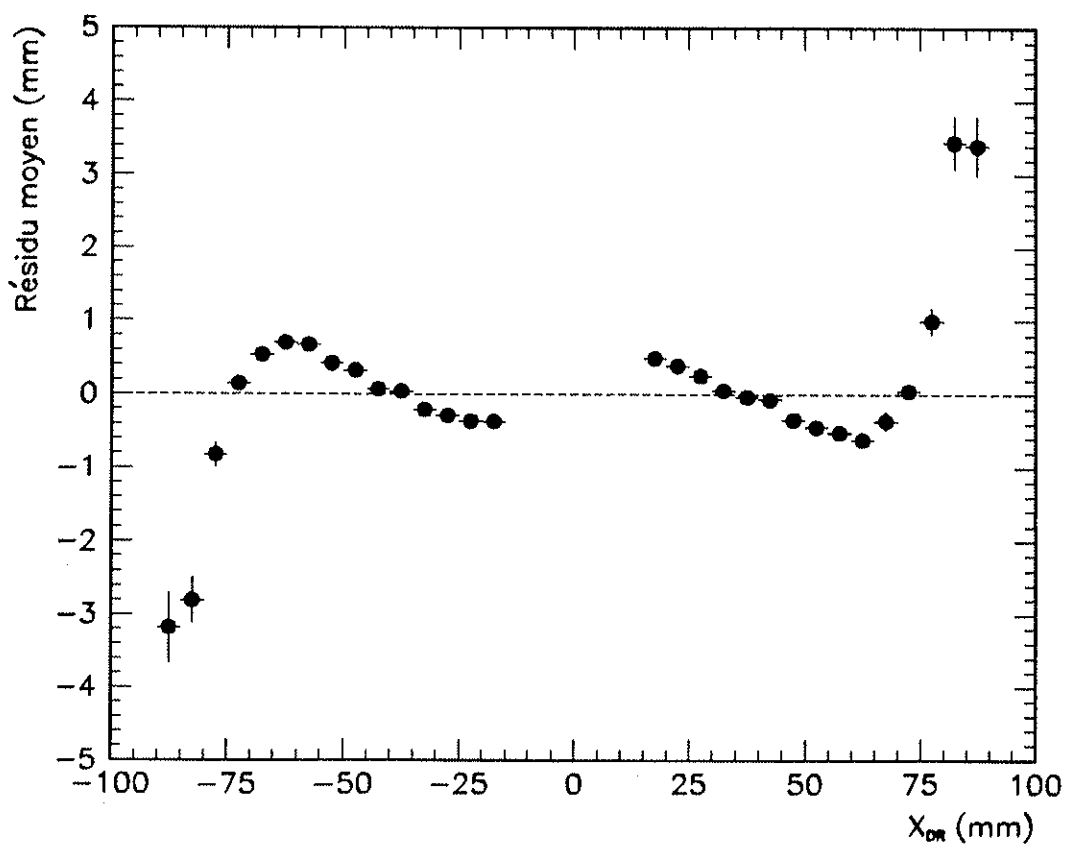


Figure 4.5.7

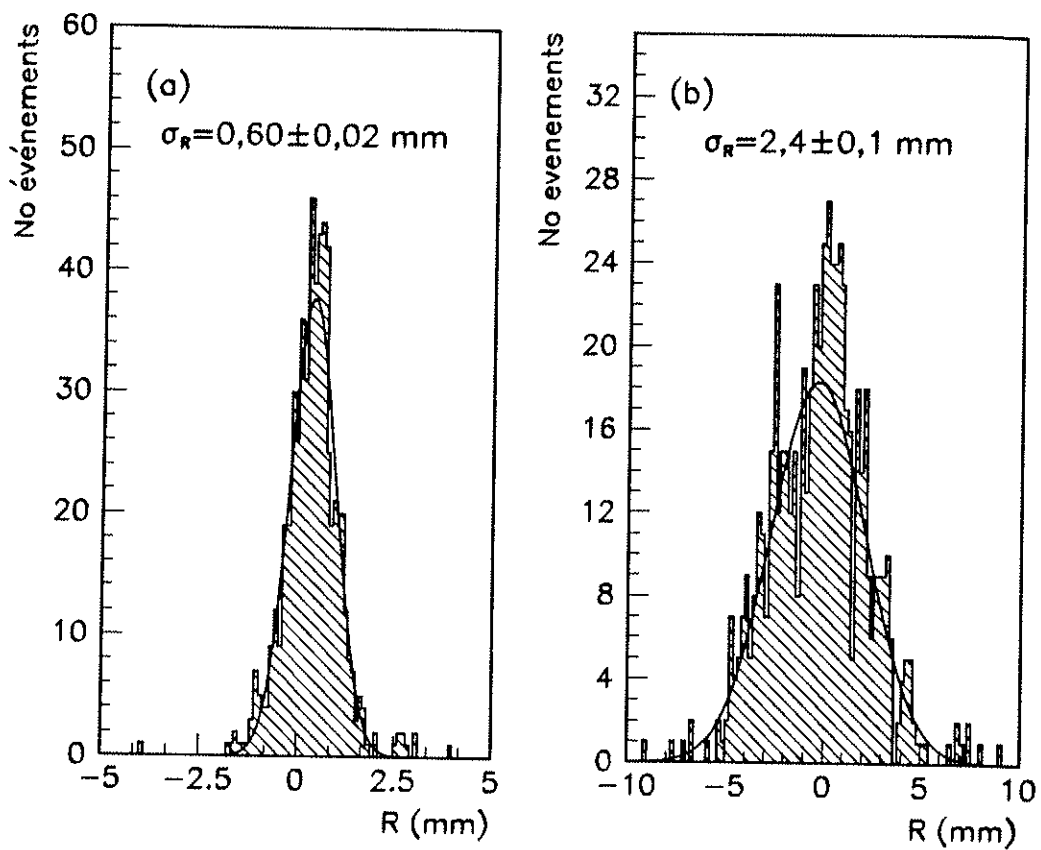


Figure 4.5.8

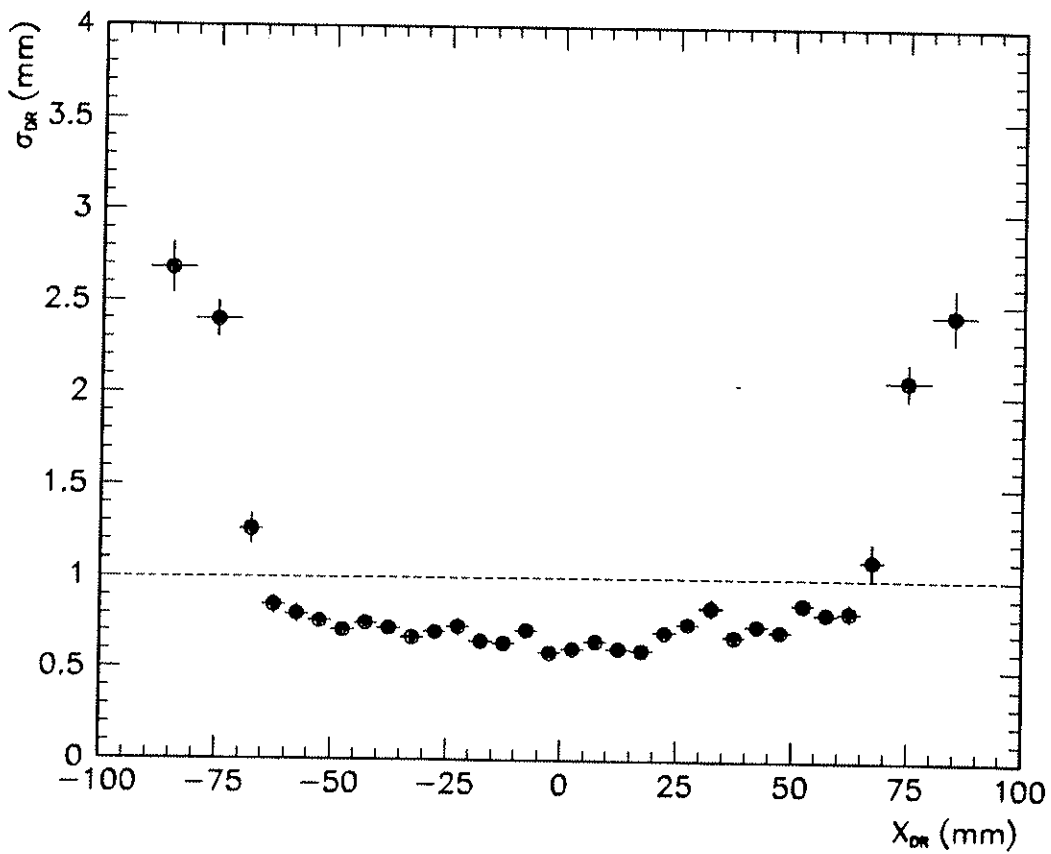


Figure 4.5.9

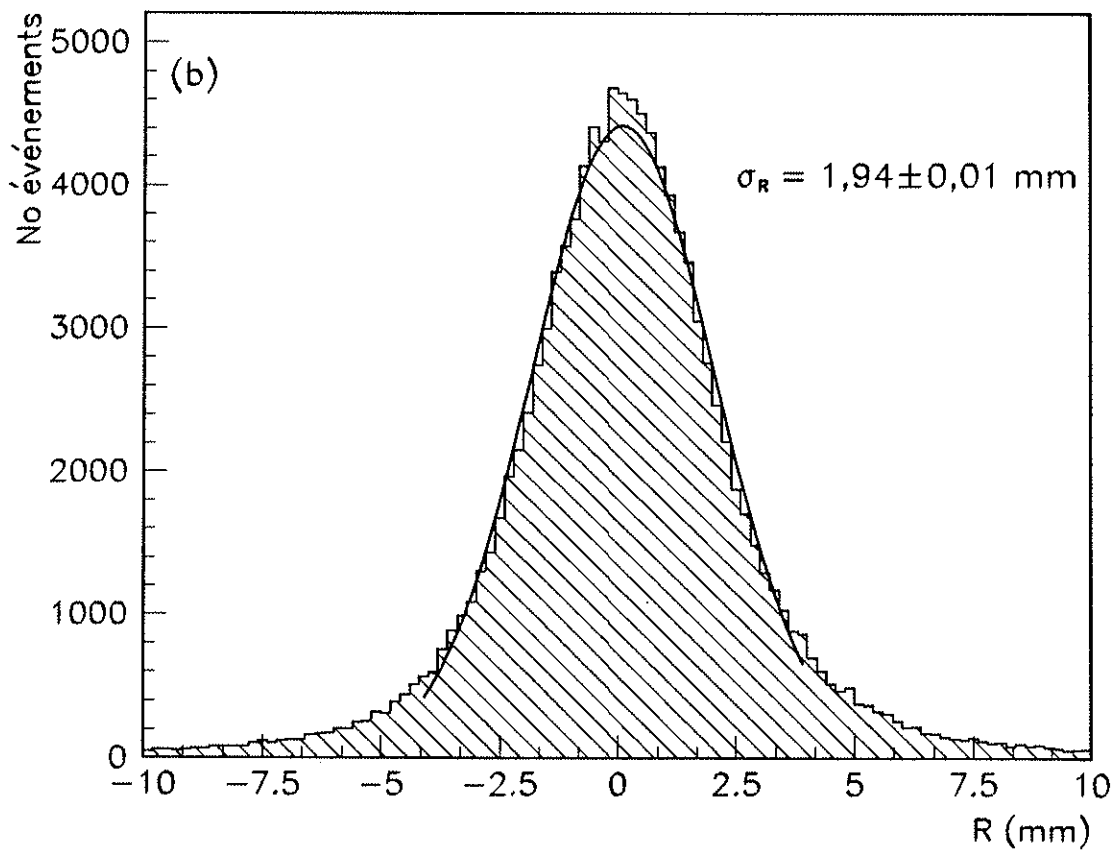
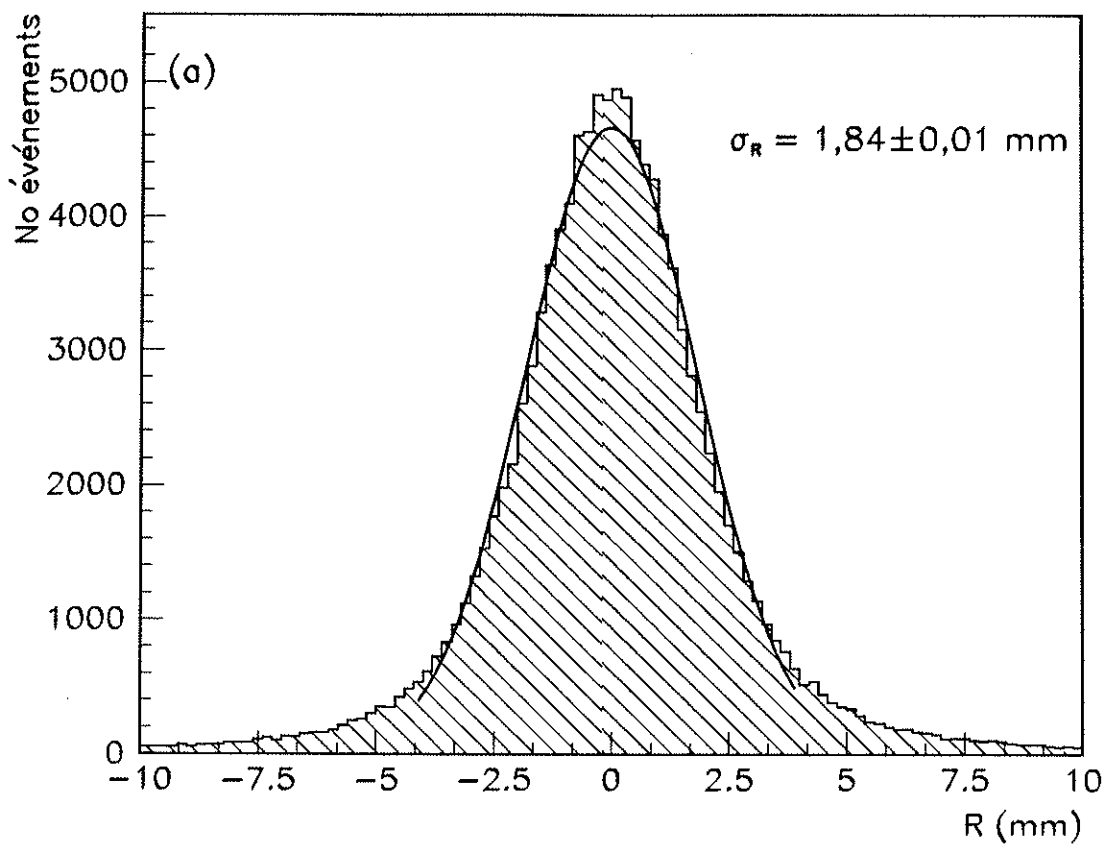


Figure 4.5.10

CHAPITRE 5 : ETUDE DES PERFORMANCES DE L'IDENTIFICATEUR DE MUONS VERS L'AVANT DANS DELPHI

5.1 INTRODUCTION

Les performances des chambres à dérive équipant les quadrants du MUF, analysées lors des tests préliminaires à l'expérience, ont été exposées dans le chapitre précédent. Nous allons à présent examiner le comportement du MUF au sein du détecteur DELPHI.

Rappelons tout d'abord que cet identificateur de muons vers l'avant comporte quatre plans de détection, chacun couvrant une surface sensible de $\sim 80 \text{ m}^2$ et étant divisé en quatre quadrants (figure 5.1). Les deux plans de détection situés dans l'hémisphère $Z < 0$ font partie du bouchon A tandis que les deux autres sont installés dans le bouchon C. La combinaison d'un quadrant intérieur et d'un quadrant extérieur d'un même bouchon forme ce que nous appelons un octant. Chaque quadrant étant constitué de deux couches de 22 chambres à dérive croisées à angle droit, ce détecteur de muons comporte donc un total de 704 chambres à dérive et de 2112 canaux de lecture.

La reconstruction des points d'impact au sein du MUF s'effectue à l'aide de DELANA, le programme général de reconstruction des événements dans DELPHI. La section 5.2 est consacrée à la description de cette reconstruction, ce qui nous donnera l'occasion de rassembler l'ensemble des relations utiles apparues dans le chapitre 4.

Suite au problème soulevé lors de l'étude des vitesses des lignes à retard dans le grand hodoscope (§4.4.2.c), nous expliquerons dans la section 5.3 comment ces vitesses ont été recalibrées dans DELPHI, et ce à l'aide de particules cosmiques.

L'idéal pour l'étude du comportement du MUF serait d'utiliser des événements du type $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$, pour l'identification desquels ce détecteur a été en partie conçu. Cependant, ce type d'événements ne représente que $\sim 3\%$ des interactions e^+e^- et seules ~ 3500 paires $\mu^+\mu^-$ atteignant le MUF ont été enregistrées lors des prises de données de 1991. Pour disposer d'une statistique plus conséquente, rendant possible une analyse plus fine du détecteur, nous avons dû utiliser un autre type d'événements, correspondant au passage au travers de DELPHI

d'un ou de plusieurs muons parallèles à l'axe des faisceaux. L'analyse des performances du MUF à l'aide des muons parallèles fera l'objet de la section 5.4, tandis que la section 5.5 sera consacrée à une vérification rapide de certaines de ces performances à l'aide d'événements $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$.

5.2 RECONSTRUCTION DES POINTS D'IMPACT DANS LE MUF

La reconstruction des événements enregistrés dans DELPHI s'effectue à l'aide du logiciel informatique DELANA (DELPHI Analysis program) [5.1] : à partir des données brutes de chaque sous-détecteur, ce programme détermine l'ensemble des informations nécessaires pour l'analyse physique des événements, telles que : trajectoire des particules chargées, énergie déposée dans les calorimètres, etc... Ces informations sont sauvegardées dans une structure de données appelée VETBAS (Vertex and Track Basic Structure). La création de ces banques de données ainsi que leur manipulation s'effectue à l'aide d'un ensemble de routines appelé TANAGRA (Track Analysis and Graphics package) [5.2].

Dans le cas du MUF, cette reconstruction consiste tout d'abord à rechercher l'ensemble des points d'impact qui y ont été détectés. Leurs coordonnées sont sauvées dans des banques de type TE (Track Element). Dans une seconde phase, on cherche à associer certains de ces points d'impact avec les particules chargées observées dans les détecteurs de trace. Cette association, qui est une des méthodes permettant d'identifier les muons produits lors des interactions e^+e^- , sera décrite dans le chapitre 6.

La reconstruction des points d'impact dans le MUF, depuis la lecture des données brutes jusqu'à la création des TE, s'effectue selon l'organigramme représenté sur la figure 5.2. Tout d'abord, on recherche l'ensemble des temps de dérive T_d^i ($i=1, N_a$) enregistrés dans un canal de lecture d'anode, correspondant donc à une chambre à dérive particulière. On recherche ensuite les temps T_{ne}^j ($j=1, N_1$) et T_{fe}^k ($k=1, N_2$) enregistrés sur les deux extrémités de la ligne à retard correspondante. L'étape suivante est l'association des temps de dérive avec les temps de la ligne à retard, visant à trouver des triplets de temps (T_d, T_{ne}, T_{fe}) correspondant à la même impulsion d'anode ou un doublet (T_d, T_{ne}) ou (T_d, T_{fe}) . Dans le cas d'un triplet, l'association entre les trois temps s'effectue sur base de la quantité \tilde{T}_{sum} que nous avons

introduite dans le chapitre précédent. Rappelons que pour obtenir T_{sum} , on calcule tout d'abord les temps de propagation du signal vers les 2 extrémités de la ligne à retard, t_1 et t_2 , à l'aide des relations :

$$t_1 = \frac{V_a}{V_a - V_{dl}} (T_{ne} - T_d - t_{c1} + t_{ca}) \quad (5.1)$$

$$t_2 = \frac{V_a}{V_a + V_{dl}} (T_{fe} - T_d - t_{c2} + t_{ca} + \frac{L}{V_a}) \quad (5.2)$$

où V_a est la vitesse de propagation d'une impulsion le long du fil d'anode, V_{dl} est la vitesse de propagation des signaux le long de la ligne à retard, L est la longueur active de la ligne et t_{ca} , t_{c1} et t_{c2} sont les retards dus principalement aux câbles de transport des signaux vers l'électronique de lecture (cf. section 4.2). Les temps t_1 et t_2 ainsi obtenus ne tiennent pas compte des non-linéarités des lignes à retard que nous avons mises en évidence précédemment (cf. §4.4.2.d et §4.4.2.e). Pour obtenir les temps corrigés pour ces non-linéarités, \tilde{t}_1 et \tilde{t}_2 , nous remplaçons dans les relations (5.1) et (5.2) les temps T_{ne} et T_{fe} par

$$\tilde{T}_{ne} = T_{ne} - \delta t_1 \quad \text{et} \quad \tilde{T}_{fe} = T_{fe} - \delta t_2 \quad (5.3)$$

Les corrections δt_1 et δt_2 sont données par :

$$\delta t_1 = F(z_1) \quad , \quad \delta t_2 = F(-z_2) \quad (5.4)$$

où

$$F(z) = a_0 + a_1 z + a_2 z^2 + a_3 z^3 \quad (5.5)$$

et

$$z_1 = t_1 V_{dl} - L/2 \quad , \quad z_2 = L/2 - t_2 V_{dl} \quad (5.6)$$

Les coefficients a_i ($i=0,3$) utilisés dans la relation (5.5) sont repris dans le tableau 5.1. Ils sont différents pour les chambres longues et pour les chambres courtes. Ils correspondent à l'ajustement d'un polynôme d'ordre 3 en z sur les non-linéarités moyennes de toutes les lignes à retard (§4.4.2.e). Finalement, la quantité \tilde{T}_{sum} est donnée par la relation :

$$\tilde{T}_{sum} = \tilde{t}_1 + \tilde{t}_2 - \frac{L}{V_{dl}} \quad (5.7)$$

Tableau 5.1 : Coefficients utilisés pour les corrections des non-linéarités

	Lignes longues	Lignes courtes
a_0 (ns)	- 7,62	- 5,12
a_1 (ns/m)	0,96	0,59
a_2 (ns/m ²)	2,57	3,17
a_3 (ns/m ³)	- 0,37	- 0,33

Les critères d'association d'un triplet sont les suivants :

$$| \tilde{T}_{\text{sum}} | \leq 50 \text{ ns} , \quad (5.8)$$

$$0 \leq \tilde{t}_1 \leq \frac{L}{v_{dl}} \quad (5.9)$$

et
$$0 \leq \tilde{t}_2 \leq \frac{L}{v_{dl}} . \quad (5.10)$$

Chaque triplet conforme à ces trois critères est considéré comme correspondant à un point d'impact donné. Notons qu'un temps quelconque ne peut pas être utilisé plus d'une fois dans deux triplets différents. Parmi les temps non associés en triplet, on recherche des doublets (T_d, \tilde{T}_{ne}) ou (T_d, \tilde{T}_{fe}) répondant uniquement au critère (5.9) ou (5.10). Si un seul doublet de ce type est trouvé, on considère qu'il correspond lui aussi à un point d'impact. Cette procédure permet de détecter les points d'impact situés dans des chambres dont une des extrémités de la ligne à retard est inefficace.

Pour chaque triplet ou doublet trouvé, on reconstruit la coordonnée locale y du point d'impact le long de la ligne à retard, à l'aide d'une des trois relations

$$y = \frac{L}{2} + v_{dl} \left(\frac{\tilde{t}_1 - \tilde{t}_2}{2} \right) \quad (5.11)$$

$$y = v_{dl} \tilde{t}_1 \quad (5.12)$$

$$y = L - v_{dl} \tilde{t}_2 \quad (5.13)$$

selon les temps dont on dispose. On détermine ensuite la distance de dérive d sur base du temps de dérive t_d , donné par la relation :

$$t_d = T_d - t_{ca} - \frac{y}{v_a} - T_{vol} - T_{BCO} \quad (5.14)$$

où T_{vol} est le temps de vol d'une particule depuis le vertex d'interaction jusqu'à la chambre à dérive (~ 20 ns) et T_{BCO} représente l'intervalle de temps entre l'initialisation des LTD servant à la mesure des temps d'anode et le croisement des faisceaux. Le passage d'une paramétrisation parabolique à une paramétrisation linéaire pour la relation espace-temps en dérive (cf. §4.2.1) s'effectue pour un temps limite t_{lim} . Pour $t_d < t_{lim}$, on a

$$d = d_0 \sqrt{\frac{t_d}{t_{lim}}}, \quad (5.15)$$

tandis que, pour $t_d \geq t_{lim}$,

$$d = d_0 + v_{dr} (t_d - t_{lim}). \quad (5.16)$$

Ce temps t_{lim} est donné par :

$$t_{lim} = \frac{d_0}{2 v_{dr}}, \quad (5.17)$$

ce qui assure la continuité de la dérivée première de la relation distance-temps de dérive. Ajoutons que si la relation (5.14) conduit à un t_d négatif, on pose alors $d=0$.

Lorsque les quantités d et y ont été déterminées pour l'ensemble des points d'impact d'un même quadrant, on tente de lever l'ambiguïté gauche-droite en dérive pour chacun d'eux. Pour ce faire, on compare les deux coordonnées

$$x_+ = x_{fil} + d \quad \text{et} \quad x_- = x_{fil} - d, \quad (5.18)$$

x_{fil} étant la coordonnée du fil d'anode dans le référentiel attaché au quadrant, à l'ensemble des coordonnées y déterminées le long des lignes à retard de la couche croisée et projetées dans le plan où se situent x_+ et x_- , en faisant l'hypothèse que la particule provient du vertex d'interaction et suit une trajectoire rectiligne. Pour chaque coordonnée projetée y_{proj} , on calcule les quantités

$$\Delta^+ = \frac{|x_+ - y_{\text{proj}}|}{\sigma_{\Delta}} \quad \text{et} \quad \Delta^- = \frac{|x_- - y_{\text{proj}}|}{\sigma_{\Delta}} \quad (5.19)$$

où

$$\sigma_{\Delta} = \sqrt{\sigma_d^2 + \sigma_y^2}. \quad (5.20)$$

On considère que l'ambiguïté gauche-droite est levée si une de ces deux quantités Δ est ≤ 3 pour au moins une coordonnée y_{proj} tandis que l'autre Δ reste toujours > 3 . Dans les autres cas, on garde x_+ et x_- comme coordonnées possibles du point d'impact. Finalement, les coordonnées locales (x,y) sont transférées dans le référentiel global XYZ de DELPHI, et un TE est créé pour chaque point d'impact. Lorsque l'ambiguïté gauche-droite n'a pu être levée, les coordonnées (x_+,y) et (x_-,y) se retrouvent dans le même TE.

La reconstruction des points d'impact nécessite la connaissance de plusieurs constantes, propres à une chambre à dérive particulière ou à un groupe de chambres. Ces constantes se trouvent sur une base de données qui est lue par DELANA lors de sa phase d'initialisation. Le contenu de cette base de données est le suivant :

- Les paramètres t_{ca} , t_{c1} , t_{c2} et V_{d1} possèdent des valeurs particulières pour chacune des chambres du MUF. Nous verrons dans la section suivante comment ces paramètres ont été déterminés.
- Les paramètres d_0 et V_{dr} sont communs pour les 22 chambres d'une même couche. Par manque d'informations plus précises, ces paramètres ont été fixés jusqu'à présent à une valeur identique pour toutes les couches du MUF, avec $d_0 = 14,7$ mm et $V_{dr} = 7,42$ mm/ μ s. Nous verrons cependant dans le paragraphe §5.4.3 que la vitesse de dérive V_{dr} n'est pas identique dans toutes les couches.
- Le paramètre T_{BCO} est identique pour toutes les chambres d'un même quadrant car les temps de dérive dans ces chambres sont lus à l'aide d'un même LTD. Il doit de plus être identique pour tous les LTD car, en principe, ceux-ci sont tous déclenchés au même instant. Une estimation grossière de ce paramètre a été effectuée en 1990 en examinant.

le début du spectre des temps de dérive obtenus pour l'ensemble des chambres du MUF, ce qui donne $T_{BCO} = 150 \pm 100$ ns. Nous obtiendrons une valeur plus précise de ce paramètre dans le paragraphe §5.4.3.

- Le paramètre V_a ainsi que les deux longueurs L des chambres longues et courtes sont identiques pour l'ensemble du MUF. Rappelons que $V_a = 26,6$ cm/ns, $L=4318$ mm pour les chambres longues et $L=3526$ mm pour les courtes.

Les événements que nous avons utilisés pour analyser le comportement du MUF, qu'il s'agisse de particules cosmiques ou de muons parallèles, ont été reconstruits par DELANA. Cependant, pour permettre une analyse détaillée des paramétrisations et une manipulation plus aisée des données, nous créons, lors de cette reconstruction, une DST (Data Summary Tape) ne contenant que les informations essentielles concernant les points d'impact dans le MUF. Sur cette DST se retrouvent, pour chaque point d'impact :

- ses coordonnées globales X , Y et Z ;
- la coordonnée locale y ainsi que la distance de dérive d ;
- les temps mesurés T_d , T_{ne} et/ou T_{fe} .

5.3 RECALIBRATION DES VITESSES DES LIGNES A RETARD

Lors de l'étude des vitesses des lignes à retard dans le grand hodoscope, nous avons montré que la position d'une ligne, suspendue à la carcasse de la chambre à dérive ou posée sur celle-ci, avait une influence non négligeable sur sa vitesse (§4.4.2.c). Ce problème étant lié à la position horizontale des quadrants lors de ces tests, on est en droit de se demander ce qu'il advient de ces vitesses lorsque les quadrants sont placés à la verticale.

Nous avons vu dans le chapitre précédent que la quantité \tilde{T}_{sum} , définie par la relation (5.7), permettait une vérification complète de la paramétrisation des lignes à retard (§4.4.2.e). Cette quantité est en effet sensible à la valeur supposée de la vitesse de la ligne à retard, aux différences entre les retards dus aux câbles, $t_{ca} - t_{c1}$ et $t_{ca} - t_{c2}$, ainsi qu'aux corrections δt_1 et δt_2 utilisées pour compenser les non-linéarités des lignes à retard. Lorsque tous ces paramètres sont connus avec précision, nous avons montré que \tilde{T}_{sum} se distribuait autour de zéro selon une gaussienne possédant un écart type de ~ 3 ns (figure 4.4.24a). Par contre, une mauvaise correction des non-linéarités entraînera un élargissement de la distribution de \tilde{T}_{sum} ainsi qu'un

décalage de la valeur moyenne tandis que des valeurs erronées de V_{dl} , $t_{ca}-t_{c1}$ ou $t_{ca}-t_{c2}$ pour une chambre se marquent uniquement par une valeur moyenne non nulle de \tilde{T}_{sum} . Obtenant une valeur moyenne $\langle \tilde{T}_{sum} \rangle$ non nulle, on peut en déterminer une nouvelle valeur de V_{dl} , à condition que les retards dus aux câbles soient connus avec suffisamment de précision et que les non-linéarités sur t_1 et t_2 soient corrigées correctement. La vitesse correcte de la ligne à retard, qui doit conduire à $\langle \tilde{T}_{sum} \rangle = 0$, sera alors donnée par la relation :

$$\tilde{v}_{dl} = \frac{L}{\langle \tilde{t}_1 + \tilde{t}_2 \rangle} \quad (5.21)$$

5.3.1 Mesure des retards dus aux câbles

Les temps t_{ca} , t_{c1} et t_{c2} représentent l'intervalle de temps entre la sortie des signaux d'une chambre à dérive et leur arrivée dans les convertisseurs numériques LTD. Suite à la configuration de notre détecteur, n'importe lequel de ces trois temps peut se décomposer en une somme de trois termes :

$$t_c = t_Q + t_{câble} + t_{el} \quad (5.22)$$

- t_Q est le temps nécessaire à une impulsion pour parcourir l'électronique installée directement sur les quadrants (cf. §3.6.3);
- $t_{câble}$ représente le temps de propagation de l'impulsion dans les câbles qui transportent les signaux des chambres depuis les quadrants jusqu'aux salles de comptage;
- t_{el} désigne le temps requis par l'électronique de lecture présente dans les salles de comptage pour la mise en forme des impulsions (cf. §3.6.4).

Tous les quadrants ayant été assemblés selon une procédure identique, il est raisonnable de supposer que les trois temps t_Q correspondant à une chambre donnée ne dépendent pas du quadrant auquel cette chambre appartient mais uniquement de la place occupée par celle-ci au sein d'une couche de 22 chambres. Nous avons mesuré les valeurs de t_Q pour les 22 chambres d'une couche d'un quadrant en injectant une impulsion le plus près possible de la sortie des signaux de chaque chambre et en mesurant son temps de propagation jusqu'aux connecteurs de sortie. La précision de ces mesures, effectuées à l'aide d'un oscilloscope, est de l'ordre de la ns. A titre d'illustration, les

valeurs de t_Q mesurées pour le signal d'anode sont reprises sur la figure 5.3 en fonction du numéro d'ordre des chambres au sein d'une couche. L'évolution de ces temps s'explique par le fait que tous les signaux d'anode sont regroupés sur un circuit imprimé situé en face des chambres 5 et 6 avant d'être acheminés vers les connecteurs de sortie. A titre de vérification, nous avons répété ces mesures dans l'autre couche du quadrant testé et nous avons obtenu des résultats parfaitement compatibles avec les précédents (figure 5.3). Ceci confirme notre hypothèse que les valeurs de t_Q dépendent uniquement du numéro d'ordre d'une chambre au sein d'une couche et du type de signal lu.

A l'inverse de t_Q , les temps $t_{\text{câble}}$ pour les 44 chambres d'un quadrant ne dépendent que de l'emplacement de ce quadrant au sein de DELPHI ; ils sont indépendants du numéro d'ordre d'une chambre et du type de signal car tous les câbles de transport reliant un quadrant donné à la salle de comptage possèdent en principe la même longueur. Cependant, suite au type de câble de transport utilisé, consistant en des paires de câbles tressés regroupées par 16 dans une gaine de longueur donnée, des variations de quelques ns peuvent exister entre les temps $t_{\text{câble}}$ correspondant aux chambres d'un même quadrant. Pour déterminer les temps $t_{\text{câble}} + t_{\text{el}}$ (t_{el} étant une constante ne dépendant que du type de signal lu) pour chacun des 2112 canaux de lecture du MUF, nous avons utilisé le dispositif schématisé sur la figure 5.4 et basé sur le système d'acquisition de données du MUF dans sa version finale. L'acquisition des données est déclenchée par une impulsion produite par un oscillateur obtenu à partir de deux unités de temporisation. Cette même impulsion est injectée, à l'aide d'un Fan-Out, dans les 16 canaux d'un câble de transport du côté quadrant. Prenant la valeur moyenne d'une centaine de mesures, nous pouvons déterminer les valeurs de $t_{\text{câble}} + t_{\text{el}}$ avec une précision typique de 1 ns. Ces temps ont été mesurés pour les trois types de signaux de toutes les chambres à dérive du MUF.

En résumé, les temps t_{ca} , t_{c1} et t_{c2} ont été déterminés pour chacune des chambres du MUF en les décomposant en deux temps mesurés séparément. Les erreurs entachant ces temps sont de l'ordre de 1,5 ns.

5.3.2 Détermination des nouvelles vitesses des lignes à retard

Pour déterminer les vitesses des lignes à retard dans DELPHI, nous avons utilisé des événements correspondant au passage de particules cosmiques au travers du MUF. Ces événements sont enregistrés en déclenchant le système d'acquisition de données de manière aléatoire ; la confirmation du passage d'une particule cosmique au travers d'un bouchon de DELPHI est fournie par les scintillateurs HOF au premier niveau et par la carte trigger du MUF au second (§2.2.11). Par rapport aux muons parallèles, ces événements cosmiques possèdent l'avantage d'être distribués de manière uniforme sur toute la surface des quadrants, ce qui nous permet de disposer d'un nombre similaire de points d'impact, typiquement une centaine, dans chacune des chambres du détecteur. Signalons que ces événements ne peuvent pas être utilisés pour vérifier les performances en dérive des chambres : le déclenchement de l'acquisition de données s'effectuant à un instant aléatoire par rapport au passage de la particule, les temps de dérive enregistrés ne fournissent aucune information sur la distance de dérive réelle de l'ionisation primaire.

Utilisant les vitesses des lignes à retard déterminées dans le grand hodoscope, les temps t_{ca} , t_{c1} et t_{c2} mesurés dans DELPHI, ainsi que les paramétrisations des non-linéarités décrites dans la section 5.2, nous obtenons la distribution de \tilde{T}_{sum} représentée sur la figure 5.5a, qui regroupe l'ensemble des mesures pour toutes les lignes à retard du MUF. On remarque clairement l'existence de deux pics dans cette distribution, liés à ce que nous appelions les couches inférieures et supérieures dans le grand hodoscope ; les figures 5.5b et 5.5c montrent les distributions des valeurs de \tilde{T}_{sum} pour les lignes à retard qui autrefois étaient respectivement posées et suspendues. Nous constatons également que la dispersion sur les valeurs de \tilde{T}_{sum} est plus importante que dans le grand hodoscope, ce qui laisse supposer que chaque ligne à retard a vu sa vitesse modifiée d'une manière particulière suite au changement d'orientation des quadrants.

Calculant $\langle \tilde{t}_1 + \tilde{t}_2 \rangle$ dans chaque chambre séparément, nous pouvons en déduire la nouvelle vitesse \tilde{V}_{dl} de chaque ligne à retard sur base de la relation (5.21). Les différences ΔV_{dl} entre les vitesses obtenues dans le grand hodoscope et ces nouvelles vitesses sont montrées sur la figure 5.6a pour les 44 chambres d'un quadrant particulier, les 22 premières chambres appartenant à une couche anciennement inférieure et

les 22 autres à une couche supérieure. Les distributions des différences ΔV_{dl} calculées pour l'ensemble des chambres appartenant soit à des couches inférieures soit à des couches supérieures sont représentées sur la figure 5.6b. Pour les couches inférieures, la valeur moyenne de ces ΔV_{dl} est de

$$\langle \Delta V_{dl} \rangle = -0,00167 \pm 0,00006 \text{ cm/ns} \quad (5.23)$$

tandis qu'elle est de

$$\langle \Delta V_{dl} \rangle = + 0,00127 \pm 0,00005 \text{ cm/ns} \quad (5.24)$$

dans le cas des couches supérieures.

A l'aide des nouvelles vitesses des lignes à retard, on obtient la distribution de \tilde{T}_{sum} représentée sur la figure 5.7a et regroupant l'ensemble des mesures correspondant à des lignes longues. L'ajustement d'une gaussienne sur cette distribution nous fournit une valeur moyenne $\langle \tilde{T}_{sum} \rangle = -0,06 \pm 0,01 \text{ ns}$ et un écart type $\sigma = 3,50 \pm 0,01 \text{ ns}$. Cet écart type, malgré une valeur légèrement supérieure à celle obtenue dans le grand hodoscope ($\sigma \sim 3 \text{ ns}$), nous permet de penser que les corrections des non-linéarités ont été effectuées correctement. Pour s'en assurer, on peut examiner l'évolution de $\langle \tilde{T}_{sum} \rangle$ en fonction de la coordonnée y du point d'impact le long de la ligne à retard, reconstruite à partir de T_{diff} . Nous ne considérons que les événements pour lesquels $|\tilde{T}_{sum}| \leq 20 \text{ ns}$ dans ce calcul des valeurs moyennes. Nous constatons que l'évolution de $\langle \tilde{T}_{sum} \rangle$ en fonction de y , représentée sur la figure 5.7b, est similaire à celle de la quantité $\Delta(T_{sum})$ représentée sur la figure 4.4.22d par des cercles pleins, cette quantité étant la différence entre les valeurs de T_{sum} mesurées avant correction dans le grand hodoscope et celles prédites par le polynôme d'ordre 3 en z que nous utilisons pour corriger les non-linéarités des lignes. Cette similitude confirme que les non-linéarités de nos lignes à retard dans DELPHI sont pratiquement identiques, en moyenne, à celles observées précédemment dans le grand hodoscope.

Il faut noter dans la distribution de \tilde{T}_{sum} l'existence d'une accumulation de valeurs comprises entre -25 ns et -50 ns . Ces temps très éloignés de zéro, qui apparaissent dans pratiquement toutes les chambres du MUF, proviennent probablement du phénomène des préoscillations touchant les lignes à retard en général, dans certaines conditions [5.3] : lorsque la capacité d'une ligne dépasse une certaine valeur, le signal se déforme en donnant naissance à un signal oscillant

précédant la partie du signal contenant les basses fréquences et appelé préimpulsion. Etant plus riche en haute fréquence, cette préimpulsion se propage plus vite que le reste du signal et, si son amplitude dépasse le seuil de discrimination, elle sera détectée avant la véritable impulsion, avec pour conséquence un temps de propagation inférieur au temps escompté. La manière dont ces préoscillations affectent les temps \tilde{t}_1 et \tilde{t}_2 se comprend aisément à partir des figures 5.8a et 5.8b, où nous ne considérons que les valeurs de \tilde{T}_{sum} inférieures à -25 ns. Dans la majorité des cas, un seul des deux temps reconstruits, à savoir celui correspondant à l'impulsion devant parcourir la plus petite distance, sera plus petit que le temps de propagation normal. Ces événements conduisent aux valeurs de \tilde{T}_{sum} comprises entre -25 et -50 ns et représentent près de 6 % des cas. Dans moins de 1 % des cas, les deux temps seront affectés par les préoscillations ; ces événements conduisent à des valeurs de T_{sum} proches de -100 ns et correspondent principalement à des impulsions produites au milieu des lignes à retard. L'existence de ces préimpulsions a des conséquences sur la résolution et l'efficacité des lignes à retard. En effet, dans le cas où un seul des deux temps de propagation est plus court que la normale, la coordonnée y reconstruite à partir de $(\tilde{t}_1 - \tilde{t}_2)/2$ sera déplacée de 3 ou 4 cm approximativement par rapport à sa valeur réelle. Si les deux temps de propagation sont corrompus, la valeur de \tilde{T}_{sum} ne satisfait plus le critère d'association appliqué lors de la recherche des triplets, ce qui entraînera une légère perte d'efficacité. Nous n'avons trouvé à ce jour aucun moyen de résoudre ce problème des préoscillations.

Les données utilisées pour obtenir les nouvelles valeurs de V_{dl} correspondent à des particules cosmiques enregistrées au début de l'année 1990, avant les prises de données effectives de DELPHI. Nous avons utilisé les muons parallèles enregistrés en 1990 et 1991 pour vérifier les résultats obtenus et leur stabilité dans le temps. Les distributions de \tilde{T}_{sum} correspondant à ces deux ensembles de données sont représentées sur les figures 5.9a et 5.9b respectivement. Nous constatons tout d'abord que les valeurs moyennes de \tilde{T}_{sum} sont légèrement inférieures à zéro, étant de $\langle \tilde{T}_{sum} \rangle = -1,62 \pm 0,02$ ns en 1990 et $\langle \tilde{T}_{sum} \rangle = -1,46 \pm 0,01$ ns en 1991. Ceci s'explique par le fait que les points d'impact produits par les muons parallèles se situent en majorité à une distance inférieure à 2,5 m des faisceaux du LEP, c'est-à-dire dans la région $y > L/2$ des lignes à retard (section 5.4).

La figure 5.7b nous indique que $\langle \tilde{T}_{\text{sum}} \rangle$ varie entre 0 et -2,5 ns dans cette région. En ce qui concerne l'écart type de ces distributions, il est de $3,31 \pm 0,02$ ns en 1990 et de $4,61 \pm 0,01$ ns en 1991. Ce dernier, sensiblement plus grand que l'écart type obtenu à partir des particules cosmiques, provient probablement d'une légère modification des vitesses des lignes à retard avec le temps, phénomène déjà observé dans le grand hodoscope (§4.4.2.h). La proportion plus importante en 1991 des événements conduisant à un \tilde{T}_{sum} compris entre -20 ns et -10 ns provient d'ailleurs de quelques chambres pour lesquelles ces modifications ont été d'une plus grande ampleur. Le phénomène des préoscillations semble également s'être accru, avec $7,5 \pm 0,1$ % des valeurs de \tilde{T}_{sum} comprises entre -25 ns et -50 ns en 1991 contre $4,5 \pm 0,1$ % en 1990.

Terminons cette section en signalant que les nouvelles vitesses obtenues pour les lignes à retard ne sont valables que si les retards dus aux câbles ont été correctement mesurés. Nous n'obtiendrons une confirmation définitive de la validité de ces nouvelles vitesses que dans la suite de ce chapitre (§5.4.3).

5.4 ETUDE DES PERFORMANCES DU MUF A L'AIDE DE MUONS PARALLELES

L'étude des quelques 70000 événements correspondant au passage de muons parallèles au travers de DELPHI et enregistrés au cours des prises de données de 1991 nous permet d'analyser de manière précise le comportement de notre détecteur et de vérifier si celui-ci s'avère conforme à nos prédictions.

Ces muons parallèles sont produits à la suite d'interactions entre des électrons des faisceaux quittant leur orbite nominale et les collimateurs entourant le tube à vide du LEP, situés à 120 m en amont et en aval de la zone d'interaction [5.4]. Ces événements sont détectés dans le détecteur DELPHI à l'aide du signal de déclenchement HOHO, reposant sur les informations fournies par le HOF (§2.2.11). L'utilisation du halo de muons parallèles présente cependant un léger inconvénient. En effet, de par la forme du tunnel LEP et la position décentrée du tube à vide, les points d'impact des muons parallèles ne se répartissent pas de manière uniforme sur toute la surface sensible du MUF. Comme le montre la figure 5.10, sur laquelle sont représentées les coordonnées (X,Y) des points d'impact reconstruits dans un des 4 plans de détection du MUF, ces muons traversent le détecteur presque exclusivement dans une région proche du tube à vide. Ils sont de plus

distribués de manière asymétrique entre les 4 modules formant un plan de détection, ~ 47 % des muons traversant le quadrant supérieur droit contre ~ 10 % seulement dans le quadrant inférieur gauche.

5.4.1 Méthodes d'analyse des muons parallèles

Pour étudier le comportement du MUF, nous utilisons les muons parallèles qui traversent au minimum deux quadrants situés dans un même octant de DELPHI. Pour sélectionner ce type d'événements, nous exigeons la présence d'au moins un point d'impact reconstruit dans chacun des deux quadrants formant un octant quelconque.

Si nous examinons le passage d'un muon parallèle au travers d'un octant du MUF, nous nous trouvons dans la situation représentée schématiquement sur la figure 5.11. La particule peut engendrer jusqu'à 4 points d'impact répartis dans les 4 couches de chambres à dérive. Les deux quadrants n'étant séparés que par une épaisseur de ~ 20 cm de fer, les processus de diffusion multiple affectant la trajectoire de la particule sont négligeables par rapport à la résolution de notre détecteur. On peut donc considérer que les 4 points d'impact de ce muon sont alignés le long d'une trajectoire rectiligne. Si on se place dans le plan YZ ou XZ de DELPHI, on remarque que deux de ces quatre points d'impact sont reconstruits le long de lignes à retard, les deux autres devant être obtenus à partir de distances de dérive.

Pour analyser le comportement de nos chambres à dérive, nous déterminons la trajectoire de la particule dans le plan XZ ou YZ en utilisant uniquement les deux points d'impact reconstruits le long des lignes à retard. Pour éviter les ambiguïtés de reconstruction, nous ne reconstruisons que les événements pour lesquels les deux couches utilisées sont "propres", c'est-à-dire ne contiennent qu'une seule chambre dans laquelle des points d'impact ont pu être reconstruits. Nous déterminons les coordonnées le long des lignes à retard en utilisant uniquement \tilde{T}_{diff} et en imposant que $|\tilde{T}_{sum}| \leq 20$ ns, de manière à obtenir la meilleure précision possible sur les points reconstruits. Enfin, nous ne sélectionnons que les événements conduisant à un angle inférieur à 10° entre la trajectoire reconstruite et l'axe Z, pour éviter d'utiliser des événements ne correspondant pas au passage d'un muon parallèle.

En extrapolant la trajectoire ainsi obtenue, nous pouvons prédire la position des points d'impact dans les deux autres couches de

l'octant. Nous désignerons par X_p la coordonnée le long de l'axe x du point d'impact prédit, le référentiel xz étant le référentiel local attaché à chaque quadrant. Cette coordonnée X_p permet de déterminer le numéro d'ordre de la chambre traversée, N_p , ainsi que la coordonnée en dérive du point d'impact, X_{dr} , exprimée dans le référentiel local attaché à une chambre donnée.

Dans le cas de l'étude de l'efficacité de détection, nous examinons simplement si un point d'impact a été reconstruit dans la chambre N_p . Cependant, pour tenir compte des erreurs de reconstruction, nous examinerons également les chambres voisines N_p-1 ou N_p+1 lorsque la distance de dérive prédite $|X_{dr}|$ est supérieure à 8 cm, à condition bien entendu que rien n'ait été trouvé dans la chambre N_p elle-même.

Pour vérifier les constantes de calibration, nous comparerons la coordonnée X_{dr} prédite à celle reconstruite à partir du temps de dérive enregistré dans la chambre N_p , coordonnée que nous appellerons X_{rec} . Pour lever l'ambiguïté gauche-droite, nous choisirons la coordonnée X_{rec} la plus proche de celle prédite. Nous serons alors amené à étudier l'évolution de la quantité

$$R_{dr} = X_{dr} - X_{rec} \quad (5.25)$$

en fonction de X_p et de X_{dr} .

Pour estimer la résolution spatiale de notre détecteur, nous déterminerons l'écart type de la distribution des R_{dr} , cet écart type étant une combinaison quadratique des erreurs entachant les coordonnées reconstruites en dérive et le long des lignes à retard.

5.4.2 Etude de l'efficacité de détection du MUF

Avant d'étudier l'efficacité de détection de notre détecteur à l'aide de muons parallèles (§5.4.2.c), nous examinerons la quantité de canaux morts présente dans notre détecteur (§5.4.2.a). Nous décrirons également la méthode utilisée pour établir les potentiels d'anode de chacune des couches du MUF (§5.4.2.b).

5.4.2.a : Etude des canaux morts.

Chaque chambre à dérive du MUF comporte trois canaux de lecture, un pour les signaux d'anode et deux pour les signaux des lignes à retard. Il peut arriver que certains de ces canaux ne

fournissent plus aucun signal, suite à un problème soit dans la chambre à dérive, comme par exemple un fil d'anode cassé, soit dans l'électronique de lecture, à cause d'un mauvais contact ou d'un composant électronique défectueux.

Pour l'ensemble des prises de données effectuées en 1991, nous avons recensé un total de 17 canaux de lecture ne fournissant aucun signal. Ils représentent 0,8 % du nombre total de canaux de lecture du MUF. Il faut cependant préciser que l'existence d'un canal mort dans une chambre à dérive ne signifie pas qu'aucun point d'impact n'y puisse être reconstruit. La présence du signal d'anode et d'un signal sur l'une des deux extrémités de la ligne à retard suffit en effet pour reconstruire un point d'impact. Sur un total de 704 chambres, cinq d'entre elles sont totalement inutilisables, deux suite à l'absence du signal d'anode et trois suite à l'absence de signaux aux deux extrémités de la ligne à retard.

5.4.2.b : Détermination des potentiels d'anode.

Les potentiels d'anode assurant une efficacité maximale des 32 couches du MUF ont été établis en étudiant le plateau d'efficacité de chacune d'elles, et ce en utilisant des particule cosmiques enregistrées de la manière décrite dans le §5.3.2. Dans chacun des 8 octants du MUF, nous déterminons le nombre d'événements pour lesquels au moins trois couches sur quatre contiennent une chambre ayant produit un signal d'anode; nous appellerons ce nombre N_i , i désignant le numéro de l'octant. Ensuite, dans chacune des 4 couches j de l'octant i , nous comptons le nombre de fois où la couche j n'a produit aucun signal d'anode, N_0^{ij} . L'efficacité de détection de la couche j appartenant à l'octant i est alors donnée par

$$\epsilon_{ij} = 1 - \frac{N_0^{ij}}{N_i} \quad (5.26)$$

et on étudie l'évolution de cette efficacité en fonction de la tension d'anode HV_A commune aux 22 chambres de la couche. Un exemple de l'évolution de ϵ_{ij} en fonction de HV_A pour une couche particulière est représenté sur la figure 5.12. Pour cet exemple, on choisira un potentiel d'anode $HV_A = 4750$ Volts. Lorsque ces mesures ont été effectuées, la pression atmosphérique était de 971 mb. Lors des prises de données

DELPHI, les potentiels d'anode établis sont éventuellement modifiés pour tenir compte d'une pression atmosphérique différente, et ce de manière automatique (cf. §3.6.4).

5.4.2.c : Etude de l'efficacité de détection.

Nous avons vu dans la section 5.2 que la condition nécessaire pour qu'un point d'impact soit reconstruit par DELANA est qu'un signal d'anode puisse être associé à au moins un signal provenant de la ligne à retard. Dès lors, l'efficacité de reconstruction d'un point d'impact, que nous appellerons ϵ_{REC} , représente le produit

$$\epsilon_{REC} = \epsilon_A \epsilon_{DL} \quad (5.27)$$

où ϵ_A est l'efficacité d'anode, c'est-à-dire la probabilité de trouver un signal d'anode dans la chambre traversée, et ϵ_{DL} l'efficacité de la ligne à retard ou, plus précisément, la probabilité de trouver sur au moins une des extrémités de la ligne un signal pouvant être associé au signal d'anode.

En utilisant la méthode d'analyse décrite précédemment, nous avons déterminé les valeurs moyennes de ϵ_A et ϵ_{REC} dans chacune des 32 couches de chambres à dérive du MUF. Nous avons également étudié les variations de ϵ_A et ϵ_{REC} en fonction de la distance de dérive prédite, $|X_{dr}|$, et ce en regroupant les 16 couches du bouchon A d'une part et celles du bouchon C d'autre part. Signalons que pour déterminer ϵ_A , nous avons dû utiliser une version légèrement modifiée de DELANA, de manière à disposer des signaux d'anode qui n'ont pas pu être associés à des signaux provenant des lignes à retard. En pratique, dès qu'un signal d'anode est trouvé dans une chambre donnée, nous écrivons sur la DST tous les temps de dérive enregistrés dans le canal LTD correspondant, ainsi que les temps T_{ne} et T_{fe} enregistrés éventuellement sur les canaux de la ligne à retard. Cette DST a été obtenue en utilisant les mêmes événements que précédemment.

Les résultats obtenus dans le bouchon C sont représentés sur les figures 5.13a et 5.13b. Dans la plupart des couches, les efficacités ϵ_A et ϵ_{REC} sont pratiquement identiques, ce qui indique que ϵ_{DL} est très proche de 100 %. Il existe cependant un petit nombre de couches pour lesquelles l'efficacité ϵ_{REC} est sensiblement plus petite que ϵ_A ; la différence entre ϵ_{REC} et ϵ_A est par exemple de près de 7 % dans la couche numéro 6. Ces différences sont dues soit à l'existence,

parmi les 22 chambres d'une couche, d'une seule chambre possédant une mauvaise efficacité ϵ_{DL} (couches 6 et 10), soit à une inefficacité de quelques pourcents de l'ensemble des lignes à retard présentes dans une couche. L'origine de cette inefficacité commune à toutes les chambres d'une couche n'a pas encore pu être clairement établie.

Les efficacités d'anode obtenues dans les 16 couches du bouchon C sont comprises entre $95,5 \pm 0,2$ % dans le meilleur des cas et $87,6 \pm 0,9$ % dans le moins bon. Rappelons que, suite à la présence de près de 5 % d'espaces morts dans une couche d'un quadrant, nous nous attendons à une efficacité maximale de ~ 95 % (§4.5.1). Les efficacités d'anode les plus faibles sont probablement dues à une tension d'anode sous-estimée de quelques dizaines de Volts ou à une concentration plus importante d'éléments électronégatifs dans le mélange gazeux circulant dans ces couches. La figure 5.13b nous montre que l'efficacité d'anode moyenne de l'ensemble des chambres du bouchon C reste supérieure à 95 % pour des distances de dérive limitées à 6 cm ; elle diminue ensuite progressivement pour des distances de dérive plus grandes.

Tous ces résultats nous indiquent l'absence de problèmes majeurs liés au fonctionnement de nos quadrants dans le bouchon C. La moyenne pondérée des efficacités de reconstruction obtenues dans les 16 couches de C est égale à

$$\langle \epsilon_{REC} \rangle_C = 92,12 \pm 0,08 \% . \quad (5.28)$$

Les efficacités moyennes ϵ_A et ϵ_{REC} obtenues dans les 16 couches du bouchon A sont représentées sur la figure 5.14a. Il est évident que ces efficacités sont nettement moins bonnes que celles obtenues auparavant. Ainsi, les efficacités d'anode sont inférieures à 90 % dans plusieurs couches et on obtient même une efficacité de $67,5 \pm 0,7$ % dans la couche 4. De plus, les efficacités de reconstruction sont systématiquement plus faibles que les efficacités d'anode : la différence entre ϵ_A et ϵ_{REC} dépasse les 10 % dans plusieurs couches et peut aller jusque 17 %. Les variations de ϵ_A et ϵ_{REC} en fonction de la distance de dérive sont montrées sur les figures 5.14b et 5.14c. Cette dernière figure montre que ϵ_{REC} n'est plus que de ~ 80 % dès qu'on dépasse un cm en dérive et qu'elle diminue encore au-delà de 6 cm. La moyenne pondérée des efficacités de reconstruction obtenues pour les 16 couches du bouchon A donne une efficacité moyenne :

$$\langle \epsilon_{REC} \rangle_A = 83,58 \pm 0,15 \% , \quad (5.29)$$

nettement inférieure à celle obtenue pour le bouchon C.

Les mauvaises efficacités d'anode et de reconstruction obtenues dans le bouchon A sont dues à la mauvaise qualité du signal d'horloge distribué dans les LTD d'anode du bouchon A. Ce mauvais signal d'horloge entraîne soit la perte de certains signaux d'anode soit une déformation des temps enregistrés, en les rallongeant de quelques μs . Le premier effet explique les mauvaises efficacités d'anode obtenues dans certaines couches tandis que l'autre est responsable des différences importantes entre ϵ_A et ϵ_{REC} . En effet, les temps d'anode corrompus ne peuvent plus être associés aux temps des lignes à retard et donc, les points d'impact correspondant ne seront plus reconstruits. Il faut noter que ce problème n'affecte pas de la même manière tous les LTD d'anode et que, dans un même LTD, certains canaux sont plus sensibles que d'autres à la mauvaise qualité du signal d'horloge. Par exemple, nous avons représenté sur la figure 5.15 les valeurs de ϵ_A et ϵ_{REC} calculées dans chacune des chambres de la couche numéro 2. Seules certaines de ces chambres possèdent une mauvaise efficacité d'anode et/ou de reconstruction tandis que les autres exhibent un comportement tout à fait normal.

La mauvaise qualité du signal d'horloge dans le bouchon A affecte l'ensemble des données enregistrées au cours de l'année 1991. Ce problème a cependant pu être résolu avant les prises de données de DELPHI en 1992.

5.4.3 Vérification des paramétrisations en dérive et le long des lignes à retard

Comme nous l'avons expliqué dans le paragraphe §5.4.1, la vérification des paramétrisations utilisées pour reconstruire les distances de dérive ainsi que les coordonnées des points d'impact le long des lignes à retard repose sur la comparaison des coordonnées X_{rec} et X_{dr} . L'évolution moyenne de la quantité $R_{\text{dr}} = X_{\text{dr}} - X_{\text{rec}}$ pour l'ensemble du détecteur est représentée sur les figures 5.16a et 5.16b en fonction de la coordonnée prédite X_p . Dans la figure 5.16a, les valeurs moyennes de R_{dr} sont calculées dans des intervalles de 198 mm le long de X_p , chacun coïncidant exactement avec une chambre à dérive. A l'exception du point correspondant à la chambre 2, toutes ces valeurs moyennes sont inférieures à 2 mm en valeur absolue. S'il existait une erreur systématique dans la détermination des vitesses des lignes à retard, celle-ci

se traduirait par une variation linéaire de $\langle R_{dr} \rangle$ en fonction de X_p , ce qui n'est pas observé. Sur la figure 5.16b, chaque mesure correspond à une demi-largeur de chambre. On constate alors que $\langle R_{dr} \rangle$ change de signe selon que l'on se situe à gauche ou à droite du fil d'anode, ce qui indique clairement que les coordonnées en dérive ne sont pas reconstruites de manière correcte. L'examen de l'évolution de $\langle R_{dr} \rangle$ en fonction de la coordonnée X_{dr} prédite en dérive nous permet de cerner l'origine de cette mauvaise reconstruction (figure 5.17). Le décalage entre les valeurs de $\langle R_{dr} \rangle$ à gauche et à droite du fil d'anode provient de l'utilisation d'un temps T_{BCO} trop petit dans la relation (5.14) qui donne le temps de dérive corrigé t_d . On reconstruit dès lors une distance de dérive $|X_{rec}|$ trop grande, ce qui conduit à $R_{dr} < 0$ lorsque $X_{dr} > 0$ et $R_{dr} > 0$ quand $X_{dr} < 0$ (cf. relation (5.25)). On remarque également que les $\langle R_{dr} \rangle$ varient légèrement en fonction de X_{dr} de chaque côté du fil d'anode. Cet effet est le signe de l'utilisation d'une mauvaise vitesse de dérive V_{dr} lors de la reconstruction des distances de dérive. Enfin, l'évolution de $\langle R_{dr} \rangle$ se modifie assez brutalement lorsqu'on se situe près des bords des chambres, cet effet étant la conséquence de l'utilisation d'une relation linéaire unique entre 1,5 et 10 cm de dérive.

Ces effets systématiques entachant les coordonnées reconstruites en dérive peuvent être réduits de manière significative en procédant à une recalibration de la relation espace-temps en dérive, et ce dans chaque couche séparément. Dans la région du fil d'anode, $-1,5 \text{ cm} < X_{dr} < 1,5 \text{ cm}$, nous ajustons une relation quadratique du type

$$\tilde{T}_d = P_0 + P_1 X_{dr} + P_2 X_{dr}^2, \quad (5.30)$$

tandis que, hors de cette région, nous utilisons une relation linéaire du type

$$X_{dr} = X_0^R + V_{dr}^R \tilde{T}_d \quad (5.31)$$

pour $X_{dr} \geq 1,5 \text{ cm}$ et

$$X_{dr} = X_0^L - V_{dr}^L \tilde{T}_d \quad (5.32)$$

lorsque $X_{dr} \leq -1,5 \text{ cm}$. Le temps de dérive utilisé dans ces 3 relations est égal à

$$\tilde{T}_d = T_d - t_{ca} - \frac{y}{v_a} \quad (5.33)$$

et n'est donc pas corrigé pour le temps T_{BCO} (cf. relation (5.14)).

Les valeurs du paramètre P_2 obtenues dans chacune des couches de notre détecteur sont représentées sur la figure 5.18. Elles se distribuent autour d'une valeur moyenne égale à $5,94 \pm 0,06$ ns/mm² alors que, dans DELANA, nous utilisons la relation $t_d = 4,58 d^2$. Pour le paramètre P_0 , nous obtenons des résultats similaires dans chacune des couches du MUF, avec une valeur moyenne égale à 430 ± 10 ns. Cette valeur est nettement plus grande que le temps $T_{BCO} = 150$ ns présent sur la base de données utilisée par DELANA. En ce qui concerne les vitesses de dérive v_{dr}^L et v_{dr}^R , nous obtenons les résultats représentés sur la figure 5.19 en fonction du numéro de couche. Ces vitesses se distribuent autour d'une valeur moyenne $\langle v_{dr} \rangle = 7,90 \pm 0,03$ mm/μs, avec un écart type de 0,2 mm/μs. Cette vitesse moyenne est sensiblement plus grande que celle utilisée dans DELANA, qui est de 7,42 mm/μs pour toutes les couches. Nous ne constatons pas de différence significative ni entre les vitesses mesurées dans les bouchons A et C, $\langle v_{dr} \rangle_A = 7,93 \pm 0,03$ mm/μs et $\langle v_{dr} \rangle_C = 7,86 \pm 0,04$ mm/μs, ni entre celles mesurées à gauche et à droite des fils d'anode, $\langle v_{dr}^L \rangle = 7,85 \pm 0,04$ mm/μs et $\langle v_{dr}^R \rangle = 7,94 \pm 0,03$ mm/μs.

Après cette recalibration des relations espace-temps en dérive, les valeurs moyennes des R_{dr} , calculées sur l'ensemble des couches du MUF, évoluent en fonction de X_p et de X_{dr} de la manière représentée sur les figures 5.20a et 5.20b. On constate une nette amélioration par rapport aux résultats obtenus sur les figures 5.16b et 5.17a, les écarts systématiques entre X_{rec} et X_{dr} ne dépassant plus maintenant que très rarement les 2 mm, et ce près des bords des chambres.

En résumé, nous avons montré que les coordonnées des points d'impact le long des lignes à retard sont reconstruites de manière satisfaisante en utilisant les vitesses déterminées à l'aide de particules cosmiques. Il n'en va pas de même pour les distances de dérive et une recalibration, couche par couche, des relations espace-temps en dérive est nécessaire ; elle permet de réduire de manière significative les écarts systématiques existant entre les coordonnées reconstruites en dérive et celles reconstruites le long des lignes à retard.

5.4.4 Influence du champ magnétique de DELPHI sur les lignes à retard

Dans le chapitre 3, nous avons montré que la présence d'un champ magnétique perturbait le comportement de nos chambres à dérive en modifiant la trajectoire des électrons de dérive (§3.6.2.b) : un champ magnétique parallèle au fil d'anode peut entraîner une perte d'efficacité en dérive tandis qu'un champ perpendiculaire au plan de dérive entraîne un déplacement du signal induit le long de la ligne à retard. Dans DELPHI, les chambres à dérive du MUF sont soumises à l'influence du champ magnétique de retour produit par l'aimant supraconducteur. La composante radiale de ce champ, B_R , est située dans le plan des fils d'anode de nos chambres tandis que la composante longitudinale B_z est perpendiculaire au plan de dérive des électrons. Lors de la conception de l'aimant supraconducteur, des calculs théoriques ont prédits que cette composante longitudinale pouvait atteindre une intensité maximale de ~ 2500 Gauss dans l'enclave où est situé le plan intérieur de détection du MUF, tandis que la composante radiale restait inférieure à 500 Gauss [5.5]. Les variations de $|B_z|$ et $|B_R|$ dans cette enclave sont montrées sur la figure 5.21 en fonction de la distance à l'axe des faisceaux. Il faut noter que B_z change de sens et que son intensité s'atténue pour les distances supérieures au rayon de l'aimant supraconducteur.

Au vu des résultats présentés dans le paragraphe §3.6.2.b, la composante radiale du champ B ne devrait pas affecter le comportement de nos chambres. Par contre, une intensité de 2500 Gauss de la composante longitudinale doit entraîner des déplacements le long des lignes à retard pouvant atteindre plusieurs mm pour les plus grandes distances de dérive. Etant donné que l'intensité de B_z n'a pu être mesurée au niveau des plans de détection du MUF, nous avons cherché à établir quelle était l'influence réelle de cette composante sur les coordonnées déterminées le long des lignes à retard.

Sur base des relations (3.11) et (3.28), le déplacement affectant les coordonnées reconstruites le long des lignes à retard s'écrit :

$$\Delta y = 2 V_{dr} \frac{|B_z|}{E} d, \quad (5.34)$$

V_{dr} étant la vitesse de dérive des électrons, E , l'intensité du champ électrique de dérive et d , la distance de dérive. Ce déplacement est

donc proportionnel à la distance de dérive parcourue par les électrons. De plus, la trajectoire des électrons de dérive étant modifiée suite à l'influence de la force de Lorentz $\mathbf{F} = e(\mathbf{V}_{dr} \times \mathbf{B}_z)$, ce déplacement Δy sera de signe différent selon que l'ionisation primaire a été produite à gauche ou à droite du fil d'anode.

Pour mettre en évidence ce déplacement Δy , nous utilisons une procédure d'analyse similaire à celle utilisée lors de la vérification des paramétrisations des relations espace-temps (§5.4.3). Comme le montre la figure 5.22, nous utilisons les coordonnées reconstruites le long des lignes à retard des chambres 2 et 4 pour déterminer la trajectoire d'une particule dans le plan xz . Nous pouvons alors comparer la coordonnée X_{dr} prédite en dérive dans la chambre 1 avec celle reconstruite, X_{rec} , en utilisant la quantité $R_{dr} = X_{dr} - X_{rec}$. Si la coordonnée X_{dl} reconstruite le long de la ligne à retard de la chambre 2 est affectée d'un décalage Δy , la quantité R_{dr} doit être sensible à la coordonnée locale en dérive du point d'impact enregistré dans cette chambre. Pour obtenir cette coordonnée que nous appellerons Y_{dr} , nous déterminons la trajectoire de la particule dans le plan yz sur base des coordonnées reconstruites le long des lignes à retard des chambres 1 et 3, et nous l'extrapolons dans les chambres 2 et 4.

Sur la figure 5.23a, nous avons représenté l'évolution de la valeur moyenne de R_{dr} en fonction de Y_{dr} , ces mesures correspondant à une seule couche de chambres appartenant à un quadrant intérieur. De plus, nous n'avons utilisé que les événements conduisant à des points d'impact distants de moins de 250 cm de l'axe des faisceaux, le sens de \mathbf{B}_z se renversant par la suite (figure 5.21). L'évolution linéaire de $\langle R_{dr} \rangle$ en fonction de Y_{dr} est manifeste et un ajustement linéaire sur ces mesures nous donne la relation

$$\langle R_{dr} \rangle = (-0,005 \pm 0,008) + (0,021 \pm 0,002) Y_{dr} \quad (5.35)$$

avec un $Q^2/NDL = 0,82$. La relation (5.34) nous permet alors de calculer l'intensité moyenne de \mathbf{B}_z au niveau du plan intérieur de détection du MUF, avec pour résultat $|\mathbf{B}_z| = 930 \pm 110$ Gauss. Cette valeur mesurée est nettement inférieure à la valeur prédite de 2500 Gauss. Sur la figure 5.23b, nous avons représenté les résultats obtenus dans une couche appartenant à un quadrant extérieur, toujours en utilisant les points d'impact distants de moins de 250 cm de l'axe des faisceaux. Les écarts systématiques sont pratiquement réduits d'un facteur deux et un ajustement linéaire nous donne la relation

$$\langle R_{dr} \rangle = (0,006 \pm 0,008) + (0,011 \pm 0,002) Y_{dr} \quad (5.36)$$

avec un $Q^2/NDL=0,95$. On en déduit que l'intensité moyenne de B_z au niveau du plan extérieur du MUF est de l'ordre de 440 ± 110 Gauss.

Sur la figure 5.23c, nous avons représenté l'évolution de $\langle R_{dr} \rangle$ en fonction de Y_{dr} obtenue dans la même couche que pour la figure 5.23a mais en ne sélectionnant cette fois que des points d'impact distants de plus de 300 cm de l'axe des faisceaux. La dépendance de $\langle R_{dr} \rangle$ avec la coordonnée Y_{dr} n'apparaît plus de manière évidente, un ajustement linéaire sur ces mesures conduisant à un coefficient linéaire égal à $-0,0026 \pm 0,0031$, possédant le signe attendu mais totalement compatible avec zéro. Nous obtenons un résultat similaire dans la couche appartenant à un quadrant extérieur, la droite ajustée sur les mesures reprises sur la figure 5.23d possédant une pente égale à $-0,0016 \pm 0,0021$. Ces résultats indiquent que l'intensité de la composante longitudinale du champ magnétique est pratiquement nulle lorsqu'on se situe à plus de 3 m de l'axe des faisceaux.

En résumé, nous avons montré que la composante B_z du champ magnétique de retour de DELPHI entraîne des déplacements systématiques sur les coordonnées mesurées le long des lignes à retard, et ce uniquement pour les points d'impact situés à moins de 250 cm de l'axe des faisceaux. Ces déplacements atteignent au maximum 2 mm dans les chambres appartenant aux plans intérieurs de détection du MUF et 1 mm pour les plans extérieurs. Non corrigés, ces déplacements systématiques entraînent une dégradation de la résolution des lignes à retard, comme nous le verrons dans le paragraphe suivant.

5.4.5 Etude de la résolution spatiale

Dans le chapitre 4, nous avons établi que la résolution moyenne de nos lignes à retard était égale à $\sigma_{DL}=2,3$ mm (§4.4.3.b). Nous avons également montré que la résolution moyenne en dérive, obtenue en utilisant une paramétrisation identique de la relation espace-temps dans toutes les chambres d'une même couche, était égale à $\sigma_{DR}=1,2$ mm (§4.5.3). Pour estimer la résolution moyenne de nos chambres dans DELPHI, nous examinons la distribution de la quantité R_{dr} , définie dans le paragraphe §5.4.1. Utilisant les constantes de calibration déterminées dans la section 5.3 pour les lignes à retard, et la paramétrisation de la relation espace-temps en dérive utilisée dans

DELANA, identique dans toutes les couches du MUF, nous obtenons la distribution de R_{dr} représentée sur la figure 5.24a. L'ajustement d'une gaussienne sur cette distribution nous donne un écart type

$$\sigma_R = 7,5 \pm 0,1 \text{ mm} . \quad (5.37)$$

Or, les événements utilisés pour déterminer ce σ_R correspondant à des particules dont la trajectoire est parallèle à l'axe des faisceaux, nous pouvons considérer que la quantité R_{dr} représente la différence entre une coordonnée déterminée le long de la dérive dans une couche et une coordonnée déterminée le long d'une ligne à retard dans la couche croisée (figure 5.11). Dès lors, l'écart type σ_R est une combinaison quadratique de l'erreur σ_{DR} entachant la coordonnée déterminée en dérive et de l'erreur σ_{DL} attachée à celle fournie par la ligne à retard :

$$\sigma_R^2 = \sigma_{DR}^2 + \sigma_{DL}^2 . \quad (5.38)$$

En faisant l'hypothèse que ces erreurs sont identiques, nous obtenons une résolution moyenne

$$\sigma_{res} = \frac{\sigma_R}{\sqrt{2}} = 5,30 \pm 0,07 \text{ mm} , \quad (5.39)$$

nettement moins bonne que celles obtenues précédemment. Pour améliorer cette résolution, il est nécessaire, d'une part, d'utiliser les nouvelles relations espace-temps obtenues après recalibration de la dérive (§5.4.3), et, d'autre part, de corriger les effets du champ magnétique sur les coordonnées déterminées le long des lignes à retard (§5.4.4). De cette manière, nous obtenons la distribution de R_{dr} représentée sur la figure 5.24b. Cette distribution possède un écart type

$$\sigma_R = 4,20 \pm 0,05 \text{ mm} , \quad (5.40)$$

ce qui correspond à une résolution moyenne

$$\sigma_{res} = 3,00 \pm 0,03 \text{ mm} . \quad (5.41)$$

Cette résolution moyenne de 3 mm se rapproche sensiblement des résultats obtenus dans le grand hodoscope, tout en restant néanmoins moins bonne. Pour expliquer cette dégradation de la résolution de nos chambres, il faut se rappeler que, dans le grand hodoscope, les résolutions σ_{DR} et σ_{DL} ont été obtenues en utilisant des données enregist-

trées sur une période de un ou deux jours, tandis que, dans DELPHI, nous utilisons l'ensemble des événements enregistrés sur une période de près d'un an. Cette différence a des répercussions aussi bien sur la résolution des lignes à retard que sur celle obtenue en dérive. En effet, nous avons montré dans le paragraphe §4.2.2.h que les vitesses de nos lignes à retard pouvaient varier dans le temps. La preuve en est que l'écart type de la distribution de \tilde{T}_{sum} s'est sensiblement accru pour les données de 1991 par rapport à celui obtenu en 1990 (§5.3.2). Les vitesses que nous utilisons étant celles déterminées en 1990, il en résulte inévitablement une dégradation de la résolution des lignes à retard. D'autre part, la recalibration des relations espace-temps en dérive ne nous permet de déterminer que les valeurs moyennes des vitesses de dérive dans chaque couche du MUF, intégrées sur l'ensemble des données enregistrées en 1991. Or, nous savons que ces vitesses de dérive sont sensibles à la pression atmosphérique et à la composition du mélange gazeux. Elles varient donc dans le temps et le fait de ne connaître que leur valeur moyenne sur une longue période de temps conduit à une dégradation de la résolution mesurée en dérive.

5.5 ETUDE DES PERFORMANCES DU MUF A L'AIDE D'ÉVÉNEMENTS $\mu^+\mu^-$

L'étude du comportement du MUF décrite dans la section 5.4 a été réalisée en utilisant uniquement des muons parallèles. Il faut cependant remarquer que ces événements possèdent des caractéristiques assez différentes de celles des muons produits lors d'interactions $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$. D'une part, les muons parallèles ne traversent les quadrants du MUF que dans une région proche de l'axe des faisceaux, tandis que les muons provenant d'une interaction e^+e^- atteignent toute la surface sensible du MUF. D'autre part, les muons parallèles ont une trajectoire perpendiculaire aux plans de détection du MUF, tandis que les autres sont produits depuis le vertex d'interaction avec un angle polaire compris entre 10° et 45° . Il est donc intéressant d'examiner si ces caractéristiques différentes ont une influence sur l'efficacité de détection du MUF et sur sa résolution.

Pour étudier ces deux aspects du comportement du MUF, nous utilisons des événements $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ sélectionnés à l'aide des critères que nous décrirons dans le chapitre 6. Pour ces événements, nous recherchons les points d'impact des muons au sein du MUF à l'aide de la

procédure d'association décrite dans le chapitre 6. En bref, cette association permet de déterminer, pour chacune des 4 couches d'un octant, quel est le point d'impact reconstruit le plus proche de celui extrapolé à partir de la trajectoire de la particule chargée.

Pour déterminer l'efficacité de détection moyenne d'une couche de chambres à dérive, nous calculons le rapport

$$\epsilon_{\text{REC}} = \frac{N_4}{N_3 + N_4}, \quad (5.42)$$

où N_4 est le nombre de muons pour lesquels nous trouvons un point d'impact dans chacune des 4 couches de l'octant, et N_3 , le nombre de muons pour lesquels nous trouvons un point d'impact dans trois couches hormis celle étudiée. Les efficacités ainsi déterminées sont représentées sur la figure 5.25a pour les 16 couches du bouchon A et sur la figure 5.25b pour le bouchon C. Dans le cas du bouchon A, nous observons des tendances générales similaires entre ces résultats et ceux obtenus en utilisant les muons parallèles (cf. figure 5.14a) : l'efficacité de détection fluctue de manière importante entre les différentes couches et elle atteint moins de 80 % dans plusieurs cas. Notons que, dans certaines couches, nous obtenons des résultats sensiblement différents entre les deux analyses. Ceci s'explique par le fait que les mauvaises efficacités constatées dans certaines couches du bouchon A proviennent de quelques chambres particulières et non pas d'une inefficacité affectant de manière identique toutes les chambres d'une couche. La répartition des points d'impact au sein du MUF étant différente entre les deux analyses, il n'est pas étonnant d'obtenir des résultats différents. Dans le bouchon C, nous obtenons des efficacités assez semblables entre elles, comprises entre 84 ± 3 % et 91 ± 2 %. Il apparaît cependant que ces efficacités sont généralement diminuées de quelques pourcents par rapport à celles obtenues avec les muons parallèles. La preuve en est que nous obtenons maintenant une efficacité moyenne de $87,9 \pm 0,6$ % alors qu'elle était de $92,12 \pm 0,08$ % précédemment. L'origine de cette perte d'efficacité n'a pas encore pu être établie avec précision.

Pour estimer la résolution spatiale de notre détecteur à l'aide d'événements $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$, nous utilisons une procédure assez similaire à celle décrite dans le paragraphe §5.4.5. Nous déterminons la trajectoire du muon au sein du MUF en utilisant les points d'impact trouvés dans deux couches, l'une appartenant à un quadrant intérieur et

l'autre à un quadrant extérieur. Après extrapolation de cette trajectoire dans les deux autres couches, nous comparons les coordonnées des points d'impact prédits à celles des points trouvés par la procédure d'association. La distribution des différences R_{dr} entre ces deux types de coordonnées possède un écart type de $8,6 \pm 0,3$ mm (figure 5.26), ce qui correspond à une résolution moyenne

$$\sigma_{res}^{\mu\mu} = 6,1 \pm 0,2 \text{ mm} . \quad (5.43)$$

Cette résolution est obtenue sans corriger les effets du champ magnétique et sans utiliser les nouvelles paramétrisations des relations espace-temps en dérive. Elle est légèrement moins bonne que celle de 5,3 mm obtenue précédemment en utilisant des constantes de calibration identiques. Cette dégradation est probablement liée à l'angle d'incidence des muons, dont l'influence sur la résolution intrinsèque de nos chambres et sur les relations espace-temps n'a pas pu être étudiée dans le cadre de ce travail.

Bien que nettement moins bonne que celle prévue lors de la conception du MUF, cette résolution moyenne reste meilleure que l'erreur entachant les coordonnées prédites par l'extrapolation de la trajectoire d'un muon de 45 GeV. En effet, pour une telle particule, l'erreur sur les coordonnées de son point d'impact extrapolé au niveau du plan intérieur de détection du MUF varie entre 4 mm et 6 mm selon son angle polaire (figure 5.27), et ceci si on ne tient compte que de la diffusion multiple. Si on rajoute à cette erreur celle résultant des incertitudes entachant les paramètres de la trajectoire du muon, on arrive à une incertitude moyenne comprise entre 7 mm et 1,7 cm selon l'angle polaire (figure 5.27).

5.6 CONCLUSION

Ce chapitre a été consacré à l'étude du comportement des chambres à dérive du MUF lors des prises de données de l'expérience DELPHI en 1990 et en 1991.

Nous avons décrit comment la vitesse de chacune des lignes à retard contenues dans notre détecteur a été recalibrée à l'aide de particules cosmiques. Nous avons montré que, grâce à cette recalibration, les performances des lignes à retard dans DELPHI sont similaires à celles observées lors des tests prototypes.

L'utilisation du halo de muons qui traverse DELPHI parallè-

lement à l'axe des faisceaux nous a permis d'analyser de manière détaillée le comportement des chambres à dérive du MUF.

Nous avons montré que l'efficacité moyenne de reconstruction d'un point d'impact dans une couche du MUF est de $92,12 \pm 0,08$ % pour les quadrants du bouchon C et de $83,58 \pm 0,15$ % pour ceux du bouchon A. La faible efficacité obtenue dans le bouchon A est liée à la mauvaise qualité du signal d'horloge distribué dans les LTD d'anode au cours des prises de données de 1991. Ce problème a été corrigé pour les données enregistrées en 1992.

Après avoir recalibré les relations espace-temps en dérive, nous avons étudié l'influence qu'exerce le champ magnétique de DELPHI sur le comportement des lignes à retard. Nous avons montré que ce champ magnétique entraîne un décalage systématique des coordonnées mesurées le long des lignes à retard, celui-ci pouvant atteindre une valeur maximale de 2 mm pour les plus grandes distances de dérive. Les décalages mesurés au niveau du plan interne de détection du MUF nous conduisent à estimer que l'intensité moyenne de la composante longitudinale du champ magnétique est de 930 ± 110 Gauss, nettement inférieure à la valeur prédite de 2500 Gauss.

Nous avons estimé que notre détecteur permet de déterminer les coordonnées du point d'impact d'une particule avec une précision moyenne de $5,30 \pm 0,07$ mm. Après recalibration des relations espace-temps en dérive et correction des effets du champ magnétique, on obtient une résolution moyenne de $3,00 \pm 0,03$ mm.

Enfin, nous avons observé une légère dégradation des performances du MUF lors de l'analyse des événements $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$: l'efficacité de détection des couches du bouchon C n'est plus que de $87,9 \pm 0,6$ % en moyenne et la résolution spatiale est de $6,1 \pm 0,2$ mm au lieu des 5,3 mm obtenus précédemment. Cette dégradation est probablement due à l'angle d'incidence des muons.

LEGENDE DES FIGURES

- Figure 5.1 : Représentation schématique de l'identificateur de muons vers l'avant de DELPHI
- Figure 5.2 : Organigramme du programme utilisé pour la reconstruction des points d'impact au sein du MUF.
- Figure 5.3 : Evolution des temps de propagation t_Q des signaux d'anode, depuis la sortie des chambres jusqu'à celle du quadrant, dans les deux couches de 22 chambres d'un quadrant.
- Figure 5.4 : Schéma du dispositif utilisé pour mesurer les retards dus aux câbles dans DELPHI.
- Figure 5.5 : Distributions des valeurs de \tilde{T}_{sum} obtenues en utilisant les vitesses des lignes à retard déterminées dans le grand hodoscope : pour toutes les chambres (a) et pour celles appartenant à des couches anciennement inférieures (b) ou anciennement supérieures (c).
- Figure 5.6 : (a) Différences ΔV_{dl} obtenues dans les 44 chambres d'un même quadrant, en fonction du numéro de canal LTD.
(b) Distributions de l'ensemble des valeurs de ΔV_{dl} obtenues pour les chambres appartenant aux couches anciennement inférieures ou supérieures.
- Figure 5.7 : (a) Distribution des valeurs de \tilde{T}_{sum} obtenues dans l'ensemble des chambres longues avec les nouvelles vitesses des lignes à retard. Le trait continu représente l'ajustement d'une gaussienne sur cette distribution.
(b) Evolution de $\langle \tilde{T}_{sum} \rangle$ pour les chambres longues en fonction de la position y du point d'impact le long de la ligne à retard.
- Figure 5.8 : Distribution des valeurs de \tilde{T}_{sum} inférieures à -25 ns (a) et variation en fonction de la coordonnée y (b).
- Figure 5.9 : Distributions de \tilde{T}_{sum} pour les muons parallèles enregistrés en 1990 (a) et en 1991 (b). Les traits continus correspondent à l'ajustement d'une gaussienne.
- Figure 5.10 : Coordonnées (X,Y) des points d'impact des muons parallèles dans le plan de détection extérieur du bouchon C.
- Figure 5.11 : Représentation schématique du passage d'un muon parallèle dans un octant du MUF et définition des quantités X_p, N_p et X_{dr} utilisées pour l'étude du comportement du MUF.
- Figure 5.12 : Exemple d'un plateau d'efficacité mesuré à l'aide de

particules cosmiques dans une couche du MUF.

Figure 5.13 : (a) Efficacités d'anode et de reconstruction mesurées pour chacune des 16 couches du bouchon C.

(b) Evolution de l'efficacité d'anode en fonction de la distance de dérive pour les chambres du bouchon C.

Figure 5.14 : (a) Efficacités d'anode et de reconstruction mesurées pour chacune des 16 couches du bouchon A.

(b) Evolution de l'efficacité d'anode en fonction de la distance de dérive pour les chambres du bouchon A.

(c) Evolution de l'efficacité de reconstruction en fonction de la distance de dérive pour les chambres du bouchon A.

Figure 5.15 : Efficacités d'anode et de reconstruction obtenues pour chacune des chambres de la couche numéro 2 du bouchon A.

Figure 5.16 : Evolution en fonction de X_p de la valeur moyenne de R_{dr} calculée dans des intervalles en espace correspondant à la largeur d'une chambre (a) ou d'une demi-chambre (b).

Figure 5.17 : Evolution de la valeur moyenne de R_{dr} en fonction de la coordonnée X_{dr} .

Figure 5.18 : Valeurs du paramètre P_2 obtenues dans chacune des couches du détecteur.

Figure 5.19 : Valeurs des vitesses de dérive obtenues à gauche et à droite du fil d'anode dans chacune des couches du MUF.

Figure 5.20 : Evolution de $\langle R_{dr} \rangle$ en fonction de X_p (a) et X_{dr} (b), pour l'ensemble des couches du MUF et après recalibration de la relation espace-temps en dérive.

Figure 5.21 : Variations de l'intensité des champs B_z et B_R en fonction de la distance à l'axe des faisceaux, et ce au niveau du plan intérieur de détection du MUF (courbes théoriques).

Figure 5.22 : Illustration de la méthode d'analyse utilisée pour étudier l'influence du champ B_z sur les coordonnées des lignes à retard.

Figure 5.23 : Evolution de $\langle R_{dr} \rangle$ en fonction de Y_{dr} dans une couche d'un quadrant intérieur et pour des points d'impact distants de moins de 250 cm de l'axe des faisceaux (a) ou de plus de 300 cm (c), et dans une couche d'un quadrant extérieur pour des distances inférieures à 250 cm (b) ou supérieures à 300 cm (d). Les droites représentent les ajustements linéaires effectués sur les données mesurées.

Figure 5.24 : Distributions de la quantité R_{dr} sans correction (a) et après correction (b) des relations espace-temps en dérive et de l'influence du champ magnétique sur les lignes à retard.

Figure 5.25 : Efficacités moyennes de détection obtenues pour les 16 couches du bouchon A (a) et du bouchon C (b) en utilisant des événements $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$.

Figure 5.26 : Distribution de la quantité R_{dr} pour des événements $\mu^+\mu^-$.

Figure 5.27 : Evolution, en fonction de l'angle polaire θ d'un muon de 45 GeV, des erreurs moyennes entachant les coordonnées de son point d'impact prédit au sein du plan intérieur de détection du MUF.

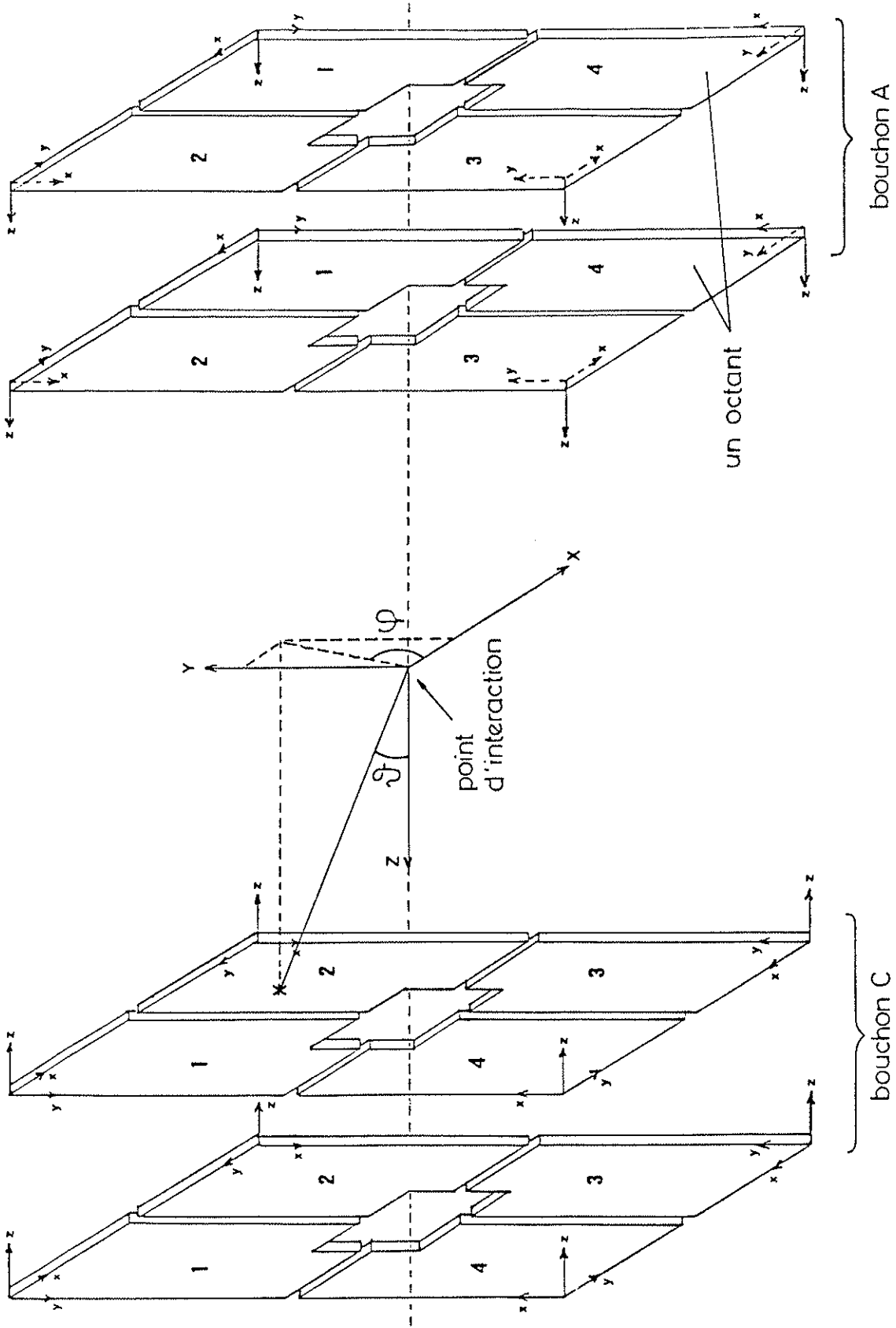


Figure 5.1

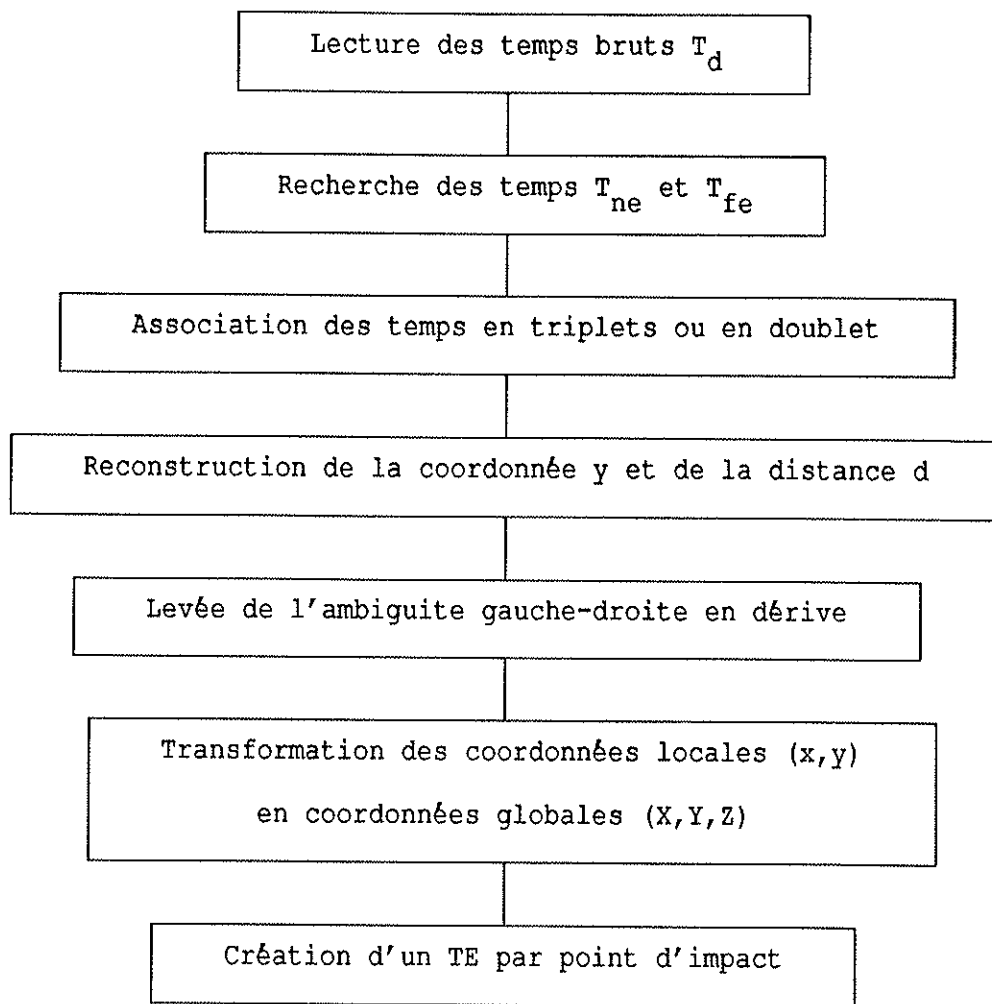


Figure 5.2

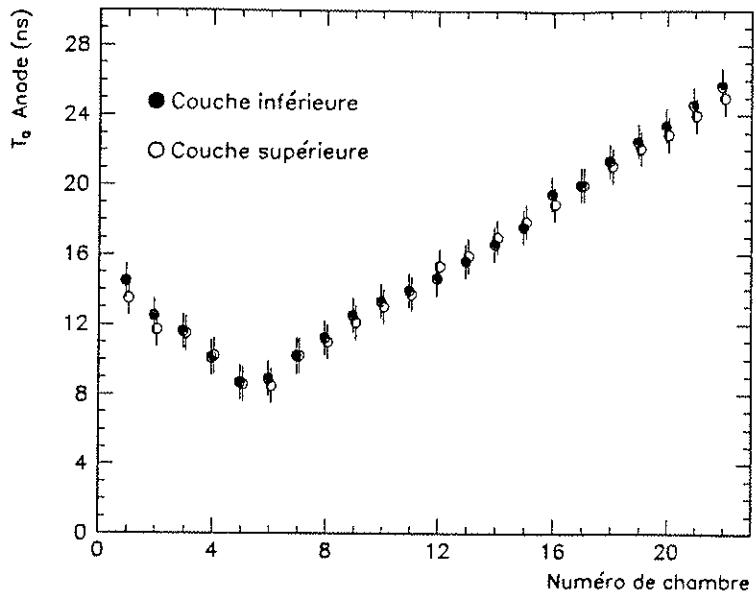


Figure 5.3

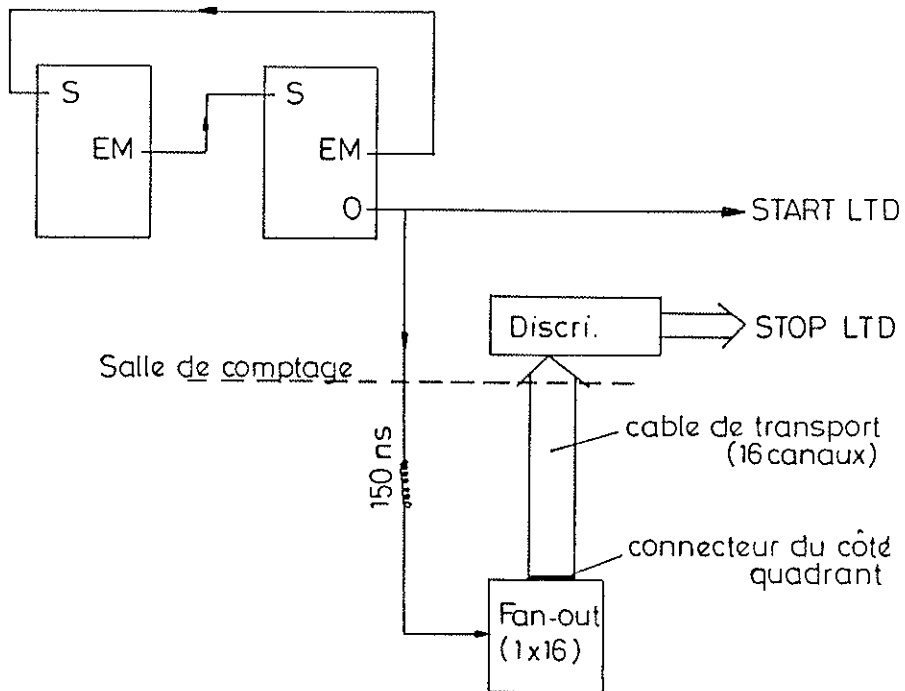


Figure 5.4

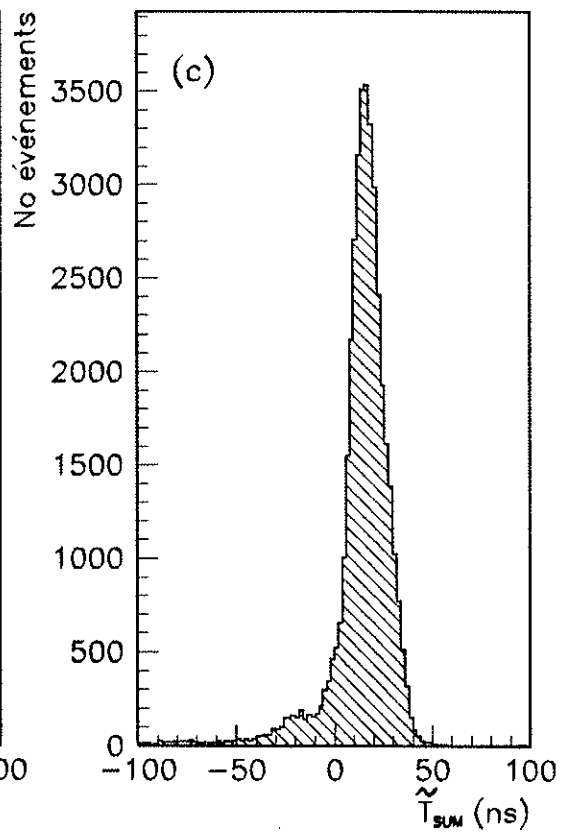
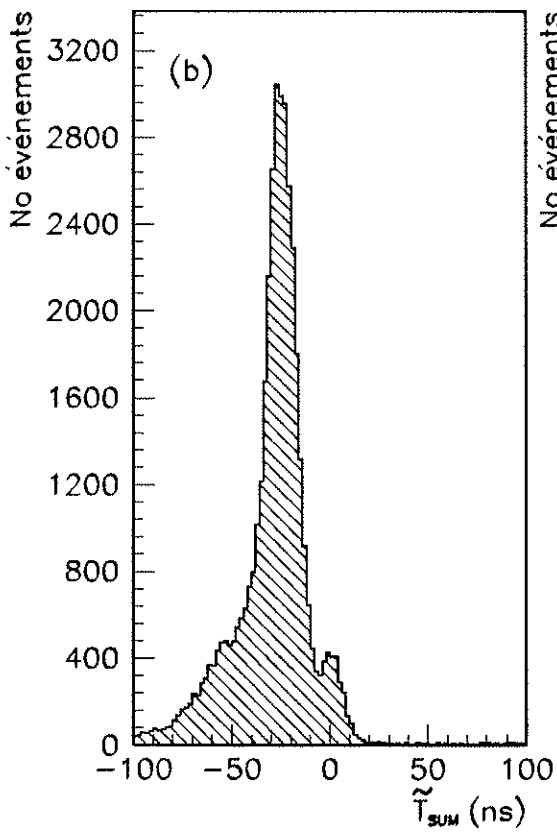
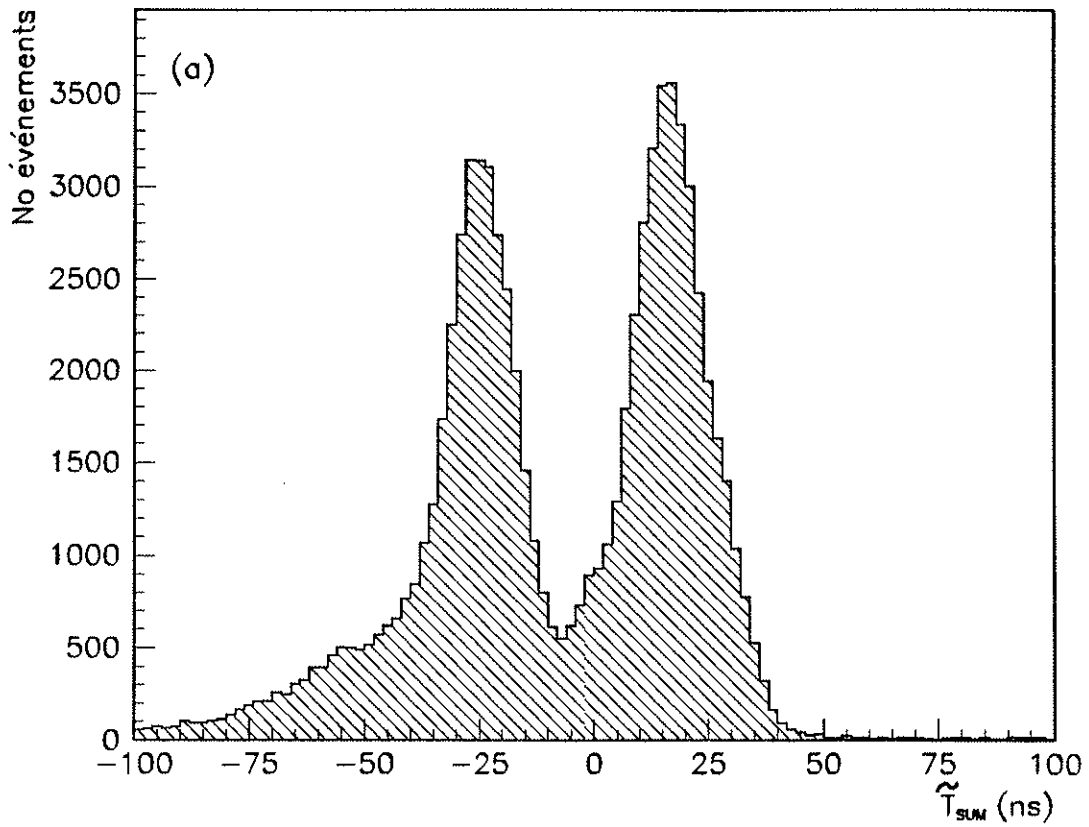


Figure 5.5

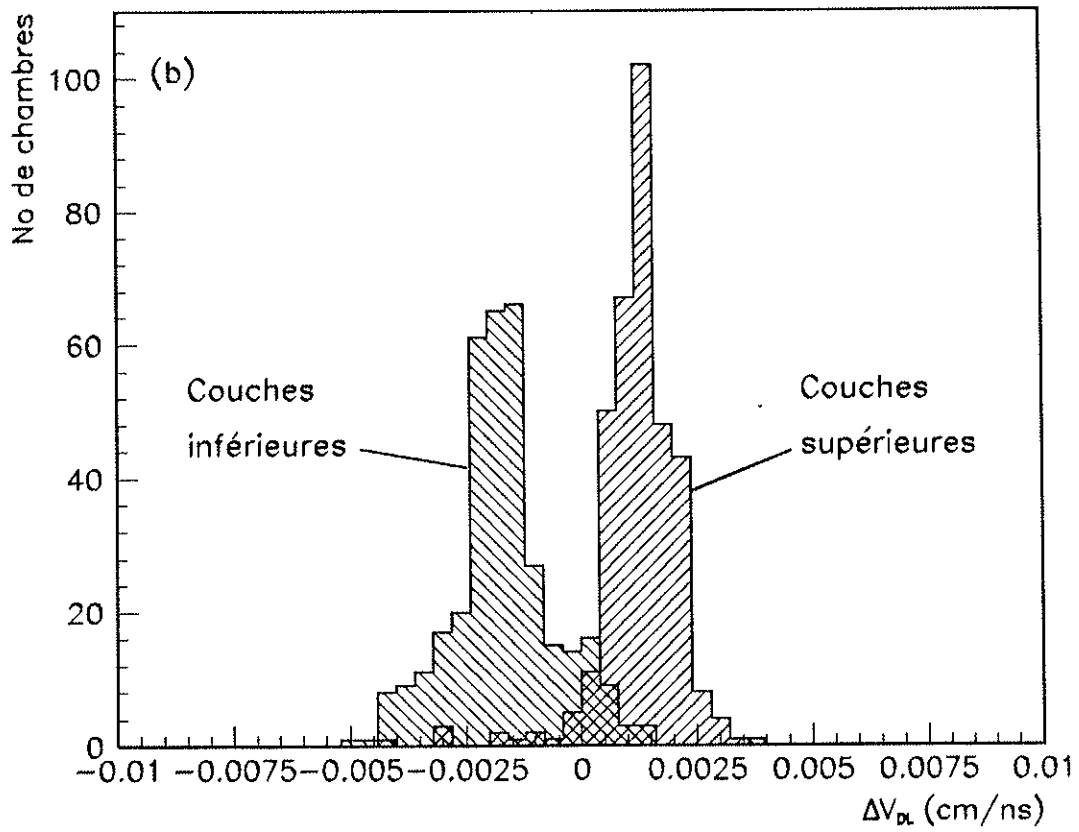
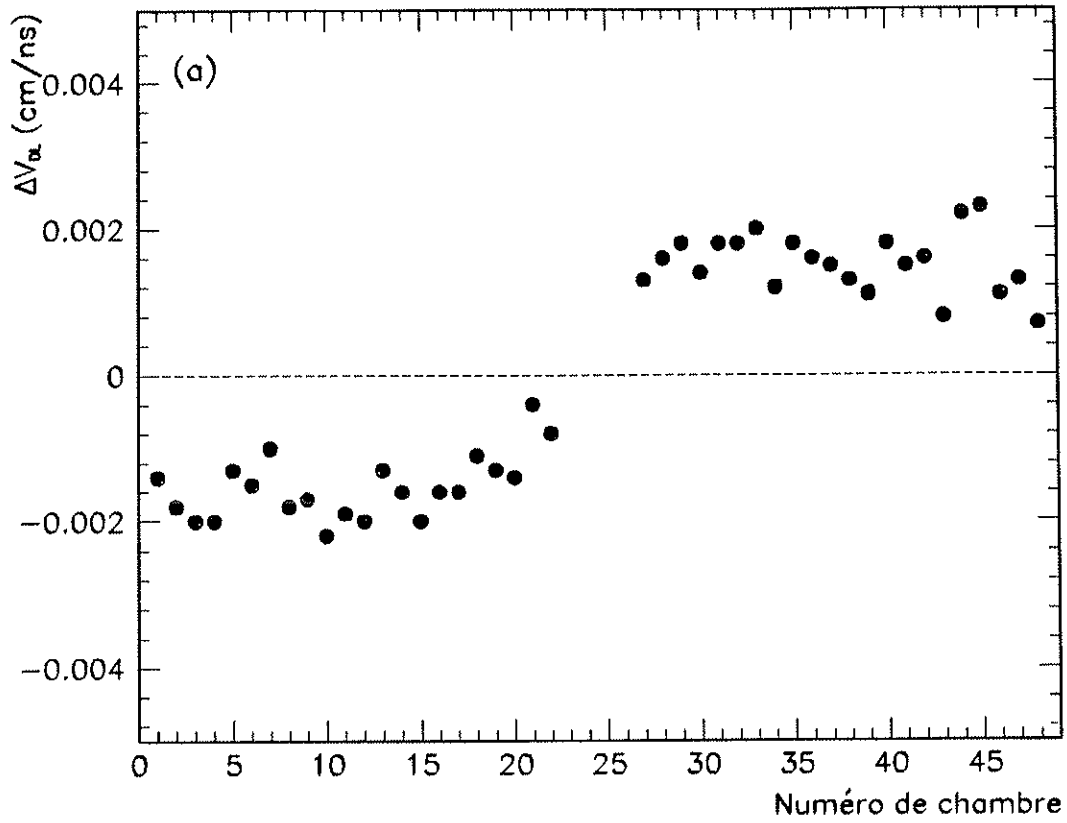


Figure 5.6

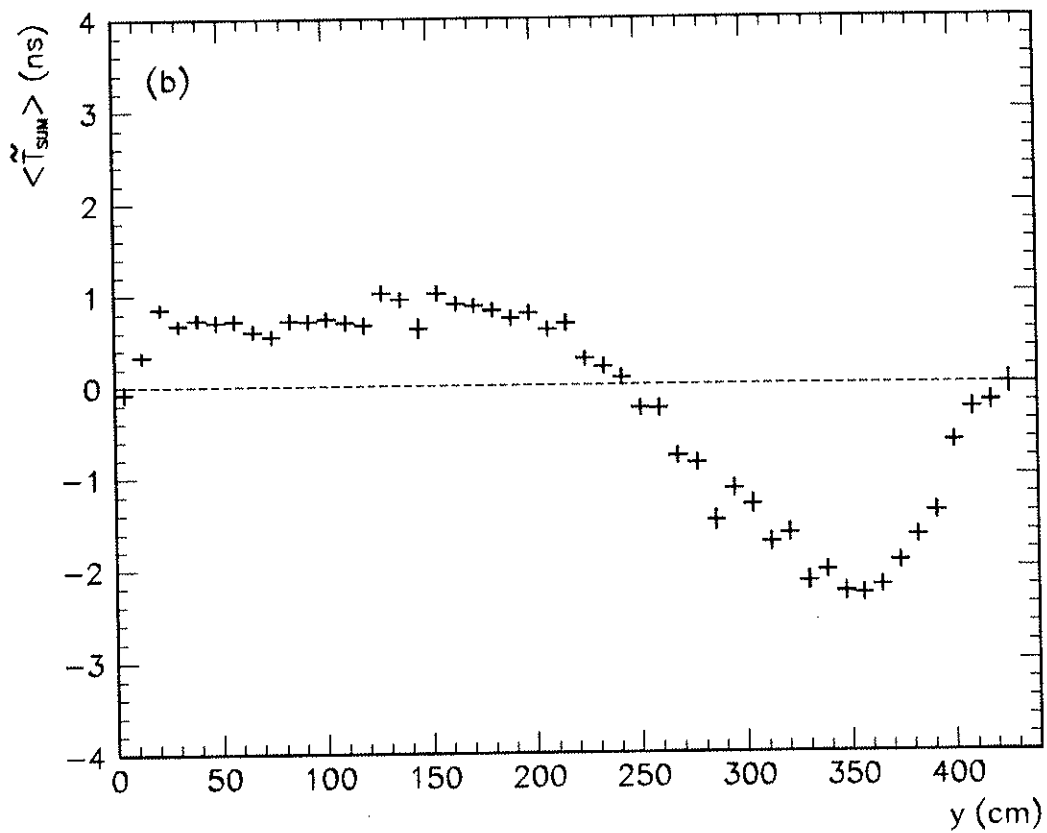
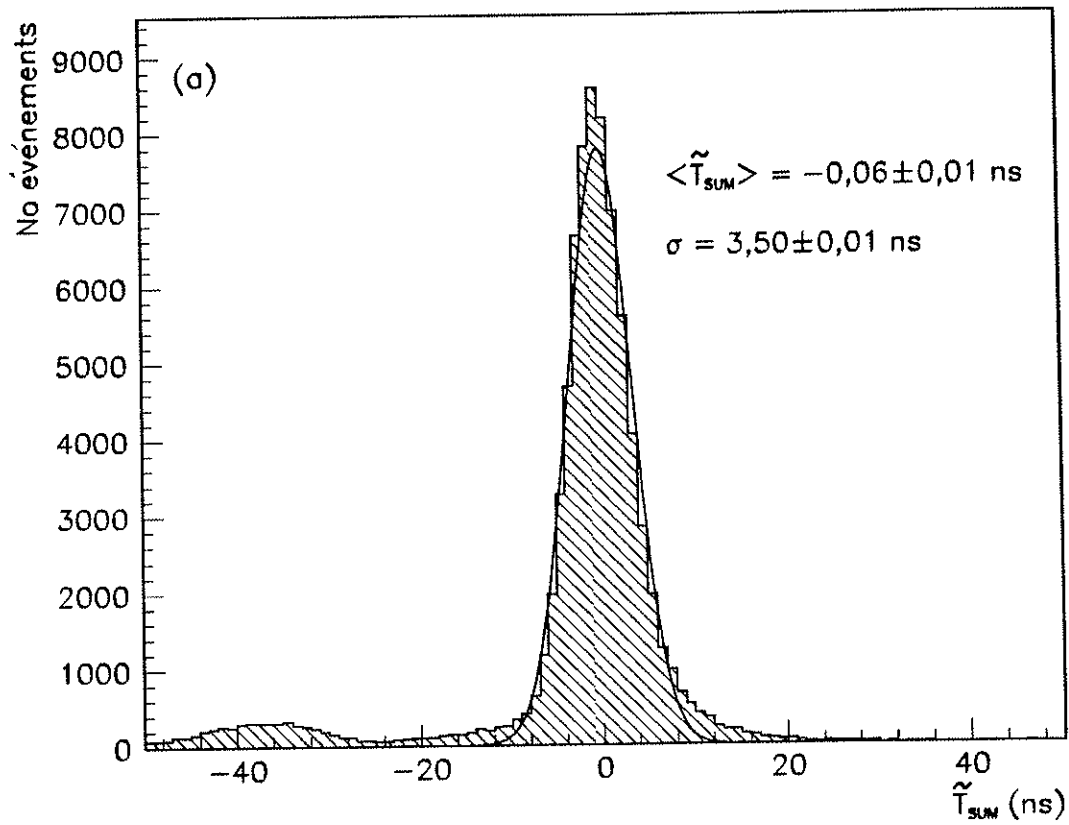


Figure 5.7

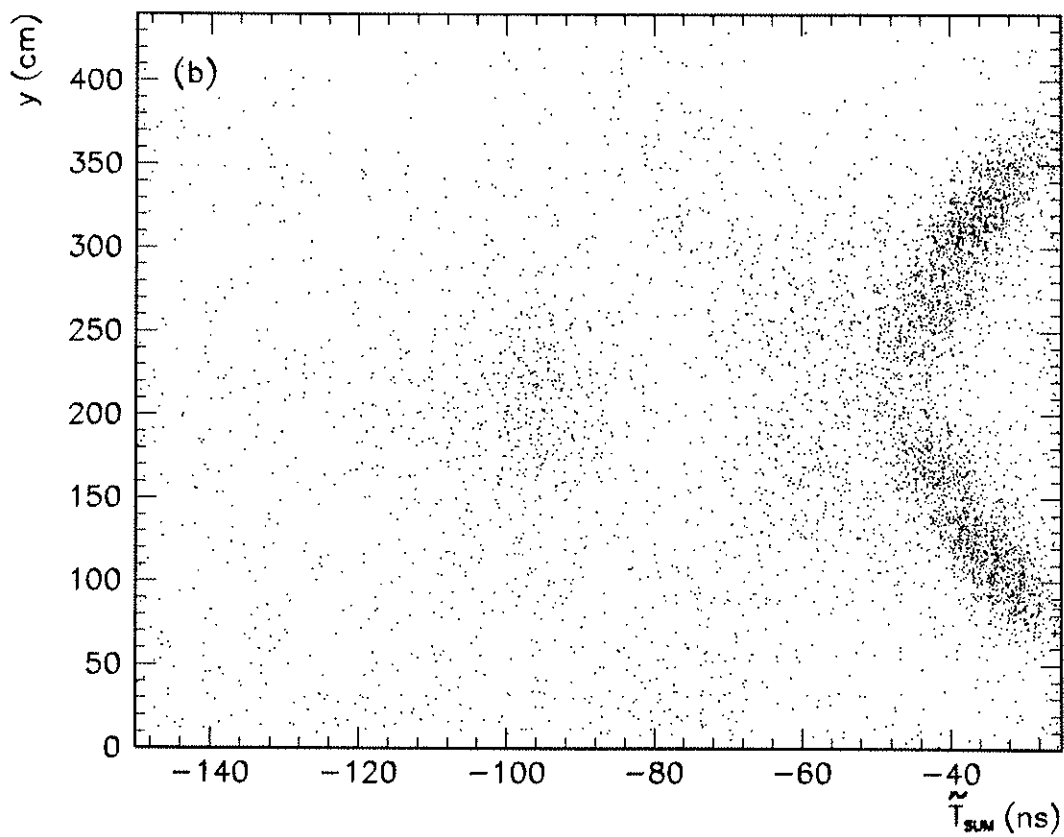
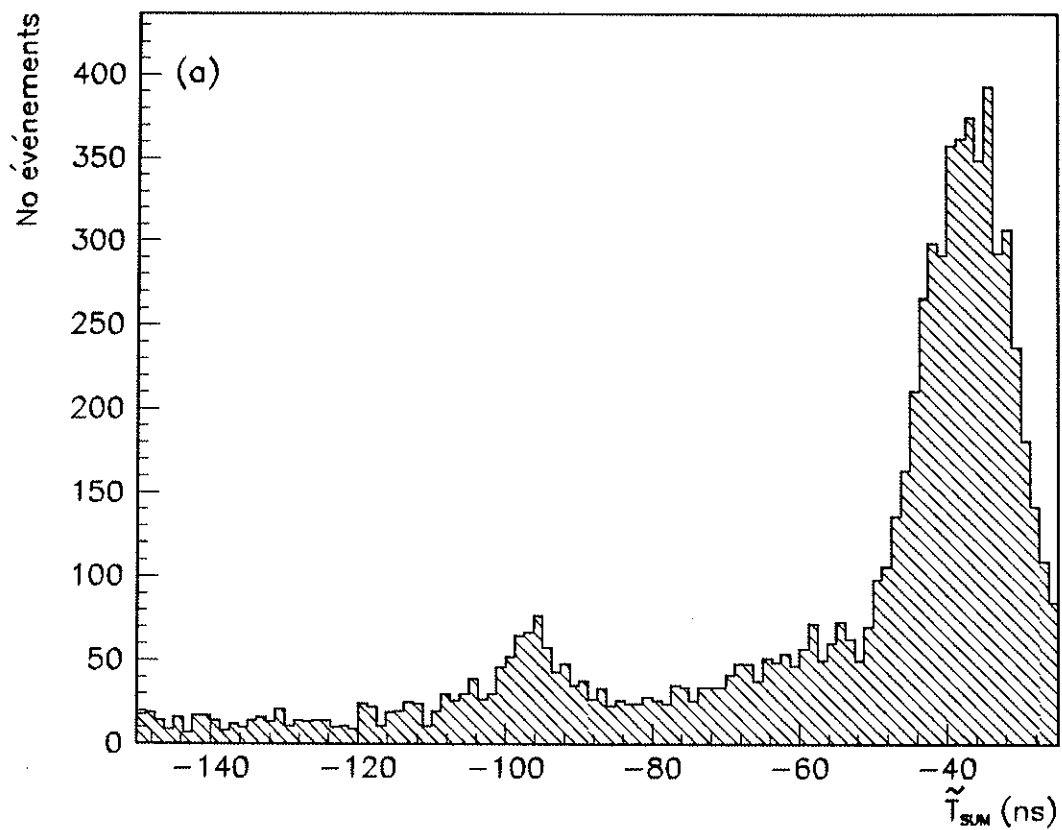


Figure 5.8

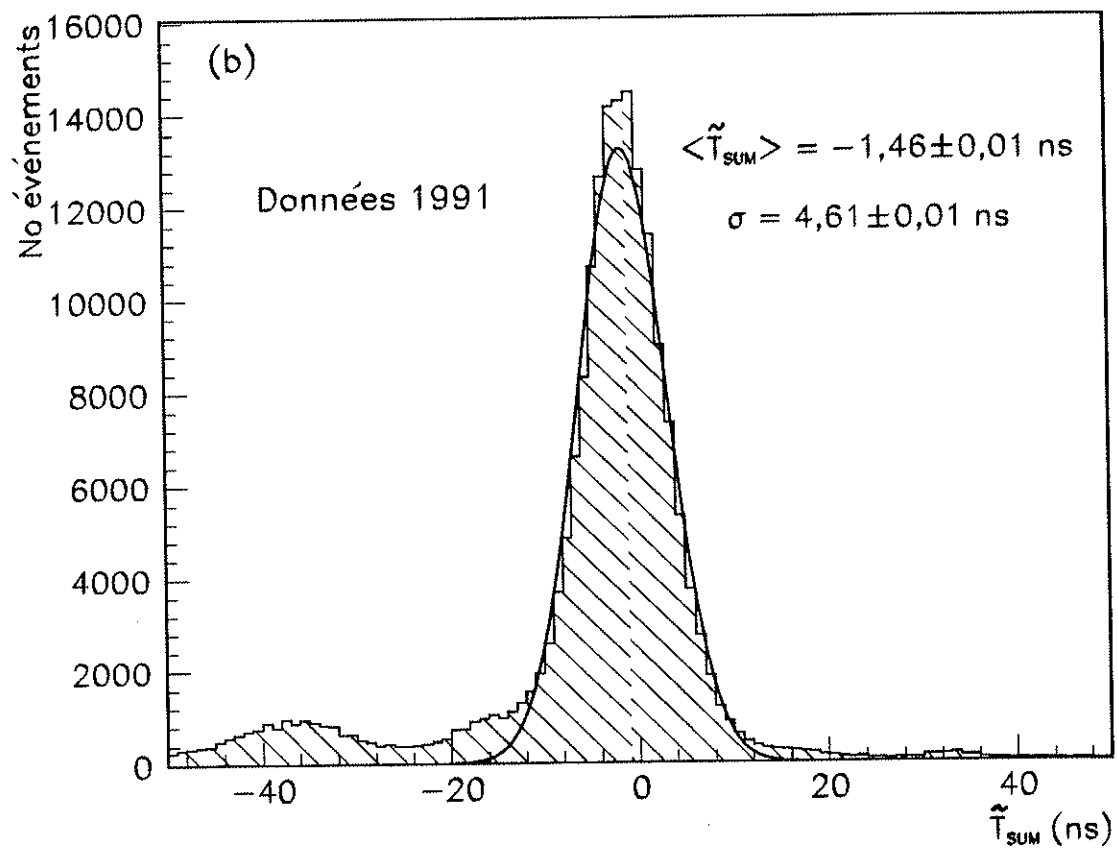
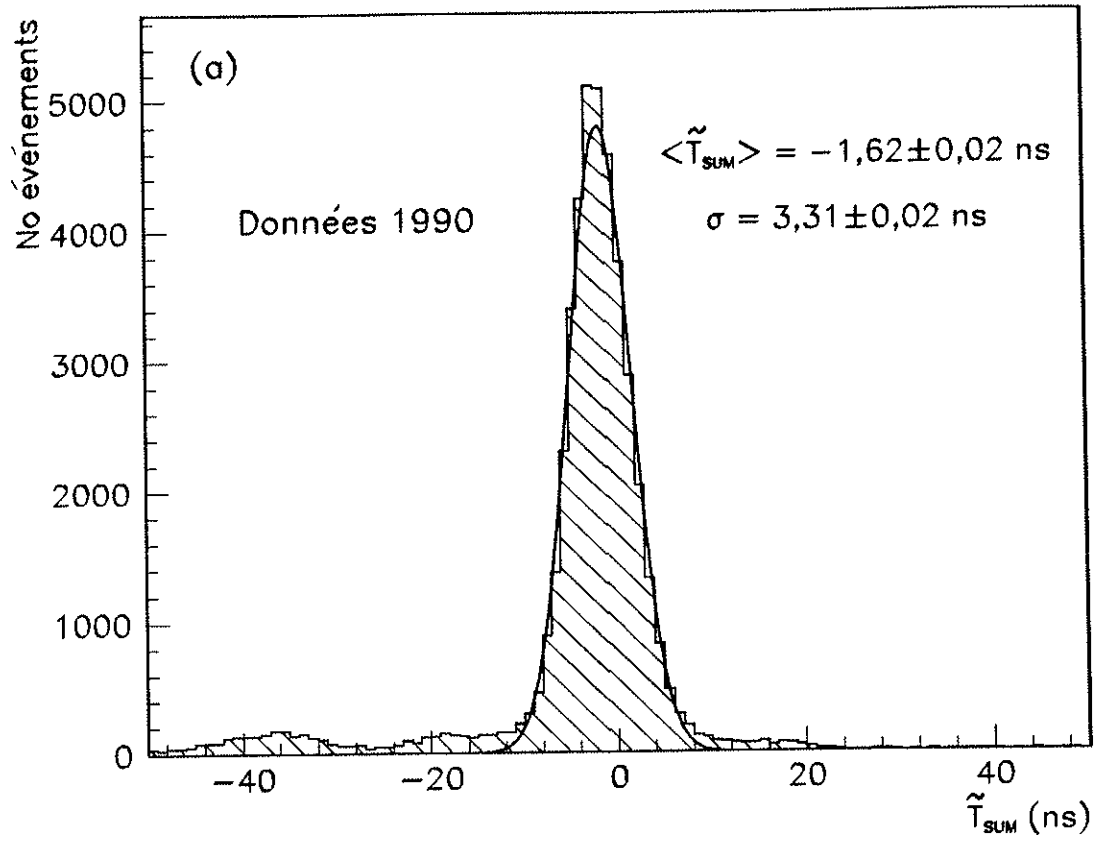


Figure 5.9

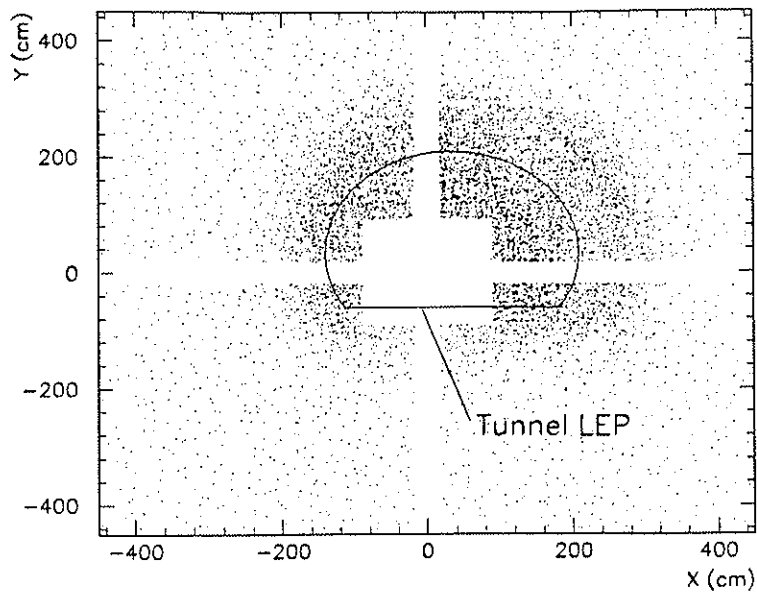


Figure 5.10

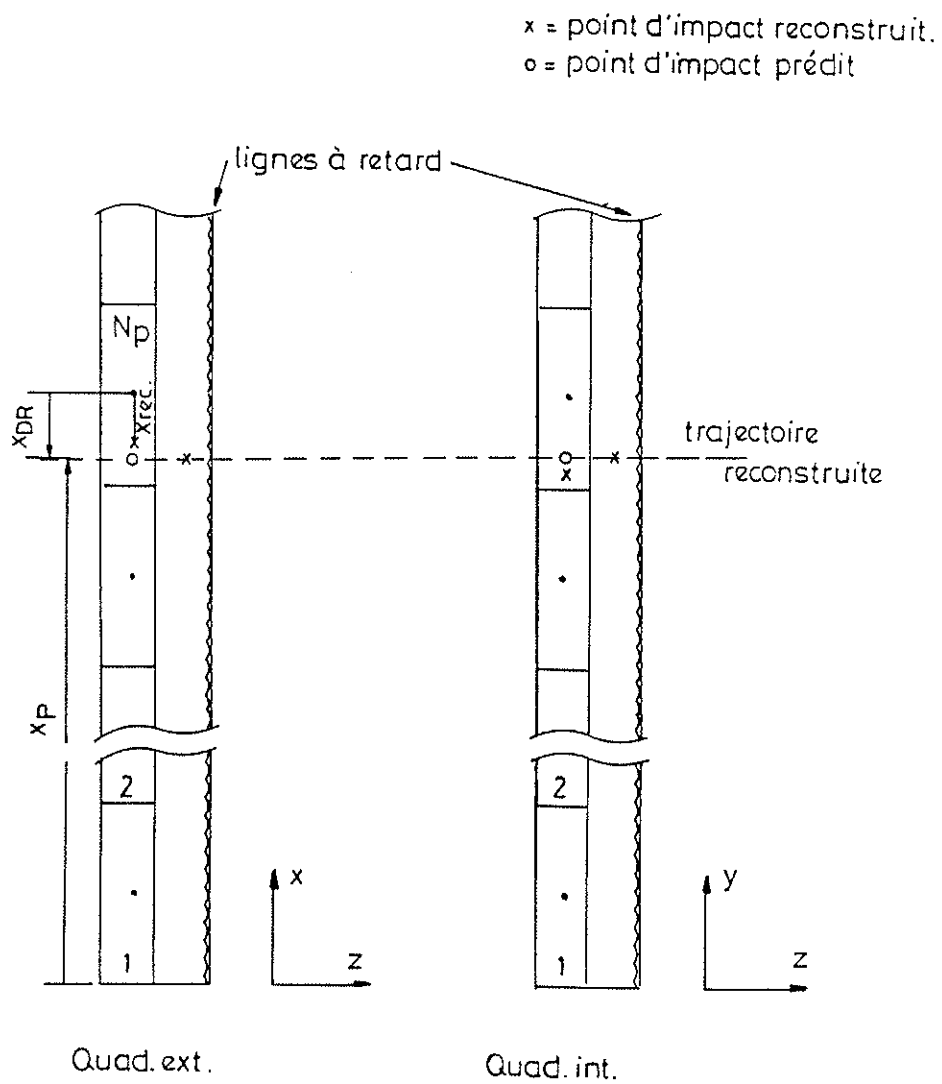


Figure 5.11

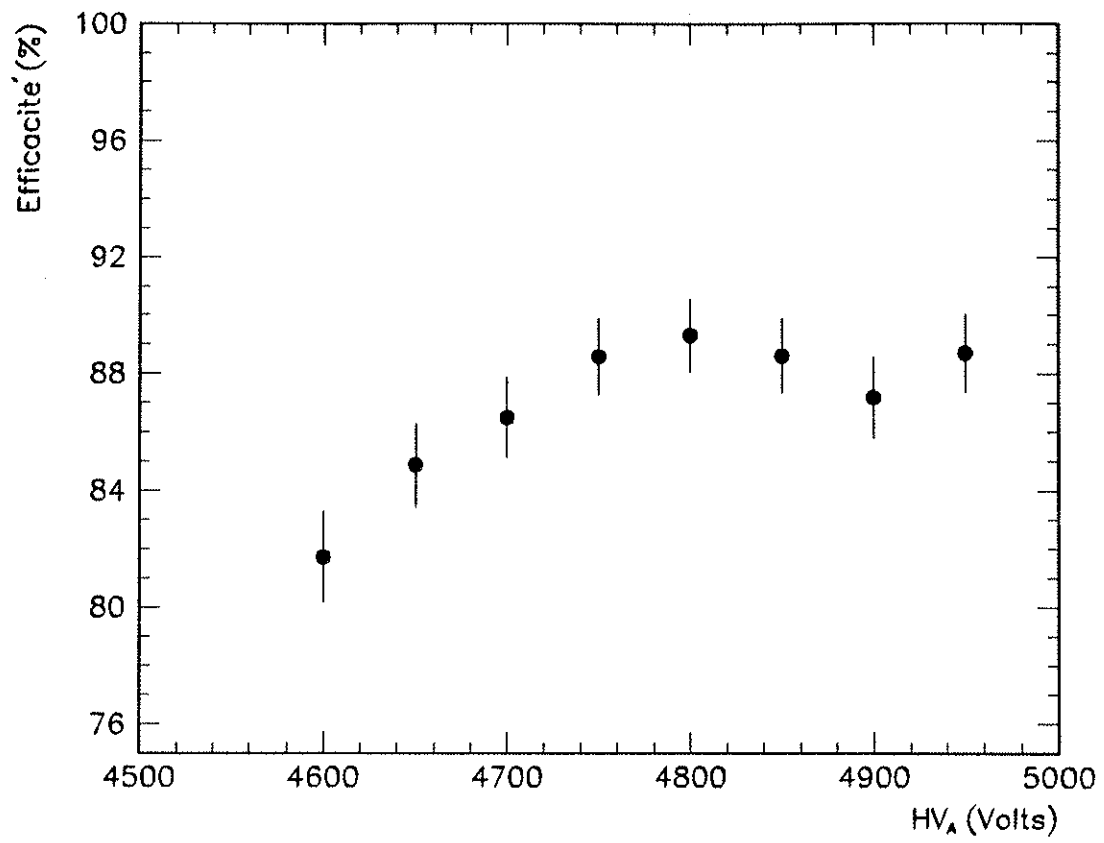


Figure 5.12

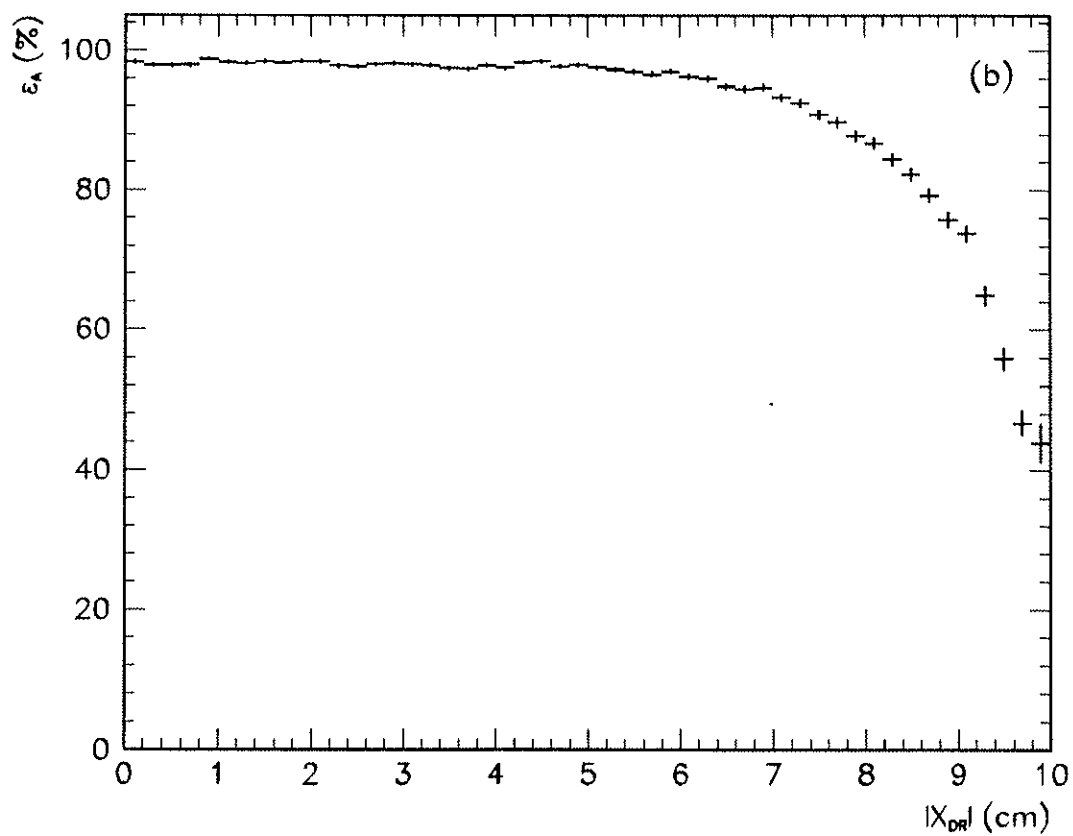
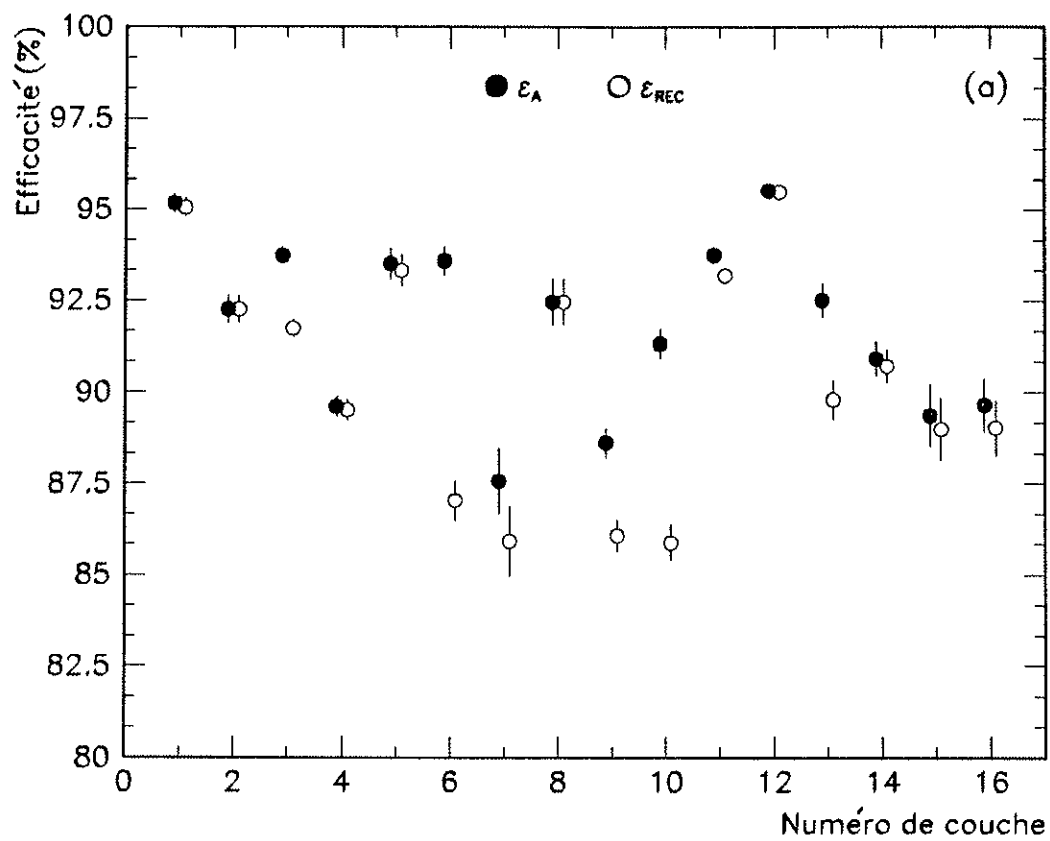


Figure 5.13

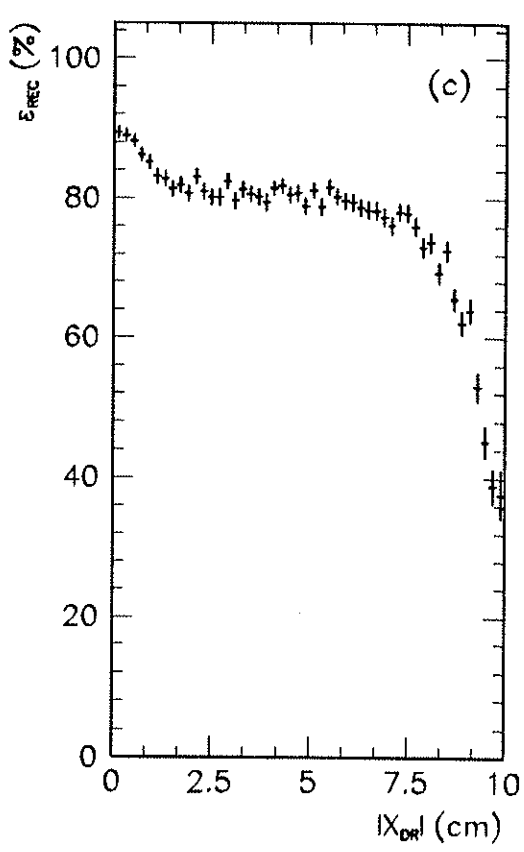
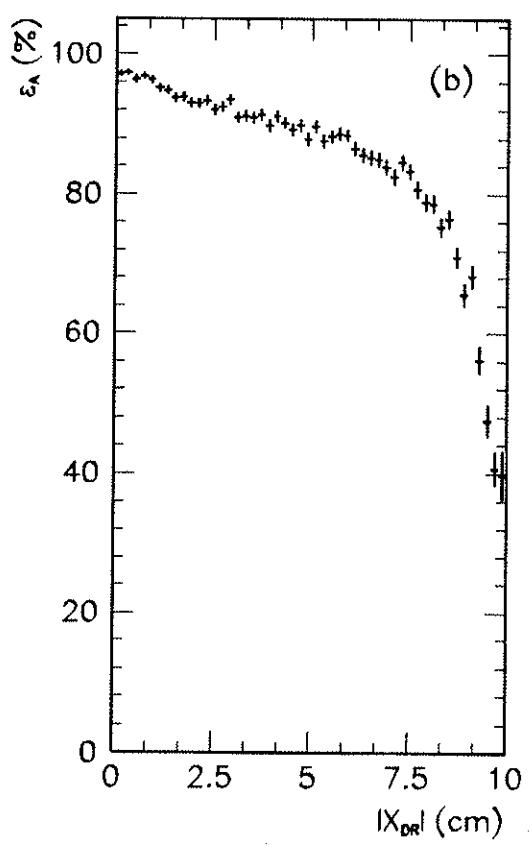
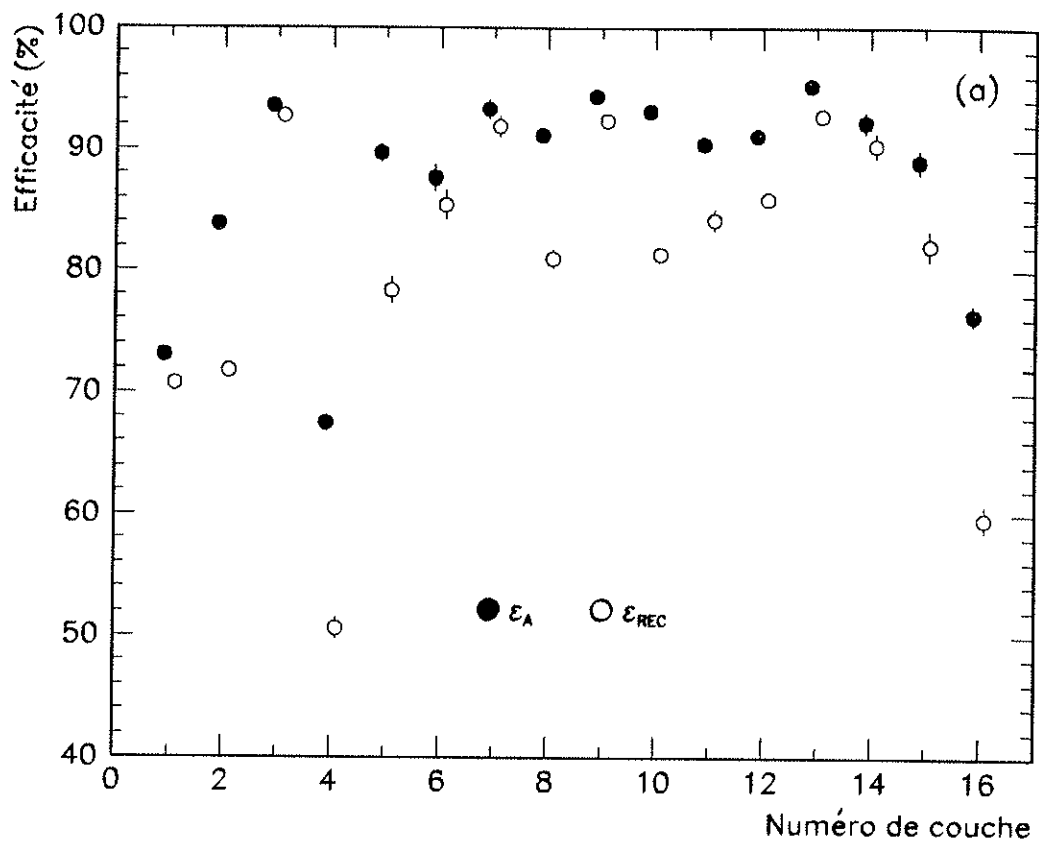


Figure 5.14

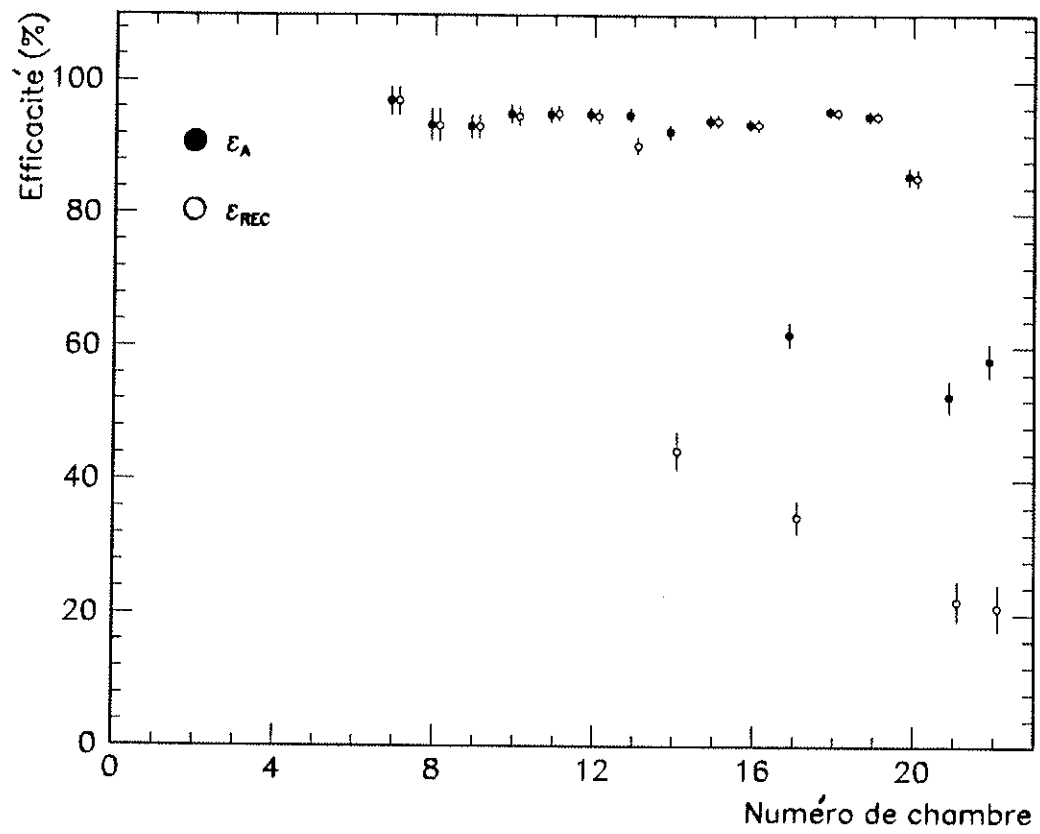


Figure 5.15

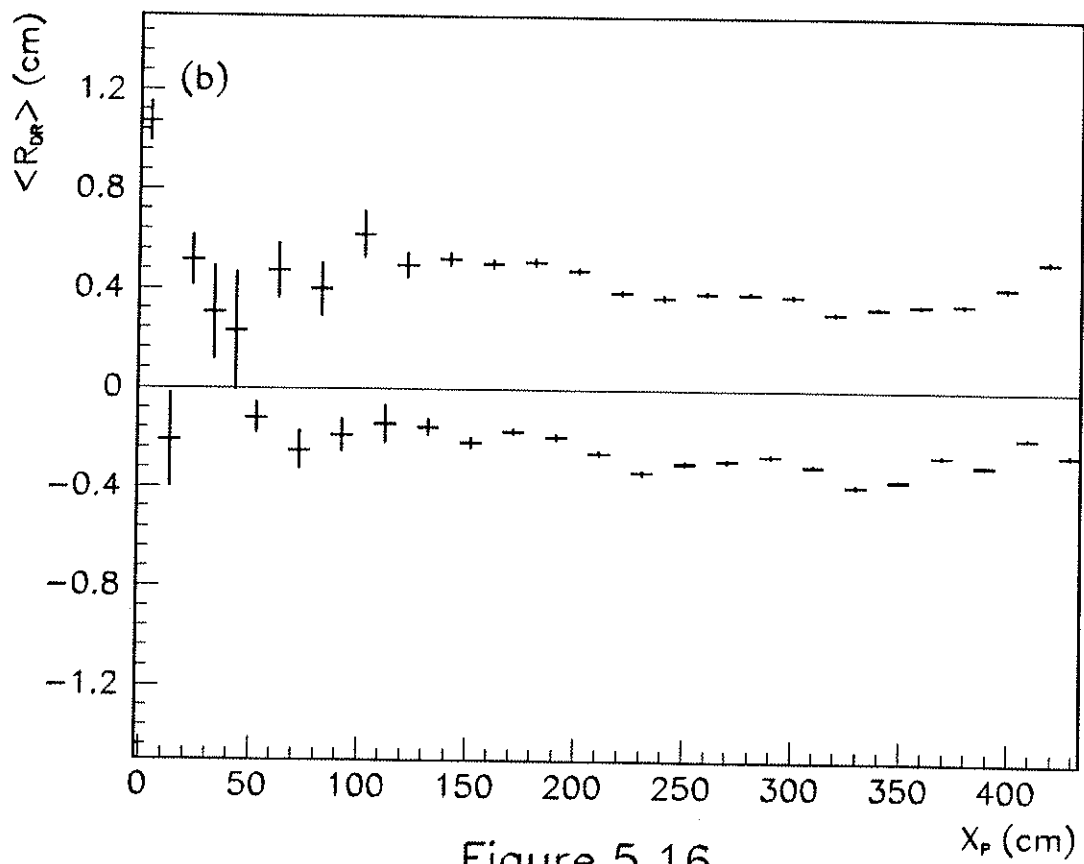
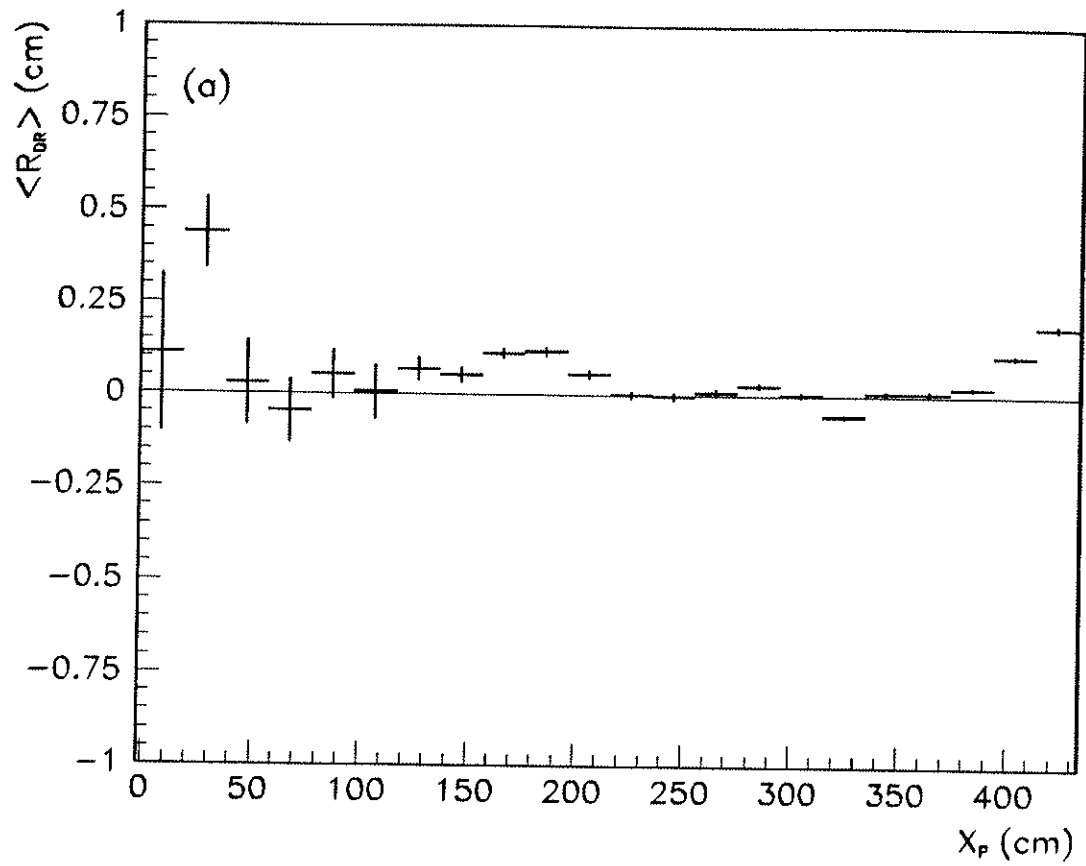


Figure 5.16

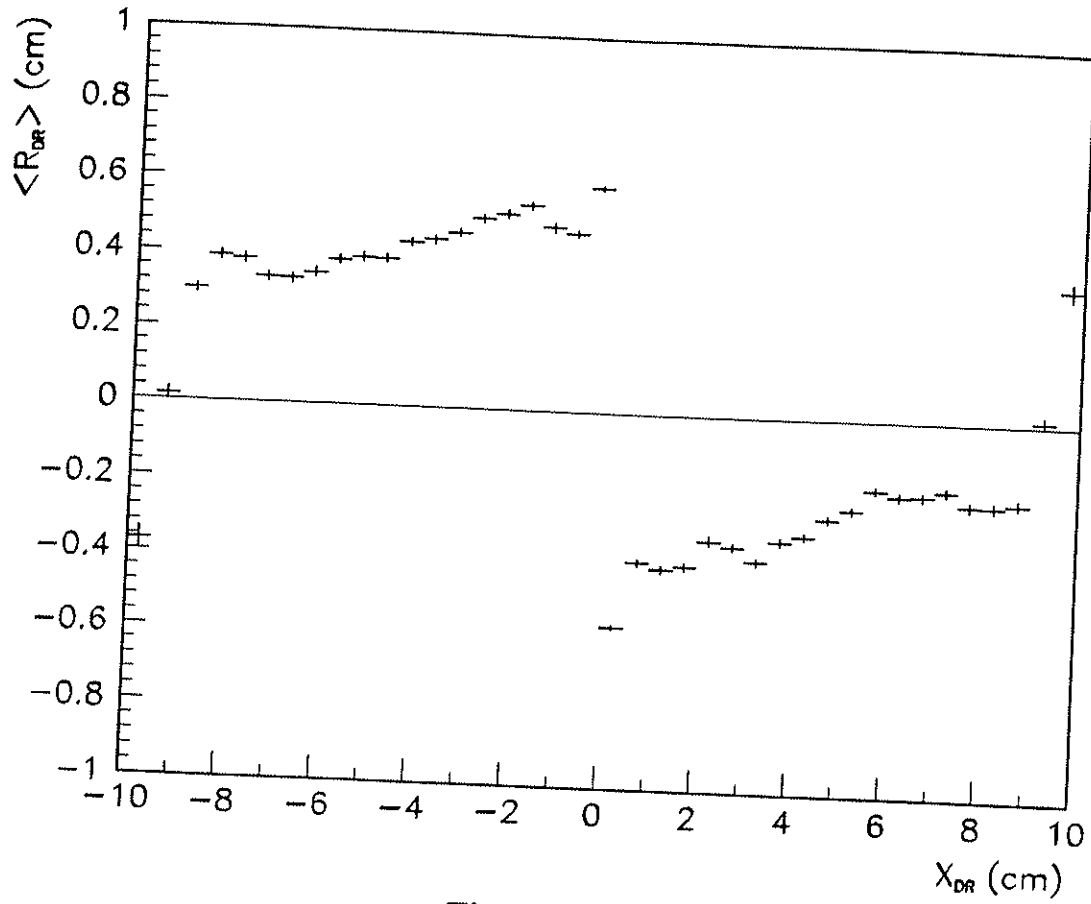


Figure 5.17

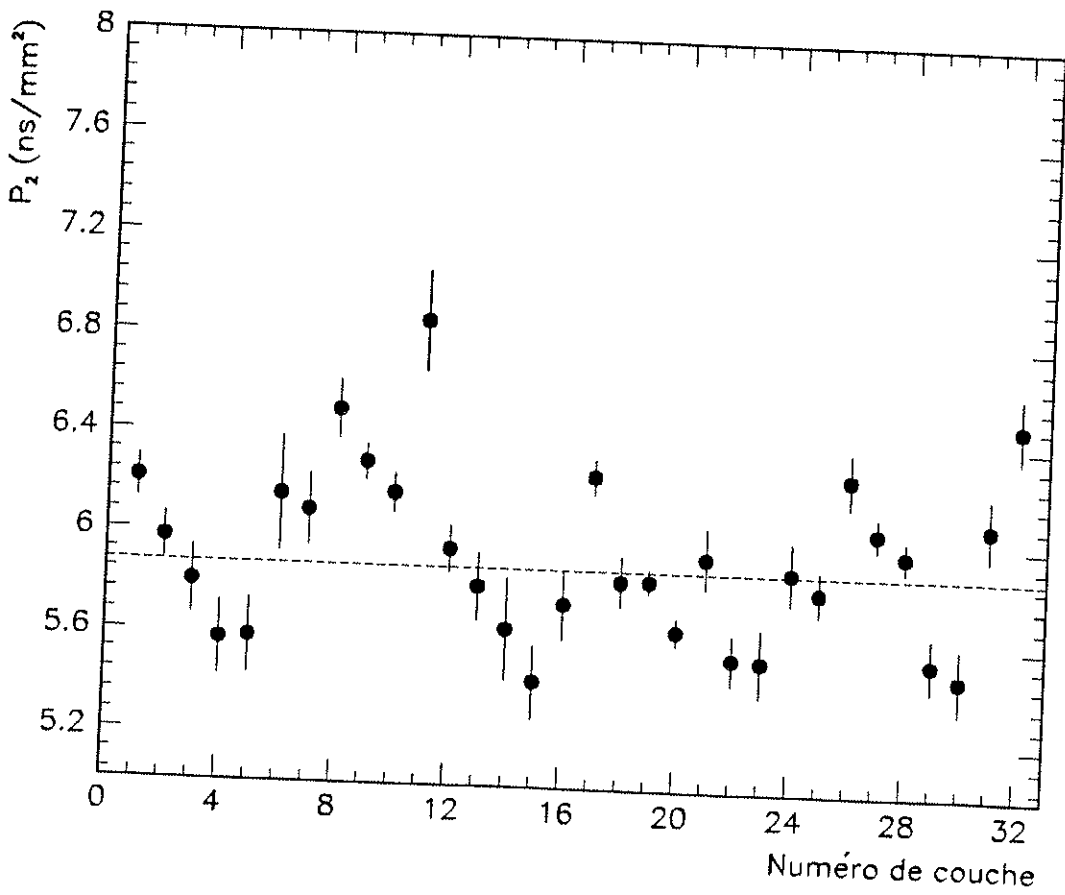


Figure 5.18

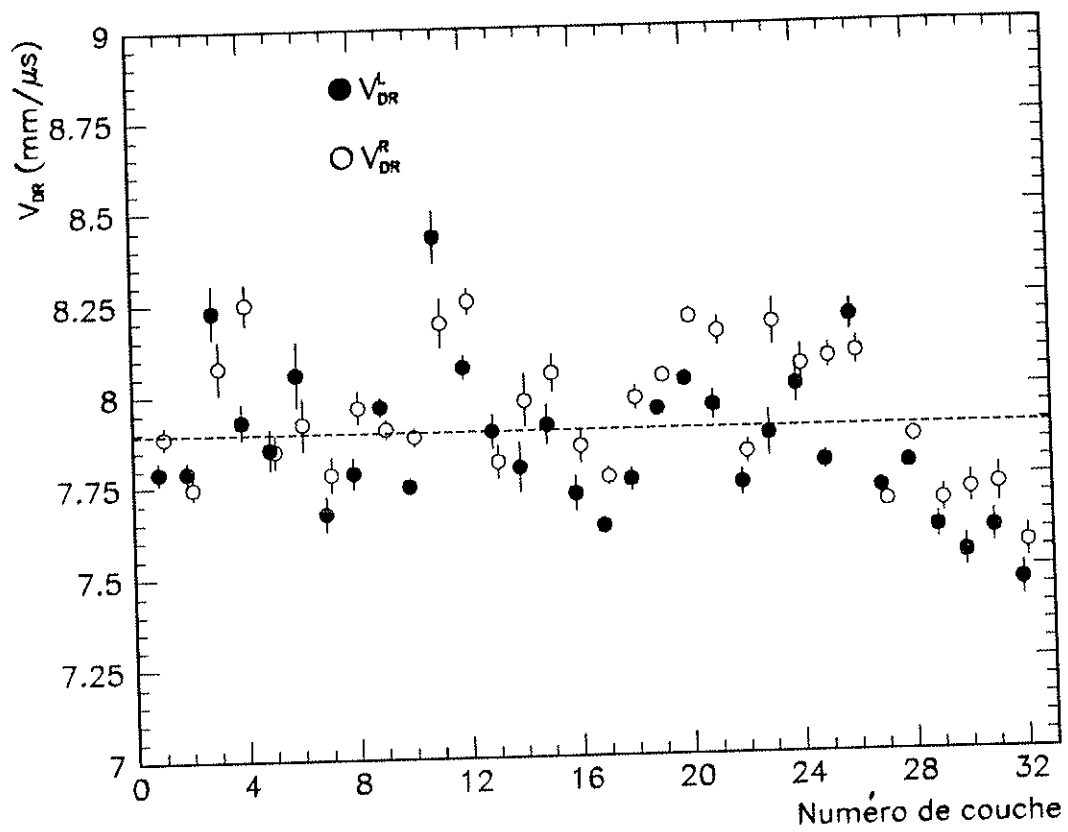


Figure 5.19

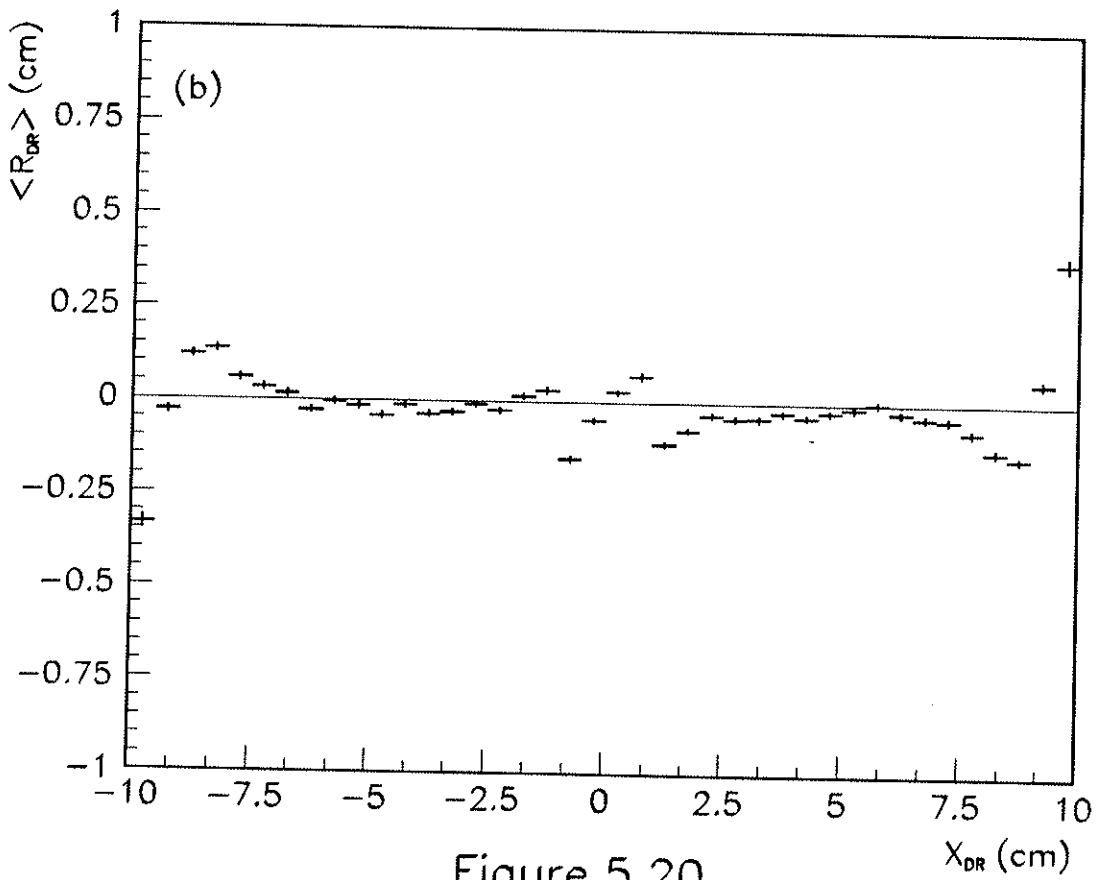
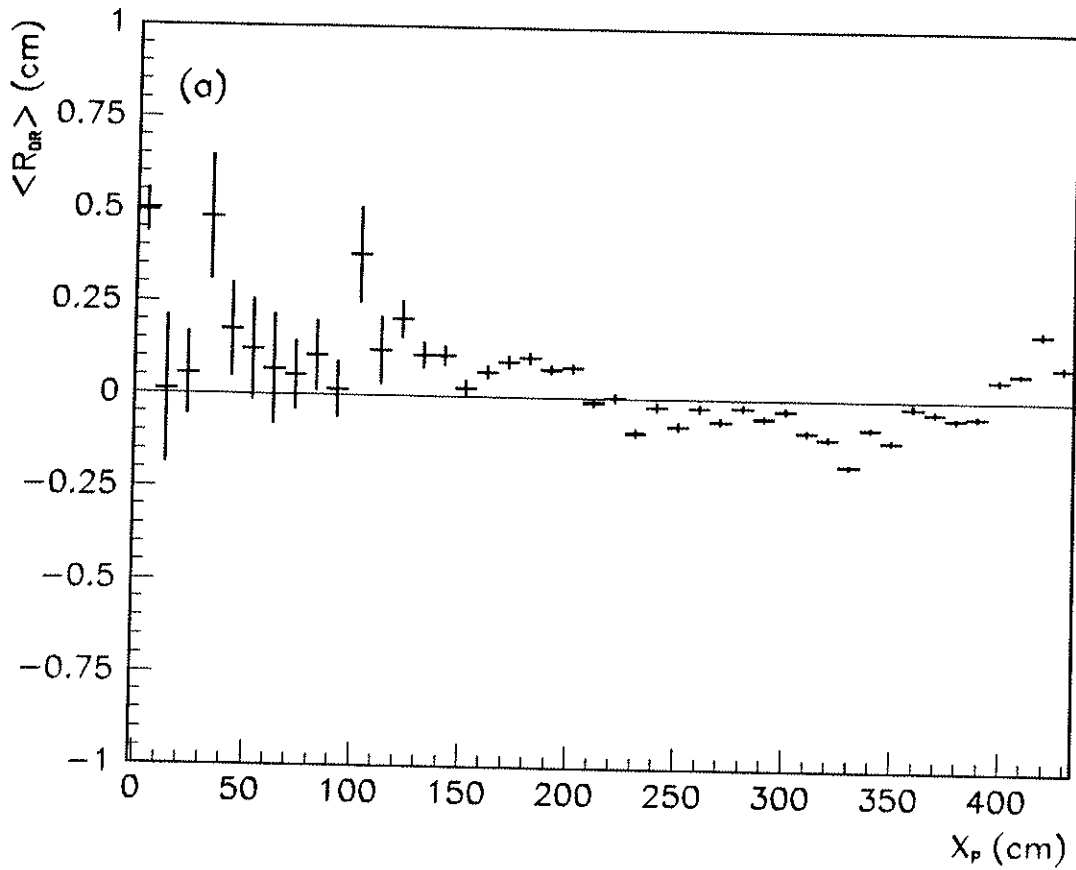


Figure 5.20

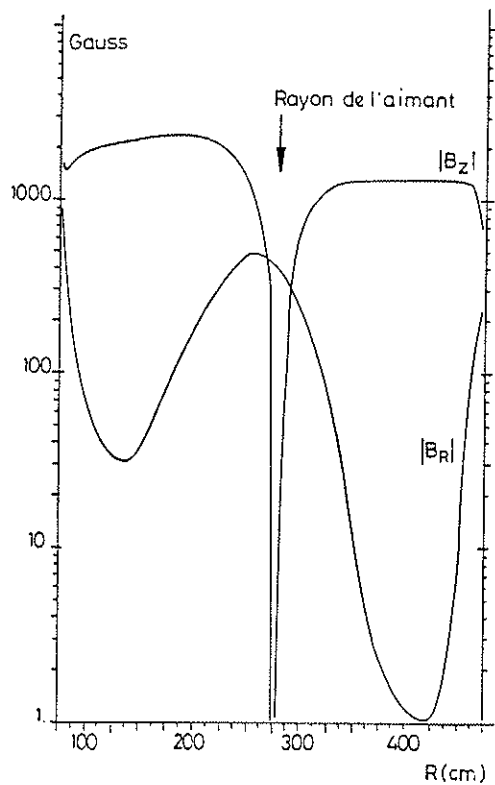


Figure 5.21

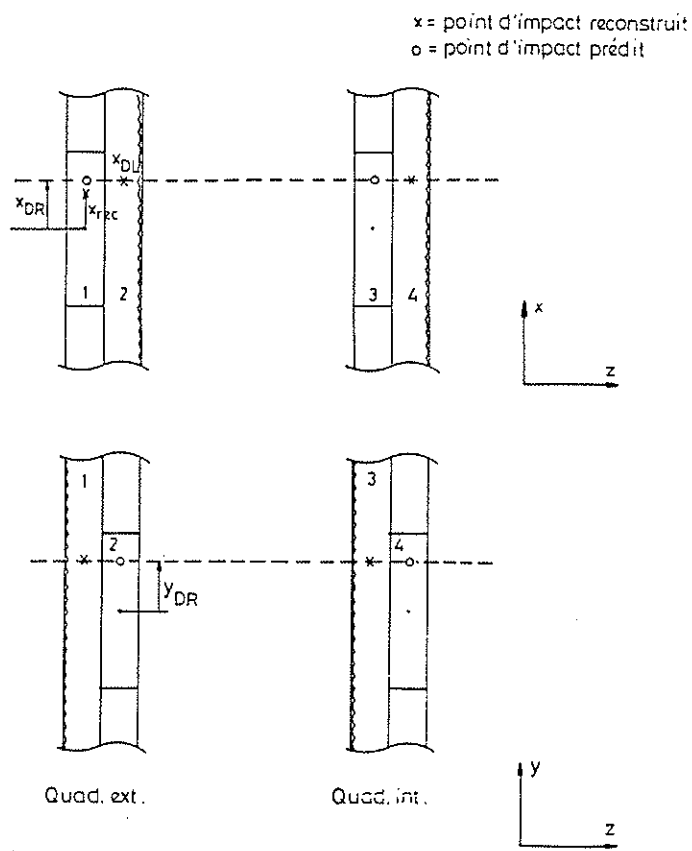


Figure 5.22

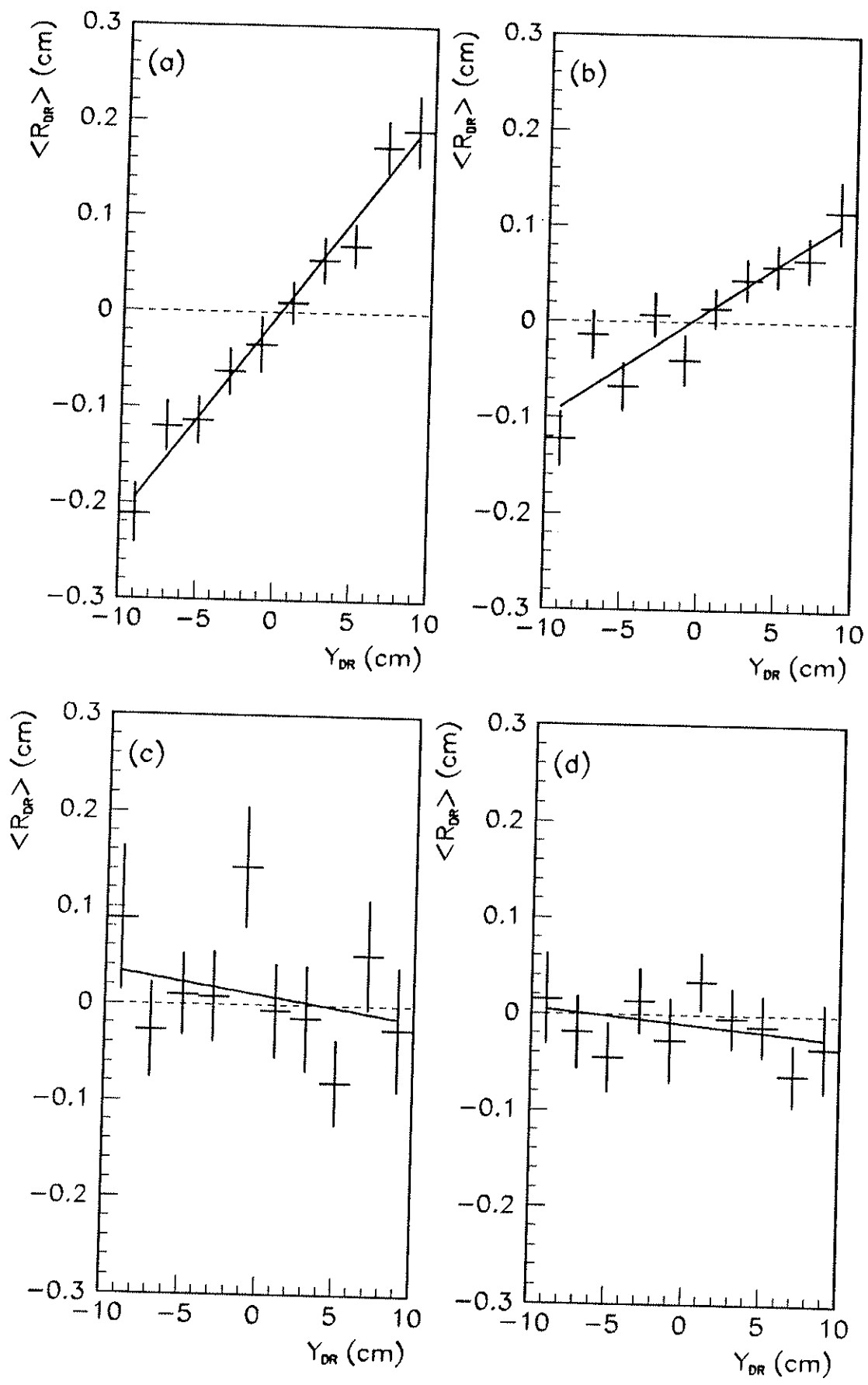


Figure 5.23

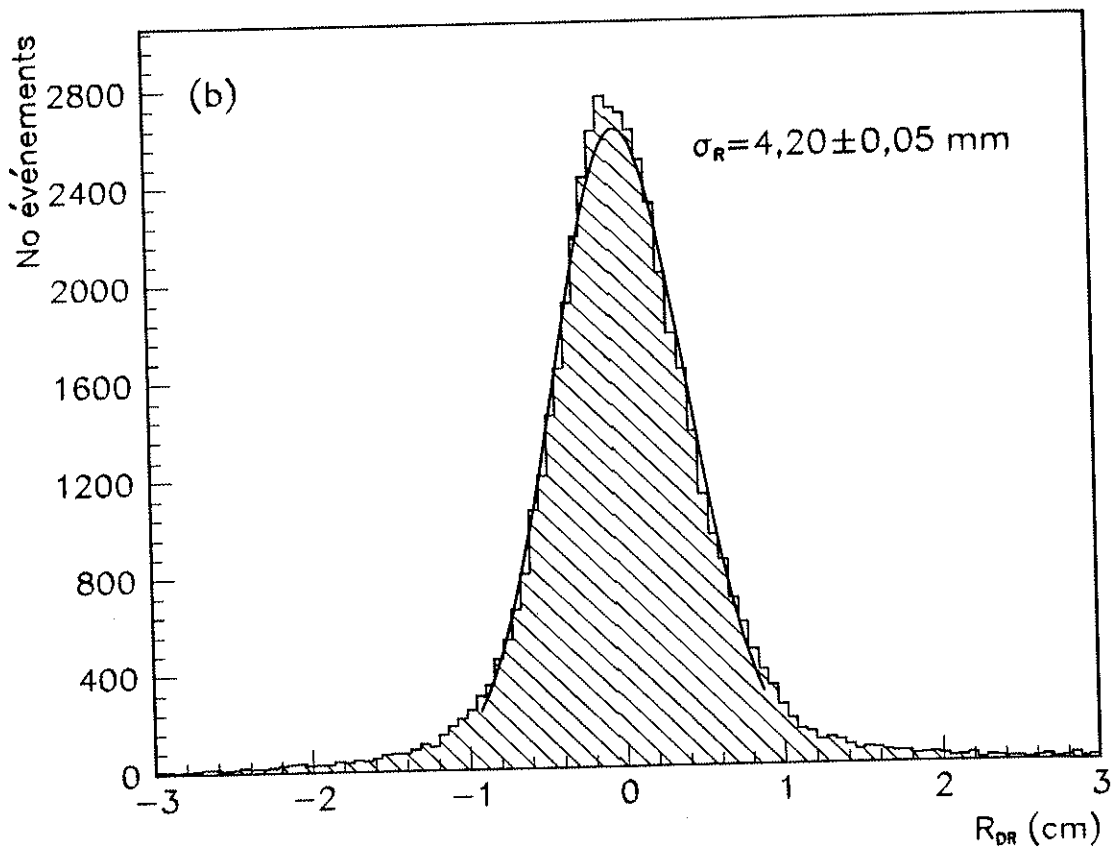
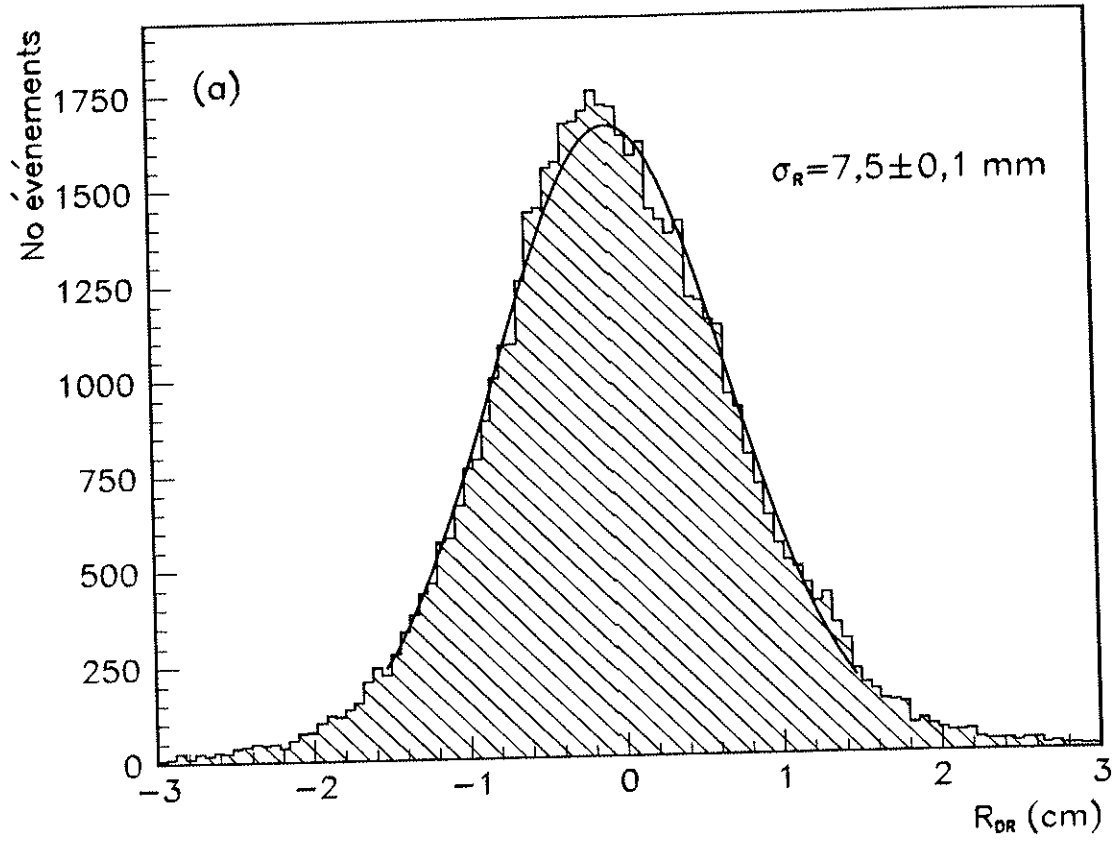


Figure 5.24

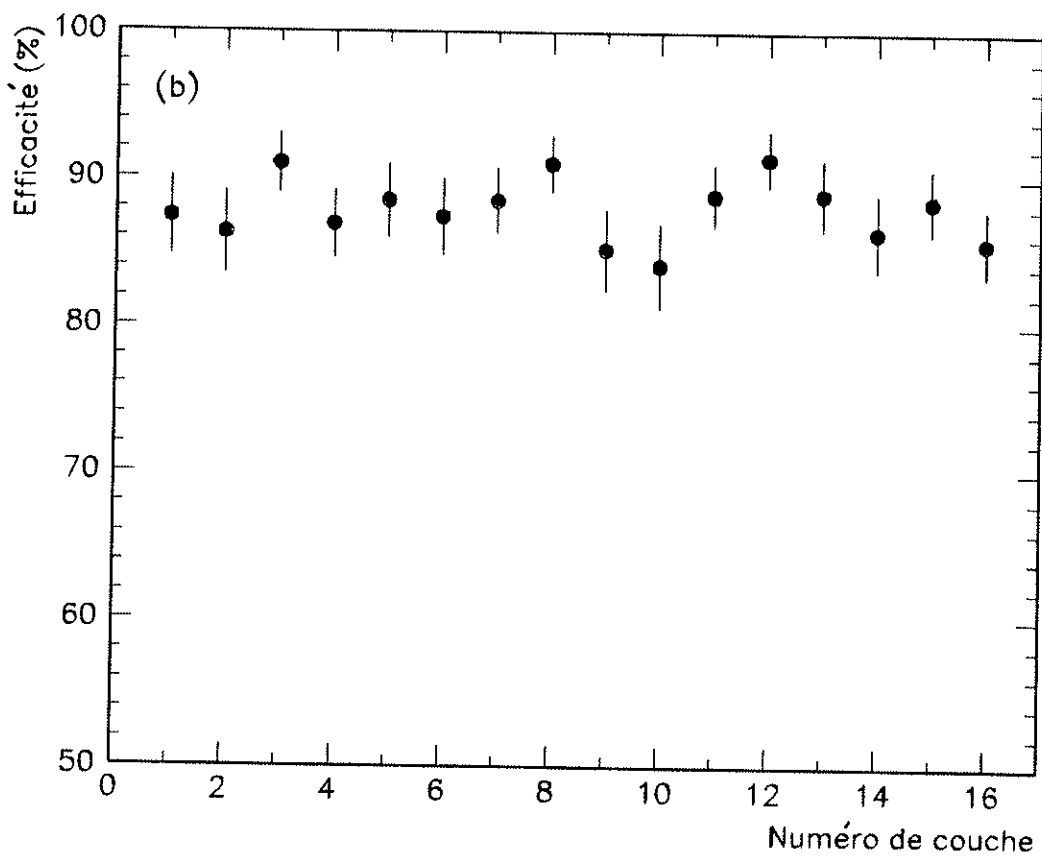
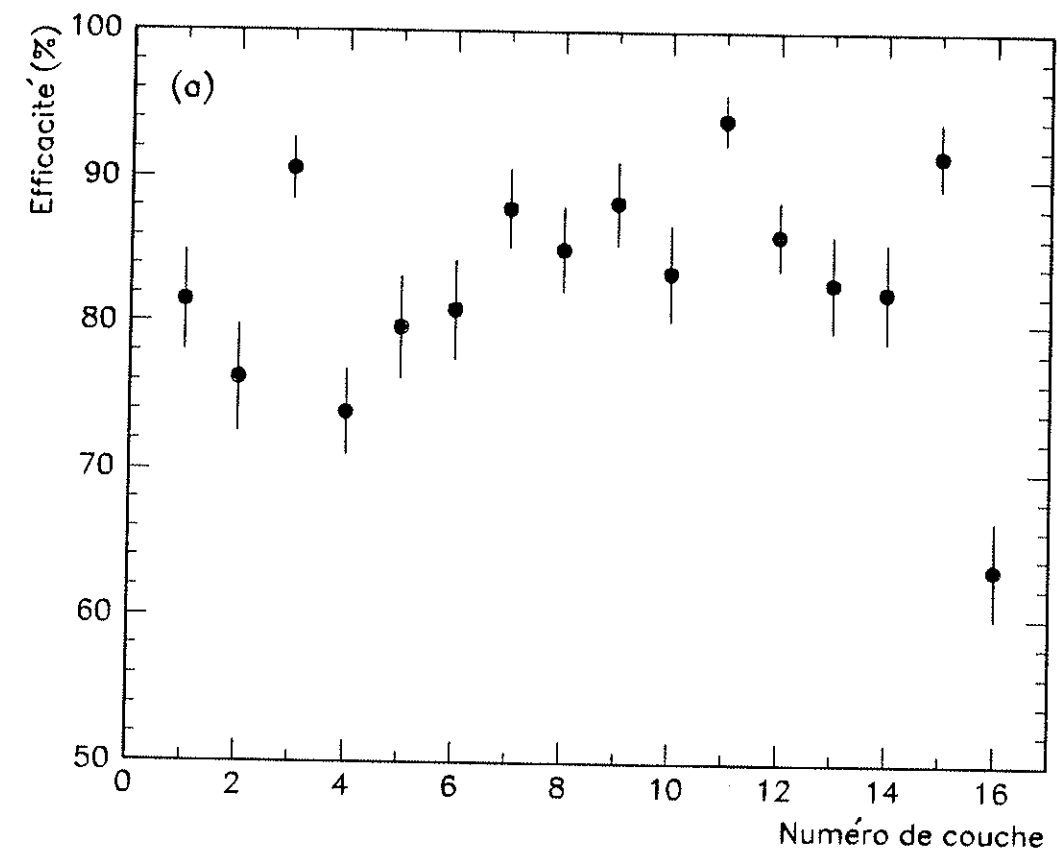


Figure 5.25

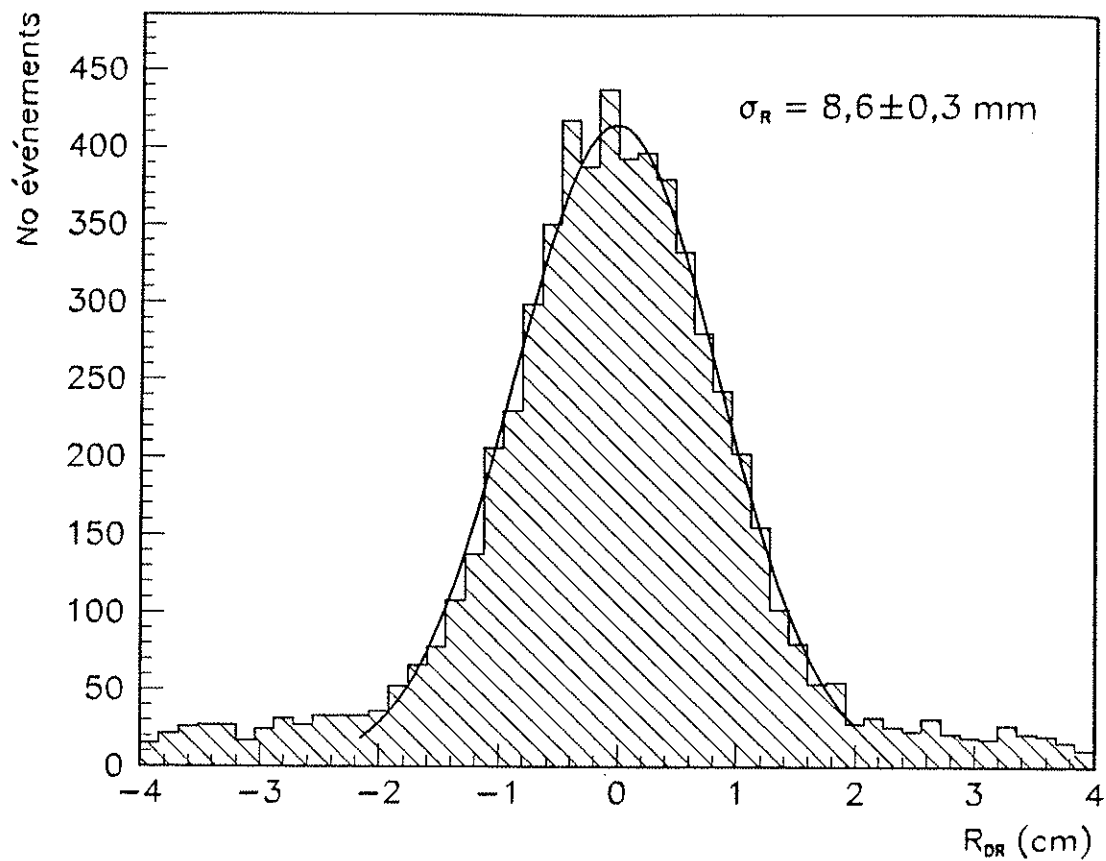


Figure 5.26

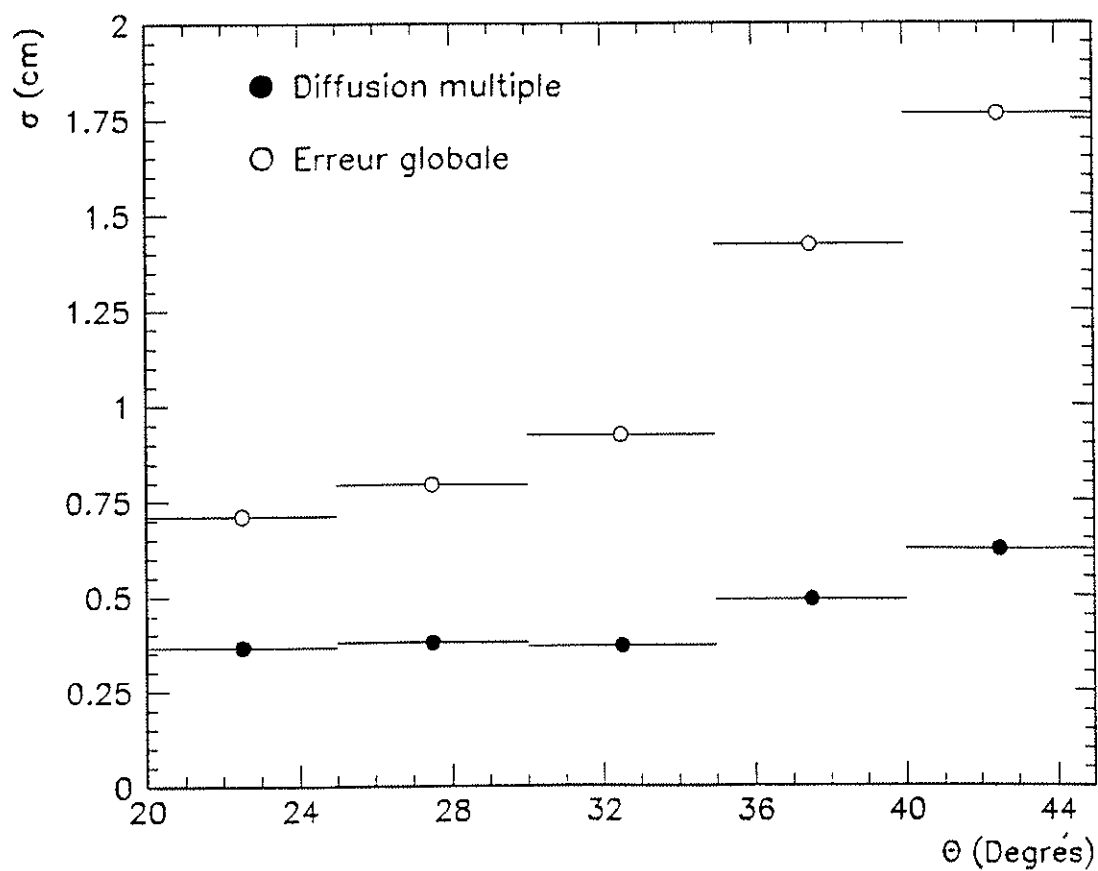


Figure 5.27

CHAPITRE 6 : DETERMINATION DE L'ASYMETRIE AVANT-ARRIERE
DANS L'INTERACTION $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$.

6.1 INTRODUCTION

Ce chapitre est consacré à la détermination expérimentale de l'asymétrie avant-arrière dans l'interaction $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$. Pour réaliser cette étude, nous avons utilisé l'ensemble des données enregistrées par DELPHI au cours de l'année 1991. Ces prises de données ont été effectuées à des énergies dans le système du centre de masse comprises entre 88,5 GeV et 93,7 GeV, dans la région de résonance du boson Z^0 .

Dans la section 6.2, nous indiquerons brièvement comment les événements sont reconstruits par DELANA, le programme d'analyse de DELPHI. Nous décrirons également comment les informations enregistrées dans les calorimètres et les chambres à muons sont connectées aux particules chargées.

L'ensemble des événements enregistrés par DELPHI au cours de 1991 conduit à un volume de données difficile à manipuler lors d'une analyse physique. La section 6.3 montrera comment ce volume a pu être réduit.

L'état final d'une interaction $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ possède une topologie facilement reconnaissable, avec deux particules chargées émises dos-à-dos depuis la zone d'interaction, chacune possédant une énergie égale à la moitié de l'énergie disponible dans le système du centre de masse. Cette topologie simple peut cependant être altérée suite à l'émission radiative d'un ou de plusieurs photons dans l'état initial ou final de l'interaction. Nous décrirons dans la section 6.4 la manière dont les événements $\mu^+\mu^-$ sont sélectionnés.

La section 6.5 sera consacrée à l'identification des charges des muons. Nous montrerons que l'utilisation des points d'impact de ces muons dans les chambres à muons permet d'obtenir une bonne identification des charges pour les particules émises avec un angle polaire $\theta < 20^\circ$ ou $\theta > 160^\circ$.

Nous déterminerons les valeurs de l'asymétrie avant-arrière en fonction de l'énergie \sqrt{s} dans la section 6.6.

Enfin, nos mesures de l'asymétrie avant-arrière nous permettront de déterminer les valeurs des constantes de couplage vecteur et vecteur-axial du boson Z^0 aux leptons (section 6.7).

6.2 RECONSTRUCTION DES EVENEMENTS

La reconstruction des événements consiste à reconstituer leur topologie et à déterminer les masses, impulsions et énergies des particules émises dans l'état final, sur base des signaux électroniques mesurés par les différents composants du détecteur. C'est un processus complexe qui s'effectue en plusieurs étapes et qui exige la manipulation d'une très grande quantité d'informations, atteignant plusieurs dizaines de milliers d'octets par événement.

Cette reconstruction s'effectue à l'aide du programme d'analyse DELANA [5.1]. Les informations obtenues lors des différentes étapes sont conservées dans une structure de données bien définie, appelée VETBAS (Vertex and Track Basic Structure). Un ensemble de routines, appelé TANAGRA [5.2] (Track Analysis and Graphics Package), permet de transférer, de retrouver ou de modifier ces informations.

La hiérarchie des informations contenues dans VETBAS peut être décrite de la manière suivante (figure 6.1) :

- Données du détecteur (TD) : ces données constituent la forme la plus primitive d'information fournie par le programme de reconstruction. Chaque module du détecteur procède à un traitement de ses données brutes pour les traduire en grandeurs calibrées proches de coordonnées spatiales pour les détecteurs de trace ou de quantités d'énergie pour les calorimètres.
- Eléments de trace (TE) : la première étape du processus de reconnaissance de forme s'effectue séparément au niveau de chaque composant du détecteur. Les informations obtenues constituent les éléments de trace et sont plus ou moins élaborées selon le type de détecteur, allant des coordonnées tridimensionnelles d'un point (MUF) à un vecteur impulsion complet (TPC). Ces informations peuvent être mises à jour lors d'une étape ultérieure de la reconstruction.
- Ensembles d'éléments de trace (TS) : la deuxième étape de la reconstruction vise à rassembler les TE's originaires d'une même particule et à donner une première estimation de ses paramètres cinématiques. En cas d'ambiguïté ou de contradiction, toutes les solutions possibles sont conservées jusqu'à l'ajustement cinématique définitif.
- Traces (TK) : Pour résoudre les ambiguïtés ou les contradictions subsistant à l'étape précédente, un ajustement cinématique réalisé sur chaque TS permet de déterminer les traces les plus probables. Ces traces sont conservées sous la forme de banques TK.

- Groupe de traces (TB) : cette étape consiste à rechercher les traces originaires d'un même vertex. Des ambiguïtés ou des contradictions subsistent, une même trace pouvant appartenir à plusieurs TB.
- Vertex (TV) : partant d'un ou de plusieurs groupes de traces, un ajustement des vertex est réalisé par DELANA de manière à déterminer la position du vertex commun et à préciser les paramètres cinématiques des particules issues de ce vertex.
- Extrapolation de trajectoire (TX) : toute information de trace (TE, TS ou TK) peut être extrapolée vers une autre partie du détecteur afin d'y faciliter les procédures de reconnaissance de forme. L'extrapolation d'une trajectoire permet d'obtenir le point d'impact et les paramètres cinématiques d'une particule à l'entrée de chaque élément de détection, ainsi que leurs erreurs.

Après ces considérations d'ordre général, nous allons nous attacher à un aspect de la reconstruction des événements vital pour l'identification des muons, à savoir : l'association des informations fournies par les calorimètres et les chambres à muons aux particules chargées dont la trajectoire est reconstruite dans les détecteurs centraux. Cette association consiste à connecter les banques TE des calorimètres et des chambres à muons aux banques TK correspondant à ces trajectoires.

Association des TE des calorimètres.

Les calorimètres électromagnétiques et hadroniques de DELPHI sont segmentés en un grand nombre d'éléments de lecture mesurant chacun une partie de l'énergie déposée par une particule. Le processus de reconnaissance de forme vise à regrouper ces informations dans un seul élément de trace. Les informations principales dont nous disposons alors pour chaque calorimètre sont :

- l'énergie totale déposée par la particule,
- le nombre d'éléments de lecture touchés,
- une estimation des angles θ_c et ϕ_c de la particule lors de son entrée dans le calorimètre.

L'association d'un tel élément de trace à la banque TK d'une particule chargée s'effectue en comparant les angles θ_c et ϕ_c et ceux de la trajectoire de la particule, θ_{TK} et ϕ_{TK} , selon les critères :

$$|\theta_c - \theta_{TK}| < 5^\circ, \quad |\phi_c - \phi_{TK}| < 10^\circ. \quad (6.1)$$

La coupure plus large en ϕ permet de tenir compte du décalage affectant l'angle ϕ_c suite à la présence du champ magnétique (cf. §6.5.3.a).

Association des TE des chambres à muons.

Dans le cas des chambres à muons, un élément de trace correspond à un seul point d'impact, avec éventuellement deux choix possibles de coordonnées spatiales si l'ambiguïté gauche-droite en dérive n'a pas pu être levée (cf. section 5.2). L'association de ces points d'impact avec une particule chargée s'effectue à l'aide d'un module spécifique de DELANA, appelé EMMASS [6.1].

Dans une première étape, la trajectoire de chacune des particules chargées détectées est extrapolée vers les chambres à muons. Cette extrapolation tient compte des processus de perte d'énergie et de diffusion multiple affectant la particule et de l'influence du champ magnétique. Elle permet de prédire les coordonnées des points d'impact de la particule dans chacune des couches du détecteur de muons. Les erreurs entachant ces coordonnées sont également déterminées.

Ensuite, on rassemble, parmi tous les points d'impact mesurés, ceux pour lesquels la quantité

$$R = \frac{(T1_{ex} - T1_{muc})^2}{\delta T1_{ex}^2} + \frac{(T2_{ex} - T2_{muc})^2}{\delta T2_{ex}^2} \quad (6.2)$$

est inférieure à 50 dans le cas du MUB et à 200 dans le cas du MUF. Les variables T1 et T2 représentent les coordonnées $R\phi$ et Z (MUB) ou X et Y (MUF). L'indice muc (ex) désigne les coordonnées mesurées (extrapolées) des points d'impact. Les quantités $\delta T1_{ex}$ et $\delta T2_{ex}$ sont les erreurs sur les coordonnées extrapolées. Dans le cas de muons de 45 GeV atteignant le MUB, ces erreurs sont de l'ordre de 7 mm et la limite imposée sur R correspond alors à une distance maximale de -5 cm entre le point mesuré et le point extrapolé. Pour le MUF, ces erreurs varient entre -7 mm et -20 mm selon l'angle θ de la particule (cf. figure 5.27). La limite imposée sur R permet de rassembler les points d'impact situés à une distance maximale du point prédit variant entre -10 cm et -30 cm.

Finalement, on choisit parmi cet ensemble de points, où plusieurs peuvent appartenir à la même couche de chambres, ceux correspondant le mieux à la trajectoire extrapolée. Ce choix s'effectue sur base du χ^2 d'un ajustement de la trajectoire extrapolée sur les

points mesurés. L'idée de base de cet ajustement est de déplacer la trajectoire extrapolée de manière à obtenir le meilleur accord possible avec un groupe de points mesurés. Le χ^2 est défini comme la somme de deux contributions :

$$\chi_T^2 = \chi_{ex}^2 + \chi_{muc}^2 \quad (6.3)$$

La quantité χ_{ex}^2 prend en compte le déplacement de la trajectoire extrapolée :

$$\chi_{ex}^2 = (\Delta T1_{ex} \Delta T2_{ex} \Delta \theta_{ex} \Delta \phi_{ex}) V_{ex}^{-1} \begin{pmatrix} \Delta T1_{ex} \\ \Delta T2_{ex} \\ \Delta \theta_{ex} \\ \Delta \phi_{ex} \end{pmatrix} \quad (6.4)$$

- où - V_{ex} est la matrice de covariance des paramètres $T1_{ex}$, $T2_{ex}$, θ_{ex} et ϕ_{ex} de la trajectoire extrapolée ;
- $\Delta T1_{ex} = T1_{fit} - T1_{ex}$, $\Delta T2_{ex} = T2_{fit} - T2_{ex}$, $\Delta \theta_{ex} = \theta_{fit} - \theta_{ex}$ et $\Delta \phi_{ex} = \phi_{fit} - \phi_{ex}$;
- $T1_{fit}$, $T2_{fit}$, θ_{fit} et ϕ_{fit} sont les paramètres de la trajectoire déplacée.

Toutes ces quantités sont définies au niveau de la couche la plus interne du détecteur de muons. La quantité χ_{muc}^2 représente la somme des écarts quadratiques entre les coordonnées mesurées et celles prédites par la trajectoire déplacée :

$$\chi_{muc}^2 = \sum_{i=1}^{N_p} \left[\frac{(T1_{muc}^i - T1_{fit}^i)^2}{(\delta T1_{muc}^i)^2} + \frac{(T2_{muc}^i - T2_{fit}^i)^2}{(\delta T2_{muc}^i)^2} \right] \quad (6.5)$$

cette somme portant sur N_p points appartenant à des couches différentes du détecteur de muons et les quantités $\delta T1_{muc}$ et $\delta T2_{muc}$ représentant les erreurs sur les coordonnées mesurées. La quantité χ_T^2 est alors minimisée par rapport aux quantités $\Delta T1_{ex}$, $\Delta T2_{ex}$, $\Delta \theta_{ex}$ et $\Delta \phi_{ex}$, et on choisit finalement le groupe de N_p points mesurés qui conduit à la plus petite valeur de χ_T^2 . Le nombre de degrés de liberté associé à ce χ_T^2 est égal à $2N_p$. Si la valeur de χ_T^2/NDL est supérieure à 100, on élimine une des couches touchées et on recommence la procédure d'ajustement. Si aucune amélioration n'est obtenue, on élimine une

deuxième couche. Si par cette procédure itérative, il ne reste plus qu'un seul point d'impact pouvant être associé, on garde finalement celui conduisant à la plus petite valeur de χ_T^2 .

Les informations fournies par EMMASS (telles que χ_T^2 , χ_{MUC}^2 , N_p , $T1_{\text{fit}}$, $T2_{\text{fit}}$, ...), sont conservées dans chacun des N_p éléments de trace ayant été associés à une particule chargée.

6.3 REDUCTION DES DONNEES

Le nombre total d'événements enregistrés par DELPHI en 1991 s'élève à 9,5 millions. Les données brutes correspondant à ces événements sont stockées sur 3900 cassettes de type IBM 3812, chacune pouvant contenir près de 150 millions d'octets. Or, seule une petite fraction de ces événements, inférieure à 10 %, correspond à des interactions e^+e^- . Pour réduire le volume de données à traiter lors d'une analyse physique, il est impératif de procéder à une sélection des événements intéressants.

Cette sélection s'effectue à la fin de la reconstruction d'un événement par DELANA et seules les données reconstruites des événements sélectionnés sont conservées sur un nouveau support magnétique servant à l'analyse. Lors de cette sélection, on procède également à une classification des événements en plusieurs catégories, dont les principales sont :

- désintégration hadronique d'un Z^0 ,
- désintégration leptonique d'un Z^0 ,
- événement Bhabha détecté par le SAT.

Notre analyse repose uniquement sur les événements étiquetés comme désintégrations leptoniques d'un Z^0 . Leur sélection s'effectue à l'aide de deux logiciels différents, l'un utilisant des critères de sélection indépendants du type de leptons produits [6.2], tandis que l'autre utilise des critères spécifiques pour les trois types d'interaction $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$, $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ et $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ [6.3]. En ce qui concerne la sélection des événements $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$, elle repose essentiellement sur les critères suivants :

- le nombre de traces de particule chargée reconstruites est compris entre 1 et 6 ;
- Pour au moins une d'elles, l'impulsion mesurée est supérieure à 5 GeV/c et ses paramètres d'impact R_{min} et Z_{min} , définis par rapport au centre géométrique de DELPHI (cf. §6.4.5), satisfont les conditions

$R_{\min} < 8$ cm et $|Z_{\min}| < 10$ cm.

Il existe également toute une série de critères destinés à sélectionner les événements $\mu^+\mu^-$ pour lesquels aucune trace de particule chargée n'a pu être reconstruite. Nous ne détaillerons pas ces critères, qui sont décrits dans la référence [6.3], car nous n'utilisons pas ce type d'événement pour notre analyse.

Les événements étiquetés comme leptoniques représentent -1,4 % de l'ensemble des événements enregistrés. Les données TANAGRA correspondantes sont stockées sur près de 200 cassettes IBM 3812, ce qui constitue encore un volume de données considérable. Il est nécessaire de le réduire et un logiciel a été conçu spécialement à cet effet. Relisant les banques de données TANAGRA, il en extrait les informations essentielles, à savoir :

- les paramètres cinématiques des particules chargées ;
- les informations contenues dans les éléments de trace des calorimètres et des chambres à muons qui ont été associés à une trace de particule chargée ;

et les réécrit sous une forme compactée.

Ce programme recherche également les éléments de trace permettant d'identifier un muon même si celui-ci n'a pas été détecté dans les détecteurs de trace. Cette recherche s'effectue uniquement dans les régions $\theta < 45^\circ$ et $\theta > 135^\circ$, car la reconstruction des traces des particules chargées y est moins efficace que dans la région centrale. Nous verrons dans la section 6.4 que, parmi les événements $\mu^+\mu^-$ sélectionnés pour la détermination de l'asymétrie avant-arrière, certains ne contiennent qu'une seule trace de particule chargée reconstruite. Dès lors, l'identification du second muon sera basée uniquement sur les informations fournies par les calorimètres et les chambres à muons. Pour cela :

- 1) On recherche les TE du calorimètre hadronique (HCAL) pouvant provenir d'un muon au minimum d'ionisation, c'est-à-dire ceux pour lesquels l'énergie totale déposée est inférieure à 15 GeV et le nombre d'éléments de lecture touchés est supérieur ou égal à 2 (cf. §6.4.6.b). Seuls les TE situés dans les bouchons de DELPHI sont pris en compte.
- 2) On recherche les TE du FEMC correspondant à une énergie totale inférieure à 5 GeV.
- 3) On recherche au sein du MUF un groupe de points d'impact situés dans des couches différentes et compatibles avec le passage d'une

particule émise depuis le vertex d'interaction. Ces groupes de points sont formés de la manière suivante (figure 6.2) :

* Partant d'un point pivot, on calcule la position attendue des points d'impact dans les autres couches, en extrapolant la droite joignant le vertex et le point pivot.

* On recherche dans chaque couche le point le plus proche de celui prédit, pour autant que la distance les séparant soit inférieure à 50 cm.

* Si un groupe contenant au moins deux points d'impact a pu être formé, on projete chaque point d'impact dans la couche touchée la plus interne du MUF, en suivant la droite joignant le vertex et le point d'impact. On calcule alors les moyennes des coordonnées X et Y projetées et pondérées par leur erreur de mesure. Les coordonnées du point moyen, $(X_{MUC}, Y_{MUC}, Z_{MUC})$, sont utilisées pour déterminer les angles θ_{MUC} et ϕ_{MUC} .

-4) On forme des candidats 'muon' en associant les éléments de trace sélectionnés dans les calorimètres et les groupes de points trouvés dans le MUF. Cette association s'effectue en comparant les angles θ et ϕ de deux éléments appartenant à des détecteurs différents, selon les critères $|\theta_1 - \theta_2| < 15^\circ$ et $|\phi_1 - \phi_2| < 15^\circ$. Les éléments non associés sont également conservés comme candidats 'muon'. On définit les angles θ_{muon} et ϕ_{muon} de chaque candidat sur base des éléments qu'il contient, en utilisant, dans l'ordre décroissant de préférence : θ_{MUC} et ϕ_{MUC} , θ_{FEMC} et ϕ_{FEMC} ou θ_{HCAL} et ϕ_{HCAL} . Cet ordre est choisi en raison de la précision décroissante sur θ et ϕ fournie par ces trois détecteurs.

-5) Enfin, on recherche un candidat 'muon' situé dans la direction opposée à celle de la particule chargée dont la trace a pu être reconstruite. Appelant θ_{TK} et ϕ_{TK} les angles de cette dernière, un candidat 'muon' sera retenu si les conditions

$$\Delta\theta = |180^\circ - \theta_{muon} - \theta_{TK}| < 20^\circ \quad (6.6)$$

$$\text{et } \Delta\phi = |180^\circ - |\phi_{muon} - \phi_{TK}|| < 30^\circ \quad (6.7)$$

sont remplies. Dans le cas où plusieurs candidats répondent à ces critères, on ne garde que celui contenant un groupe de points du MUF. Si une ambiguïté subsiste, le candidat 'muon' retenu sera celui conduisant à la valeur minimale de la quantité $\Delta\theta^2 + \Delta\phi^2$.

Les informations propres à chaque élément contenu dans le candidat 'muon' retenu sont conservées.

Pour réaliser l'analyse décrite dans la suite de ce chapitre, nous avons également utilisé des événements simulés par Monte-Carlo et correspondant à des interactions $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ et $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$. Dans un premier temps, on utilise un générateur d'événements pour produire les particules apparaissant dans l'état final. Le programme de simulation DELSIM [6.4] se charge ensuite de simuler la réponse de chaque élément de détection de DELPHI et de produire des données brutes dans un format identique à celui des données réelles. Après reconstruction des événements par DELANA (sans la sélection des leptoniques), on procède à la réduction des données d'une manière identique à celle utilisée pour les événements réels. Toutefois, on ajoute à ces données résumées des informations complémentaires, à savoir : le vecteur impulsion et la charge des deux muons tels qu'ils ont été générés à l'origine. En pratique, nous avons utilisé 20000 événements $\mu^+\mu^-$ générés par DYMU3 [6.5] et 15125 événements $\tau^+\tau^-$ générés par KORALZ [6.6].

6.4 SELECTION DES EVENEMENTS DIMUONS

6.4.1 Introduction

La sélection des événements $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ s'effectue sur base des caractéristiques des traces de particule chargée reconstruites dans l'état final. Enumérons les critères utilisés avant de commenter et de justifier chacun d'eux en détail par la suite :

- 1) Le nombre de traces de particule chargée reconstruites, N_{ch} , doit être compris entre 1 et 5.
- 2) Les deux particules chargées les plus énergétiques constituent les deux candidats muon et doivent posséder chacune une impulsion mesurée $P^H > 15$ GeV/c. Dans le cas où $N_{ch} = 1$, l'unique candidat muon doit également posséder une impulsion $P^H > 15$ GeV/c.
- 3) L'angle d'acolinéarité entre les deux candidats muon doit être inférieur à 10° .
- 4) Les deux candidats muons doivent être originaires de la zone d'interaction. Pour le vérifier, leur trace est extrapolée vers le vertex moyen d'interaction. La proximité de l'extrapolation et du vertex est mesurée par les deux quantités R_{min} et Z_{min} , que nous définirons dans la section 6.4.5, et qui doivent satisfaire les conditions : $R_{min} < 1$ cm et $|Z_{min}| < 4,5$ cm.
- 5) Les deux candidats muon doivent ensuite être identifiés comme

étant des muons, et ce dans au moins un des trois sous-éléments de DELPHI permettant cette identification, à savoir : le calorimètre hadronique (HCAL), les calorimètres électromagnétiques (HPC ou FEMC) et les chambres à muons (MUB ou MUF).

Notons que l'ordre dans lequel les critères 2) à 5) sont appliqués n'a aucune importance. Pour justifier chacun d'eux par la suite, nous examinerons son effet sur les données réelles et simulées lorsqu'il est appliqué en dernier.

Ces 5 critères de sélection permettent d'obtenir un échantillon d'événements dimuons contenant plus de 95 % d'interactions $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$. Il subsiste cependant une petite fraction d'événements parasites, correspondant principalement soit à des muons cosmiques soit à des interactions $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$. Ce bruit de fond peut être réduit à ~ 2% à l'aide de critères de sélection spécifiques, que nous décrirons dans la section 6.4.7. Après réduction du bruit de fond, notre échantillon final comprend 10882 événements dimuons.

6.4.2 Nombre de particules chargées

Une interaction $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ conduit à l'émission de deux particules chargées dans l'état final qui, si elles sont émises dans la région $11^\circ \leq \theta \leq 169^\circ$, pourront être détectées dans les détecteurs de trace (section 2.2.4). Cependant, des inefficacités des détecteurs de trace conduisent parfois à ce qu'un des deux muons, voir même les deux, ne soit pas détecté. L'inefficacité de détection des particules chargées est principalement sensible dans la région $\theta \leq 20^\circ$ ou $\theta \geq 160^\circ$, qui se situe hors de la zone d'acceptance de la TPC, et où nous ne disposons que des chambres vers l'avant FCA et FCB comme détecteur de trace. D'autre part, les photons émis lors d'une interaction risquent de se convertir dans la paroi du tube à vide du LEP ou dans la matière séparant ce tube de la TPC, et produire de ce fait de nouvelles particules chargées. La figure 6.3a montre que, pour des événements $\mu^+\mu^-$ simulés, 88,5 % des événements contiennent exactement deux traces de particule chargée mais que 6 % en ont moins que deux et 5,5 % en contiennent au moins 3.

Dans cette analyse, nous sélectionnons les événements pour lesquels le nombre de traces de particule chargée reconstruites, N_{ch} , répond au critère

$$1 \leq N_{ch} \leq 5 \quad (6.8)$$

La limite maximale sur N_{ch} n'entraîne qu'une perte minime d'états finals $\mu^+\mu^-$, de $0,29 \pm 0,04$ %, mais permet d'éliminer une partie des états finals $\tau^+\tau^-$. En effet, la figure 6.3b montre que, pour des événements $\tau^+\tau^-$ simulés, le nombre de traces de particule chargée est le plus souvent égal à deux ou à quatre, suite au mode de désintégration des τ en une ou trois particules chargées, et que $15,3 \pm 0,3$ % des événements contiennent plus de 5 particules chargées. Nous n'utilisons pas les événements pour lesquels $N_{ch}=0$ car ceux-ci, correspondant généralement à des particules émises avec un angle polaire $\theta \leq 20^\circ$ ou $\theta \geq 160^\circ$, sont pratiquement indiscernables des événements correspondant au passage de muons de bruit de fond accompagnant les faisceaux du LEP et parallèles à ceux-ci. Sur base de la simulation Monte-Carlo, $0,92 \pm 0,07$ % des événements $\mu^+\mu^-$ sont ainsi perdus.

6.4.3 Impulsion des particules chargées

Négligeant les effets radiatifs, les deux muons produits par la désintégration d'un boson Z^0 possèdent chacun une énergie égale à la moitié de l'énergie disponible dans le centre de masse, \sqrt{s} . Comme $\sqrt{s}/2 \sim 45$ GeV, les muons sont hautement relativistes et on considère que leur impulsion est égale à leur énergie. Toutefois, l'émission radiative de photons conduit à des muons dont l'impulsion est diminuée par rapport à $\sqrt{s}/2$.

Suite à la présence d'un champ magnétique de 1,2 Tesla aligné le long de l'axe des faisceaux, les particules chargées suivent une trajectoire hélicoïdale. La mesure du rayon de courbure de la trajectoire projetée dans le plan perpendiculaire à l'hélice permet de déterminer l'impulsion de la particule détectée. La figure 6.4 montre la distribution de l'impulsion p^H des deux particules les plus énergétiques dans les événements dimuons, obtenus en appliquant les critères de sélection décrits dans la section 6.4.1, excepté celui concernant l'impulsion. Pour déterminer la résolution en impulsion, il est préférable d'examiner la quantité $1/p^H$; celle-ci est en effet proportionnelle à la flèche de la trajectoire, qui est la quantité directement mesurée dont l'erreur apporte la contribution majeure à l'incertitude sur l'impulsion. La distribution de $1/p^H$ est représentée sur la figure 6.5a. L'ajustement d'une gaussienne nous donne :

$$\begin{aligned} \langle 1/P^H \rangle &= 0,02210 \pm 0,00001 \text{ GeV}^{-1} \\ \sigma(1/P^H) &= 0,00113 \pm 0,00001 \text{ GeV}^{-1} \end{aligned} \quad (6.9)$$

ce qui correspond à une résolution

$$\frac{\sigma(1/P^H)}{\langle 1/P^H \rangle} = 5,10 \pm 0,05 \% . \quad (6.10)$$

L'examen de la distribution de $1/P^H$ en fonction de l'angle polaire θ des particules nous montre cependant que cette résolution varie en fonction de θ (figure 6.5b). La dégradation de la résolution en impulsion est manifeste dans la région $\theta \leq 25^\circ$ ($\theta \geq 155^\circ$), car la plupart des particules ne sont plus détectées dans la TPC ou n'y laissent qu'une trace très courte. On constate également une dégradation de la résolution dans la région $35^\circ \leq \theta \leq 43^\circ$ ($137^\circ \leq \theta \leq 145^\circ$), qui est la zone de transition entre le OD et les chambres vers l'avant FCB. En ajustant une gaussienne sur les distributions de $1/P^H$ correspondant à différents intervalles en θ , nous obtenons la variation de $\sigma(1/P^H)/\langle 1/P^H \rangle$ en fonction de θ représentée sur la figure 6.5c. La résolution est de l'ordre de 20 % pour $\theta \leq 20^\circ$ et devient meilleure que 6 % lorsque $\theta > 40^\circ$.

On remarque dans la distribution de l'impulsion l'existence d'un nombre important de particules possédant une petite impulsion, comprise entre quelques GeV et 30 GeV (figure 6.4). Ces particules proviennent principalement des effets radiatifs affectant les événements $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ et de la contamination de notre échantillon de dimuons par des états finals $\tau^+\tau^-$. Les distributions en impulsion obtenues pour des événements simulés $\mu^+\mu^-$ et $\tau^+\tau^-$, après application des mêmes critères de sélection que sur les données, sont représentées sur les figures 6.6a et 6.6b. La comparaison des figures 6.4 et 6.6a montre que l'émission radiative de γ ne permet pas à elle seule d'expliquer l'accumulation des petites impulsions. Considérant un échantillon d'événements simulés contenant le même nombre de $\mu^+\mu^-$ et de $\tau^+\tau^-$ avant sélection, et conduisant au même nombre d'événements sélectionnés que pour les données, nous obtenons la distribution en impulsion représentée sur la figure 6.6c. La distribution obtenue sur les données est également représentée sur cette figure par des cercles pleins. Malgré un léger désaccord entre les données réelles et simulées dans la région du pic, nous constatons que ces deux distributions sont en accord dans la région $10 \leq P^H \leq 35$ GeV (figure 6.6d). Ce bon accord démontre notre affirmation concernant l'origine des petites impulsions.

Pour la sélection des dimuons, nous demandons que l'impulsion des candidats muon soit supérieure à 15 GeV. Sur base des événements simulés, ce critère de sélection élimine 71 ± 3 % des états finals $\tau^+\tau^-$ subsistant après application des autres critères de sélection, alors qu'il n'affecte que $1,02 \pm 0,08$ % des événements $\mu^+\mu^-$. A priori, une coupure plus stricte sur l'impulsion des candidats muon permettrait de réduire davantage le bruit de fond $\tau^+\tau^-$ mais entraînerait également une perte plus importante d'événements $\mu^+\mu^-$. Nous décrivons dans le §6.4.7.a une méthode permettant de réduire d'un facteur 3 le bruit de fond $\tau^+\tau^-$ restant, sans entraîner de perte sensible d'événements $\mu^+\mu^-$.

6.4.4 Angle d'acolinéarité

En l'absence d'émission radiative de photons, les deux muons produits lors d'une interaction $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ sont émis parfaitement dos-à-dos. A l'inverse, l'émission de photons entraîne un angle d'acolinéarité non nul entre les deux muons, angle défini par

$$\xi = 180^\circ - \arccos \left(\frac{\mathbf{p}_1^\mu \cdot \mathbf{p}_2^\mu}{|\mathbf{p}_1^\mu| |\mathbf{p}_2^\mu|} \right) \quad (6.11)$$

où \mathbf{p}_1^μ et \mathbf{p}_2^μ sont les vecteurs impulsions des deux muons.

La figure 6.7a montre la distribution de l'angle ξ obtenue pour des événements simulés $\mu^+\mu^-$ après application de la seule coupure sur N_{ch} . Dans $83,3 \pm 0,3$ % des cas, l'angle ξ est inférieur à 1° ; il n'est supérieur à 10° que pour $2,5 \pm 0,1$ % des événements, ceux-ci correspondant à l'émission de un ou deux photons énergétiques. Pour les événements $\tau^+\tau^-$, l'angle d'acolinéarité entre les deux particules chargées les plus énergétiques se distribue de manière sensiblement différente, comme le montre la figure 6.7b, obtenue pour des événements simulés $\tau^+\tau^-$ après sélection sur N_{ch} . La désintégration d'un τ s'accompagne de l'émission d'au moins un neutrino, qui emporte une partie de l'énergie du τ . Ceci explique que seuls $7,2 \pm 0,3$ % des événements $\tau^+\tau^-$ possèdent un angle $\xi < 1^\circ$. Par contre, $8,9 \pm 0,3$ % des événements conduisent à $\xi > 10^\circ$. Cependant, après application des autres critères de sélection, la proportion des événements possédant un $\xi > 10^\circ$ devient négligeable dans le cas des $\tau^+\tau^-$, $0,5 \pm 0,3$ %, tandis qu'elle est de $1,5 \pm 0,1$ % dans le cas des $\mu^+\mu^-$. Néanmoins, pour la détermination de l'asymétrie avant-arrière, nous n'utilisons que les événements pour

lesquels $\xi < 10^\circ$, de manière à réduire la contribution de la radiation de photons énergétiques à la section efficace différentielle. Grâce à cette coupure, nous pourrions utiliser la forme de la distribution angulaire donnée par l'approximation de Born pour déterminer l'asymétrie avant-arrière (cf. section 6.6.2). Pour $\sqrt{s} = M_Z$, les différences entre cette forme de la distribution angulaire et celle prédite par le programme ZFITTER, qui tient compte des corrections radiatives électromagnétiques (cf. section 6.7), restent inférieures à 0,1 % [6.7]. Appliquée après les autres critères de sélection, cette coupure n'élimine que $1,5 \pm 0,1$ % des événements $\mu^+ \mu^-$ simulés.

Le calcul de l'acolinéarité nécessite la connaissance des angles d'émission θ et ϕ des muons à l'origine. Dans le cas des événements ne contenant qu'une seule particule chargée détectée, ces angles sont inconnus pour le second muon. On peut cependant les calculer approximativement en faisant l'hypothèse que le muon suit une trajectoire rectiligne depuis le vertex d'interaction et en utilisant les coordonnées de ses points d'impact soit dans les chambres à muons soit dans les calorimètres hadroniques ou électromagnétiques. La coupure sur l'angle d'acolinéarité est alors remplacée par les critères

$$\Delta\theta = |180^\circ - (\theta_1 + \theta_2)| \leq 10^\circ, \quad \Delta\phi = |180^\circ - |\phi_1 - \phi_2|| \leq 20^\circ \quad (6.12)$$

la limite plus large sur $\Delta\phi$ permettant de tenir compte du décalage affectant ϕ_2 suite au champ magnétique (cf. §6.5.3.a).

6.4.5 Zone d'interaction

Les particules primaires produites lors d'une interaction e^+e^- sont originaires du vertex d'interaction, c'est-à-dire de l'endroit où se croisent les faisceaux d'électrons et de positons. Par contre, les muons cosmiques traversent DELPHI n'importe où. Il est donc nécessaire de savoir si les particules chargées proviennent de la zone d'interaction pour distinguer les paires de muons des muons cosmiques.

Les dimensions de la région d'interaction le long des axes X, Y et Z de DELPHI sont : $\sigma_X = 230 \mu\text{m}$, $\sigma_Y = 120 \mu\text{m}$ et $\sigma_Z = 9,4 \text{ mm}$. La position moyenne du vertex d'interaction se situe approximativement au centre du détecteur DELPHI. Elle est déterminée en reconstruisant le vertex principal des événements hadroniques, contenant un grand nombre de particules chargées ($\langle N_{\text{ch}} \rangle \sim 20$), et en calculant les valeurs moyennes des coordonnées X, Y et Z de celui-ci [6.8]. Ces valeurs moyennes

(X_V, Y_V, Z_V) variant légèrement avec le temps, elles sont calculées séparément pour chaque période de remplissage du LEP, qui dure environ une dizaine d'heures. A titre d'exemple, les valeurs moyennes des coordonnées du vertex d'interaction, déterminées pour un remplissage donné, sont $X_V = -2,358 \pm 0,007$ mm, $Y_V = 0,070 \pm 0,003$ mm et $Z_V = -3,31 \pm 0,25$ mm.

Pour déterminer le point d'origine d'une particule chargée, nous extrapolons sa trajectoire vers l'origine du référentiel DELPHI, en tenant compte de la courbure due au champ magnétique. Nous calculons ensuite la quantité R_{\min} , qui représente la distance minimale dans le plan XY entre la trajectoire extrapolée et la projection du vertex d'interaction (X_V, Y_V) , ainsi que la quantité $Z_{\min} = Z(R_{\min}) - Z_V$, $Z(R_{\min})$ étant la coordonnée le long de l'axe Z du point situé à la distance R_{\min} du vertex d'interaction. Suite aux dimensions très différentes de la zone d'interaction le long de l'axe Z et dans le plan XY, il est préférable d'utiliser les quantités R_{\min} et Z_{\min} au lieu de la distance dans l'espace entre le vertex et la trajectoire extrapolée. La figure 6.8a montre comment se distribuent les quantités Z_{\min} et R_{\min} pour les événements dimuons obtenus après application de l'ensemble des critères de sélection à l'exception de celui sur la zone d'interaction ; les distributions des quantités R_{\min} et Z_{\min} sont montrées séparément sur les figures 6.8b et 6.8c. On constate que la majorité des événements sont concentrés aux petites valeurs de R_{\min} et Z_{\min} . Ces deux quantités se distribuent uniformément lorsque $R_{\min} > 1$ cm et $|Z_{\min}| > 4,5$ cm, ce qui est le signe distinctif des muons cosmiques. Nous pouvons dès lors éliminer la majeure partie des muons cosmiques contenus dans notre échantillon en imposant que

$$R_{\min} < 1 \text{ cm} \quad (6.13)$$

$$\text{et} \quad |Z_{\min}| < 4,5 \text{ cm} \quad (6.14)$$

pour chacune des deux particules chargées les plus énergétiques de l'événement, ou pour l'unique particule chargée lorsque $N_{\text{ch}}=1$.

Cependant, les quantités R_{\min} et Z_{\min} ne peuvent être déterminées avec précision que si la particule chargée a été détectée soit dans la TPC soit dans le ID, qui sont les deux détecteurs de traces les plus proches de la zone d'interaction. Ainsi, les quantités R_{\min} associées à des particules détectées dans la TPC ou dans la partie chambre à jets du ID sont représentées sur les figures 6.9a et 6.9b tandis que celles obtenues dans le cas contraire sont montrées sur les

figures 6.9c et 6.9d. L'acceptance de la TPC et de la chambre à jets du ID étant limitée à la région angulaire $20^\circ \leq \theta \leq 160^\circ$, les particules émises hors de cette région ne peuvent être détectées que par les chambres vers l'avant FCA et FCB, situées à plus de 1,5 m du vertex d'interaction, ce qui entraîne une incertitude plus grande sur R_{\min} . Comme le taux des cosmiques est proportionnel à $\cos^2(\Psi)$, où Ψ est l'angle entre la trajectoire de la particule et l'axe vertical, la majorité des particules possédant un angle $\theta \leq 20^\circ$ ou $\theta \geq 160^\circ$ proviennent d'interactions $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$. Dès lors, nous utilisons une sélection moins sévère,

$$R_{\min} < 10 \text{ cm} , \quad (6.15)$$

pour les particules qui n'ont été détectées ni dans la TPC ni dans la chambre à jets du ID.

En ce qui concerne la quantité Z_{\min} , on ne constate pas de dégradation significative de la résolution pour les particules n'ayant pu être détectées ni dans la TPC ni dans la partie trigger du ID (figure 6.10). Toutefois, ces particules étant émises principalement dans la région $\theta \leq 20^\circ$ ou $\theta \geq 160^\circ$, où le taux de cosmiques est très faible, nous utilisons aussi un critère de sélection moins stricte, en demandant que

$$| Z_{\min} | < 10 \text{ cm} \quad (6.16)$$

et ce dans le but d'éliminer le moins possible d'événements $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$.

En conclusion, les différentes coupures appliquées sur Z_{\min} et R_{\min} permettent d'éliminer la majeure partie des événements cosmiques présents dans notre échantillon sans entraîner de perte sensible d'événements $\mu^+\mu^-$.

6.4.6 Identification des muons

Nous avons indiqué dans la section 3.1 sur quel principe de base reposait l'identification des muons dans les chambres à muons. Nous décrirons dans le §6.4.6.a le critère d'identification des muons utilisé pour des événements $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$.

Un muon peut également être identifié à l'aide des calorimètres hadroniques (§6.4.6.b) et électromagnétiques (§6.4.6.c) car, étant une particule au minimum d'ionisation, il dépose au sein de ces calorimètres une énergie minimale tout le long de sa trajectoire, sans

entraîner la formation de gerbes hadroniques ou électromagnétiques.

L'utilisation des calorimètres en plus des chambres à muons permet d'obtenir une efficacité d'identification des muons proche de 100 %, comme nous le verrons dans le §6.4.6.d. Ces trois éléments de détection sont en effet indépendants et permettent à eux trois de couvrir toute la région angulaire $11^\circ \leq \theta \leq 169^\circ$.

6.4.6.a : Les chambres à muons.

La recherche des points d'impact d'une particule chargée au sein des chambres à muons s'effectue à l'aide de EMMASS (section 6.2). Les informations principales que permet d'obtenir ce logiciel sont :

- le nombre de points d'impact mesurés par les chambres à muons et associés à la trajectoire de la particule chargée, appelé N_p ;
- le χ_T^2 qui résulte de l'ajustement entre ces points d'impact et la trajectoire extrapolée de la particule chargée.

Les critères d'identification d'un muon doivent être conçus de manière à éliminer les bruits de fond éventuels, tels que les hadrons qui ne sont pas totalement absorbés par le calorimètre hadronique ou les muons produits lors de la désintégration d'un pion ou d'un kaon, tout en gardant une efficacité d'identification la plus haute possible. Ils doivent donc être adaptés au processus physique que l'on étudie. Pour identifier un muon produit dans la désintégration semileptonique d'un quark b, on demande par exemple la présence d'un point d'impact dans au moins deux chambres à muons, l'une devant appartenir à une couche de détection extérieure. De plus, l'ajustement entre ces points d'impact mesurés et la trajectoire extrapolée doit conduire à un χ_T^2 acceptable [6.9]. Ces critères permettent d'obtenir un échantillon de muons avec une pureté raisonnable (>50 %) mais conduisent à une efficacité d'identification inférieure à 80 % dans la zone d'acceptance du MUB et du MUF.

Pour identifier les muons produits lors d'une interaction $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$, il n'est pas nécessaire d'appliquer des critères d'identification aussi stricts. La topologie des événements est en effet beaucoup plus simple, avec un maximum de 5 particules chargées présentes dans l'état final, et le seul bruit de fond significatif est constitué par les hadrons provenant de la désintégration d'un τ et atteignant les chambres à muons. D'autre part, la probabilité qu'un point d'impact associé à une particule chargée ne provienne pas du

passage de cette particule dans une chambre à dérive est négligeable ($<0,2 \%$). En effet, le taux de déclenchement aléatoire d'une chambre à dérive du MUF en l'absence de faisceaux est de l'ordre de 100 Hz. Ce taux est donc de 2200 Hz pour une couche du MUF et nous considérons que les points d'impact correspondant sont répartis uniformément dans le temps et sur toute la surface de la couche. Lors de l'acquisition d'un événement, les LTD du MUF ne sont actifs que durant une période de 16 μs ; le nombre de points fortuits enregistrés dans une couche est donc de 0,035. Un point d'impact fortuit ne sera associé à une particule chargée que s'il se trouve à une distance de moins de 30 cm du point prédit par l'extrapolation. Multipliant 0,035 par le rapport de la surface d'association sur celle d'un quadrant, nous obtenons 5×10^{-4} . Comme un octant est composé de 4 couches, nous obtenons finalement une probabilité de 0,2 % qu'un point d'impact fortuit soit associé à une particule chargée. Précisons que dans ce calcul, nous ne tenons pas compte des déclenchements fortuits liés aux faisceaux du LEP, dus au rayonnement synchrotron ou aux muons parallèles.

Suite à ces considérations, nous utilisons le critère d'identification des muons le plus simple qu'on puisse imaginer : une particule chargée sera identifiée comme étant un muon si au moins un point d'impact mesuré dans le MUB ou le MUF a pu lui être associé. Ce critère minimal garantit une efficacité d'identification maximale et n'entraîne aucunement la sélection d'un bruit de fond important dans notre échantillon de dimuons, comme nous le démontrerons dans la section 6.4.7.

Sélectionnant dans notre échantillon d'événements dimuons les particules identifiées comme étant des muons sur base des calorimètres hadroniques ou électromagnétiques, nous obtenons, dans le cas du MUB, la distribution de N_p représentée sur la figure 6.11a. Suite à la disposition des chambres à muons du MUB, N_p est compris entre 1 et 6, ce nombre maximal correspondant à la situation très rare où une particule traverse les 3 modules formant un secteur du MUB (section 2.2.9). Dans le cas du MUF, la distribution de N_p est montrée sur la figure 6.12a. Nous avons également représenté sur cette figure la distribution de N_p obtenue à partir des événements $\mu^+\mu^-$ simulés, normalisée de manière à correspondre au même nombre de particules que pour les données. La comparaison des deux distributions montre clairement que l'efficacité de détection des couches du MUF est surestimée dans DELSIM. La figure 6.12b montre également que les

distributions de N_p obtenues séparément pour les bouchons A (tirets) et C (trait plein) sont sensiblement différentes. Cette différence provient de l'inefficacité plus importante des couches du MUF du côté A, dont nous avons expliqué l'origine précédemment (§5.4.2.c).

A titre d'information, les figures 6.11b et 6.12c montrent les distributions de la quantité $P(\chi_T^2, \text{NDL})$ pour les muons identifiés dans le MUB et le MUF respectivement ; cette quantité représente la probabilité que la valeur du χ^2 d'un ajustement à NDL degrés de liberté soit supérieure au χ_T^2 obtenu par EMMASS. Dans le cas du MUB, on constate une accumulation importante d'événements aux petites valeurs de $P(\chi_T^2, \text{NDL})$, 34 % des χ_T^2 conduisant une probabilité inférieure à 2 %. On remarque également que, hormis le pic, les valeurs de $P(\chi_T^2, \text{NDL})$ ne se répartissent pas de manière uniforme entre 0 et 1. Cette distribution indique clairement que les erreurs entachant les coordonnées des points d'impact mesurés dans le MUB ou prédits par l'extrapolation sont sous-estimées. Dans le cas du MUF, l'accumulation d'événements pour les grandes valeurs de $P(\chi_T^2, \text{NDL})$ semble indiquer une légère surestimation de certaines erreurs de mesure. A l'inverse, l'accumulation d'événements pour les valeurs de $P(\chi_T^2, \text{NDL})$ inférieures à 5 % indique soit une sous-estimation de certaines erreurs soit l'association de points d'impact fortuits. Pour expliquer cette apparente contradiction, rappelons que les erreurs $\delta T1_{\text{muc}}$ et $\delta T2_{\text{muc}}$ utilisées pour calculer χ_{muc}^2 (relation (6.5)) sont des erreurs moyennes qui, dans le cas du MUF, sont fixées à 5 mm. Suite à la variation de ces erreurs en fonction de différents paramètres, tels que la distance de dérive ou la position le long des lignes à retard, elles sont parfois plus grandes, parfois plus petites. Le fait que certains points d'impact soient entachés d'erreurs plus importantes que les erreurs moyennes est démontré par les queues non gaussiennes de la distribution des résidus montrée sur la figure 5.26. Pour les ajustements conduisant à une grande valeur de χ_T^2 , correspondant à une probabilité inférieure à 2 %, la contribution majeure au χ_T^2 provient généralement d'un seul point d'impact parmi les N_p points associés. Ce point, situé à une distance anormalement grande du point d'impact prédit par l'extrapolation, est associé à la particule chargée suite à la limite très peu restrictive appliquée sur R ($R < 200$) lors de la recherche des points d'impact éventuels (cf. section 6.2). Dans ces conditions, la valeur de χ_T^2 ne peut pas être utilisée pour différencier un muon d'un bruit de fond éventuel. Cela n'affecte cependant pas notre analyse, le bruit de fond

des $\tau^+\tau^-$ n'étant en définitive que de l'ordre de 1% (cf. §6.4.7.a).

6.4.6.b : Le calorimètre hadronique.

Nous avons indiqué dans la section 6.2 que l'énergie totale E_{HCAL} déposée par une particule chargée au sein du calorimètre hadronique est calculée en prenant la somme des énergies déposées dans chacune des tours traversées. De par la structure du calorimètre hadronique, le nombre maximal de couches de tours pouvant être traversées est de 4 ou de 3 dans une petite région des bouchons (voir figure 2.15). Les muons possédant une énergie supérieure à 3 GeV traversent entièrement le calorimètre hadronique et déposent une quantité d'énergie correspondant à une particule au minimum d'ionisation dans chacune de ces 4(3) couches. Les électrons qui ne sont pas entièrement absorbés par le calorimètre électromagnétique vont eux aussi atteindre le calorimètre hadronique mais ils déposeront généralement leur énergie restante dans la première couche du HCAL. Il faut également considérer l'existence d'un bruit de fond dans le HCAL, qui se manifeste principalement par l'apparition d'une quantité d'énergie compatible avec celle déposée par une particule au minimum d'ionisation, mais contenue dans une seule tour. Pour ces deux raisons, nous ne prendrons l'énergie E_{HCAL} en considération que si celle-ci correspond à au moins deux couches traversées sur quatre. La distribution du nombre de couches traversées par des particules appartenant aux événements dimuons et identifiés comme étant des muons, soit dans les chambres à muons soit dans les calorimètres électromagnétiques, est représentée sur la figure 6.13a. Comme prévu, ces particules traversent généralement 3 ou 4 couches et moins de 4 % d'entre elles n'en traversent qu'une seule. La restriction imposée sur le nombre de couches n'entraîne donc qu'une perte d'efficacité minime pour l'identification des muons par le HCAL, et permet d'obtenir un échantillon de dimuons avec une grande pureté, ce que nous démontrerons dans la section 6.4.7.

L'énergie totale E_{HCAL} déposée par des particules identifiées comme étant des muons à l'aide d'un autre détecteur que le HCAL, est représentée sur la figure 6.13b. Cette énergie est généralement inférieure à une dizaine de GeV mais, comme le montre la figure 6.13c, elle varie en fonction de l'angle polaire θ de la particule. Cette dépendance s'explique principalement par la variation en fonction de θ de l'épaisseur de fer devant être traversée. Pour tenir compte de cette

dépendance, nous identifierons une particule chargée comme étant un muon si l'énergie E_{HCAL} qui lui est associée répond à la condition

$$0 < E_{\text{HCAL}} \leq E_{\text{max}}(\theta) \quad (6.17)$$

où $E_{\text{max}}(\theta) = 15 \text{ GeV}$ pour $\theta \leq 55^\circ$ ou $\theta \geq 125^\circ$,

et $E_{\text{max}}(\theta) = \frac{10}{\sin^2 \theta} \text{ GeV}$ pour $55^\circ < \theta < 125^\circ$.

6.4.6.c : Les calorimètres électromagnétiques.

Utilisant notre échantillon d'événements dimuons, nous avons représenté sur les figures 6.14a et 6.14b les distributions de l'énergie totale E_{EMCAL} déposée dans les calorimètres électromagnétiques par des particules identifiées comme étant des muons par le calorimètre hadronique ou les chambres à muons. La distribution de la figure 6.14a correspond à des particules émises avec un angle polaire $43^\circ \leq \theta \leq 137^\circ$ et qui atteignent donc la HPC, tandis que la figure 6.14b correspond à la région $\theta < 37^\circ$ ou $\theta > 143^\circ$, couverte par le FEMC. Sur base de ces deux distributions, nous utilisons un critère d'identification des muons identique dans la HPC et le FEMC, une particule chargée étant considérée comme un muon si

$$0 < E_{\text{EMCAL}} \leq 1 \text{ GeV} . \quad (6.18)$$

6.4.6.d : Efficacité d'identification des muons.

Pour déterminer l'efficacité des différents critères d'identification des muons, nous utilisons les données réelles sélectionnées grâce aux critères de sélection 1) à 5). Cependant, nous ne considérons parmi notre échantillon de dimuons que ceux pour lesquels l'angle d'acolinéarité ξ est inférieur à 1° , de manière à rendre négligeable ($< 0,7 \%$) la contamination des états finals $\tau^+ \tau^-$.

Pour déterminer l'efficacité d'un détecteur donné, MUB+MUF ou HCAL ou HPC+FEMC, nous sélectionnons les particules identifiées comme étant des muons dans l'un au moins des deux autres détecteurs. Désignant par N_1 le nombre de particules ainsi sélectionnées, nous calculons l'efficacité du détecteur par le rapport

$$\epsilon = \frac{N_2}{N_1} \quad (6.19)$$

N_2 étant le nombre de particules parmi N_1 qui sont également identifiées comme muons dans le détecteur étudié. Les résultats obtenus sont :

$$\begin{aligned}\epsilon_{\text{MUB+MUF}} &= 87,8 \pm 0,3 \% , \\ \epsilon_{\text{HCAL}} &= 87,9 \pm 0,3 \% , \\ \epsilon_{\text{HPC+FEMC}} &= 39,8 \pm 0,6 \% .\end{aligned}\tag{6.20}$$

La variation de ces efficacités en fonction de $\cos(\theta)$ est représentée sur les figures 6.15a à 6.15c. Pour la figure 6.15a, la chute de l'efficacité dans la région $\cos(\theta) \sim 0$ est due aux espaces morts présents dans le MUB au milieu du détecteur, en $Z=0$; celle que l'on constate dans la région $0,6 \leq |\cos(\theta)| \leq 0,72$ correspond à la zone de transition entre le MUB, qui ne couvre que la région $|\cos(\theta)| \leq 0,62$, et le MUF, couvrant quant à lui la région $|\cos(\theta)| \geq 0,73$. La faible efficacité de la HPC est liée à une diminution de 100 Volts de sa tension de fonctionnement en 1991, diminution nécessaire pour prévenir un vieillissement prématuré du détecteur [6.10].

Pour vérifier que ces trois détecteurs sont indépendants, nous avons recalculé leur efficacité d'identification des muons en sélectionnant des particules identifiées non plus dans l'un des deux autres détecteurs mais dans chacun d'eux séparément. Nous obtenons ainsi, par exemple, pour les chambres à muons, une efficacité de $88,2 \pm 0,3$ % pour des particules sélectionnées à partir du HCAL, et de $87,2 \pm 0,5$ % pour celles sélectionnées à partir des calorimètres électromagnétiques. Les efficacités obtenues dans les deux autres détecteurs étant elles aussi compatibles entre elles, nous pouvons considérer que les trois détecteurs conduisent à des efficacités qui sont indépendantes l'une de l'autre. Le critère d'identification d'un muon, qui demande que celui-ci soit identifié dans au moins un des trois détecteurs, possède donc une efficacité globale

$$\epsilon(1 \text{ muon}) = 99,11 \pm 0,01 \% .\tag{6.21}$$

La variation de cette efficacité en fonction de $\cos(\theta)$ est représentée sur la figure 6.15d.

Pour obtenir l'efficacité d'identification de deux muons, nous utilisons les efficacités globales d'identification d'un muon calculées dans des intervalles en $\cos(\theta)$, ϵ_i ($i=1,50$) (voir figure 6.15d). Nous faisons les hypothèses simplificatrices suivantes :

- i) l'angle d'acolinéarité entre les deux muons est limité à quelques degrés ;
 ii) l'efficacité d'identification d'un muon dans une région donnée en $\cos(\theta)$ est indépendante de l'angle θ du second muon.

Dans ces conditions, l'efficacité de détection de deux muons émis dos-à-dos est donnée par le produit $\epsilon_i \times \epsilon_{51-i}$. L'efficacité globale est obtenue en prenant la somme de ces produits pondérée par $(1+\cos^2\theta)_i$, qui est la distribution angulaire attendue des muons :

$$\epsilon(2 \text{ muons}) = \frac{\sum_{i=1}^{50} \epsilon_i \epsilon_{51-i} (1+\cos^2\theta)_i}{\sum_{i=1}^{50} (1+\cos^2\theta)_i}, \quad (6.22)$$

le facteur $(1+\cos^2\theta)_i$ étant calculé en prenant la valeur centrale de l'intervalle i en $\cos\theta$. Nous obtenons par cette méthode une efficacité d'identification des deux muons de

$$\epsilon(2 \text{ muons}) = 98,20 \pm 0,07 \% \quad (6.23)$$

sur base des données réelles.

6.4.7 Etude des bruits de fond

6.4.7.a : Etats finals $\tau^+\tau^-$.

Pour estimer le bruit de fond dû aux états finals $\tau^+\tau^-$, nous utilisons des événements simulés $\mu^+\mu^-$ et $\tau^+\tau^-$, sur lesquels nous appliquons la procédure de sélection des dimuons. Seuls $2,9 \pm 0,1$ % des $\tau^+\tau^-$ satisfont à tous nos critères de sélection, tandis que $86,8 \pm 0,2$ % des $\mu^+\mu^-$ sont acceptés. Supposant que le nombre d'événements $\mu^+\mu^-$ produit au départ est identique à celui des $\tau^+\tau^-$ (universalité leptonique) nous estimons que le bruit de fond dû aux interactions $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ est de $3,2 \pm 0,1$ % dans notre échantillon final de dimuons.

Il est possible de réduire de manière sensible cette contamination en utilisant la quantité

$$P_{\text{RAD}} = \sqrt{|P_1^\mu|^2 + |P_2^\mu|^2} \quad (6.24)$$

qui, comme le montrent les figures 6.16a et 6.16c, se distribue de manière différente pour des événements simulés $\mu^+\mu^-$ et $\tau^+\tau^-$ satisfaisant aux mêmes règles de sélection. Dans le cas des $\mu^+\mu^-$, les

deux particules possèdent la plupart du temps une impulsion proche de 45 GeV (figure 6.16b). L'impulsion d'un des deux muons peut parfois être très différente de 45 GeV suite à l'émission radiative de photons ou à une mauvaise reconstruction de la trajectoire. Par contre, la désintégration d'un τ s'accompagne obligatoirement de l'émission d'au moins un neutrino emportant une partie de l'énergie du τ initial. Il en résulte que, pour des événements $\tau^+\tau^-$, l'impulsion des deux particules les plus énergétiques est la plupart du temps inférieure à 40 GeV (figure 6.16d), et que la quantité P_{RAD} est pratiquement toujours inférieure à 60 GeV. Les figures 6.16e et 6.16f indiquent la présence d'événements $\tau^+\tau^-$ dans notre échantillon sélectionné de dimuons.

Pour réduire le bruit de fond dû aux états finals $\tau^+\tau^-$, nous imposons que

$$P_{\text{RAD}} > P_{\text{MAX}} \quad (6.25)$$

la valeur de P_{MAX} devant être choisie de manière à entraîner une perte négligeable d'événements $\mu^+\mu^-$. Ce choix est basé sur les résultats présentés dans le tableau 6.1. Nous considérons tout d'abord un échantillon d'événements simulés contenant 96,8 % de $\mu^+\mu^-$ et 3,2 % de $\tau^+\tau^-$ après application des critères de sélection précédents. La proportion d'événements rejetés par la coupure sur P_{RAD} est indiquée dans la colonne 2 de ce tableau. Les colonnes 3 et 4 contiennent les proportions de $\mu^+\mu^-$ et $\tau^+\tau^-$ éliminés de l'échantillon mélangé initial. La colonne 5 reprend le pourcentage d'événements éliminés parmi les données réelles. Enfin, l'estimation du bruit de fond $\tau^+\tau^-$ subsistant après la coupure sur P_{RAD} est indiquée dans la dernière colonne. Ce tableau montre que la fraction d'événements non sélectionnés est similaire pour les événements simulés et pour les données ; ceci indique que la simulation Monte-Carlo reproduit de manière fidèle les données réelles et nous donne une grande confiance dans l'estimation du bruit de fond $\tau^+\tau^-$. Au vu de ces résultats, nous avons choisi d'utiliser le critère de sélection

$$P_{\text{RAD}} > 40 \text{ GeV} \quad (6.26)$$

car il permet de réduire d'un facteur 3 le bruit de fond dû aux états finals $\tau^+\tau^-$, qui passe de $3,2 \pm 0,1$ % à $1,12 \pm 0,08$ %, et n'entraîne aucune perte significative d'événements $\mu^+\mu^-$ ($0,02 \pm 0,01$ %).

Tableau 6.1 : Effets de la valeur de P_{MAX} sur les données simulées et sur les données réelles.

P_{MAX}	% ($\mu^+\mu^- + \tau^+\tau^-$)	% $\tau^+\tau^-$	% $\mu^+\mu^-$	% données	Bruit de fond $\tau^+\tau^-$
35 GeV	1,4±0,1	1,43±0,09	0,01±0,01	1,5±0,1	1,8±0,1
40 GeV	2,1±0,1	2,1±0,1	0,02±0,01	2,1±0,1	1,12±0,08
45 GeV	2,7±0,1	2,55±0,12	0,13±0,03	2,65±0,15	0,71±0,06
50 GeV	3,6±0,1	2,85±0,13	0,72±0,06	3,8±0,2	0,40±0,05

6.4.7.b : Muons cosmiques.

Nous avons vu précédemment que les limites imposées sur les quantités R_{min} et Z_{min} permettent d'éliminer les muons cosmiques traversant DELPHI hors de la zone d'interaction. Pour estimer la contamination de muons cosmiques restant dans notre échantillon de dimuons, nous utilisons le fait que les quantités R_{min} et Z_{min} se distribuent uniformément pour ce type d'événements. Nous définissons deux régions :

- Région A : $R_{min} < 1$ cm et $|Z_{min}| < 4,5$ cm, c'est-à-dire la zone d'interaction ;
- Région B : $R_{min} < 2$ cm et $|Z_{min}| < 9,0$ cm mais sans la région A.

Utilisant la région B comme zone d'interaction, nous sélectionnons un échantillon de 407 événements en appliquant les critères de sélection des dimuons, y compris la coupure sur P_{RAD} . La région B possédant une surface trois fois plus grande que celle de A, ce nombre représente trois fois le nombre de muons cosmiques présents dans la zone A, et le bruit de fond cosmique contenu dans notre échantillon de dimuons est alors estimé à $1,2 \pm 0,1$ %.

Pour réduire cette contamination, nous utilisons le logiciel ODTIME [6.11], qui permet de déterminer le temps de vol d'une particule chargée traversant le détecteur externe (OD). Comme le montre la figure 6.17a, cette mesure du temps de vol Δt s'effectue en prenant la différence des instants de passage d'une particule dans les deux

hémisphères du OD. Dans le cas d'un événement $\mu^+\mu^-$, les deux particules chargées atteignent le OD au même instant et donc, Δt sera proche de zéro. Par contre, le temps de vol d'un muon cosmique sera égal à $2.R_{OD} \cdot (c \cdot \sin\theta)^{-1}$; le rayon du OD, R_{OD} , étant proche de 2 mètres, ce temps de vol varie entre 13 ns et 18 ns selon l'angle polaire θ du muon cosmique. La figure 6.17b montre la distribution du temps de vol mesuré pour l'ensemble des événements contenus dans notre échantillon de dimuons après application des autres critères de sélection. Les événements $\mu^+\mu^-$ se distribuent autour de $\Delta t=0$ avec un écart-type égal à 2,3 ns. L'accumulation d'événements dans la région $10 < \Delta t < 20$ ns est due aux muons cosmiques. Le temps de vol mesuré est utilisé pour déterminer la probabilité que l'événement corresponde à un muon cosmique ou à un état final $\mu^+\mu^-$.

Les TDC du OD ne sont actifs que durant la période [BCO-0,15 μ s, BCO+0,85 μ s], l'instant BCO correspondant au croisement des faisceaux du LEP. Or, le système de déclenchement de DELPHI est actif durant l'intervalle de temps [BCO-1 μ s, BCO+1 μ s]. Pour compléter l'intervalle de temps couvert par le OD, le logiciel ODTIME utilise la TPC pour déterminer l'instant de passage de la particule cosmique au sein de DELPHI par rapport au temps BCO. La figure 6.17c montre l'exemple d'un muon cosmique traversant la TPC avant le BCO. Comme les temps de dérive enregistrés sont plus courts que prévu, les trajectoires reconstruites sont déplacées le long de l'axe Z dans la direction des extrémités de la TPC. Si la particule a été détectée dans les deux hémisphères $Z < 0$ et $Z > 0$ de la TPC, la distance ΔZ qui sépare les deux traces reconstruites au vertex est une mesure de l'intervalle de temps entre le passage de la particule et le BCO. Comme le montre la figure 6.17d, qui représente la distribution de cet intervalle de temps T_{TPC} pour des événements dimuons, il est mesuré avec une précision de 18 ns. Les événements conduisant à

$$| T_{TPC} | > 150 \text{ ns} \quad (6.27)$$

sont considérés comme étant des muons cosmiques.

En pratique, la routine UOFT02 du logiciel ODTIME détermine si l'événement correspond à un état final $\mu^+\mu^-$ ou à une particule cosmique, sur base du temps de vol mesuré et/ou de l'instant de passage au sein de la TPC. Pour éviter d'éliminer de bons événements $\mu^+\mu^-$, nous ne rejetons les événements étiquetés comme cosmiques que lorsqu'ils contiennent au moins deux traces de particule chargée reconstruites et

que les quantités R_{\min} associées aux deux candidats muon sont supérieures à 1 mm.

Un total de 46 événements sont ainsi identifiés comme étant des muons cosmiques et, en les éliminant de notre échantillon de dimuons, nous estimons que le bruit de fond restant est égal à $0,8 \pm 0,1$ %. Nous avons représenté sur les figures 6.18a à 6.18d les quantités P^H , P_{RAD} , R_{\min} et Z_{\min} correspondant aux 46 événements rejetés. Nous avons ajouté sur ces figures les distributions des événements non rejetés, normalisées pour correspondre au même nombre d'événements. La comparaison de ces distributions indique clairement qu'il est peu probable que les événements rejetés correspondent à une interaction $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$.

6.4.7.c : Autres sources de bruit de fond.

Outre les états finals $\tau^+\tau^-$ et les muons cosmiques, il est possible que notre échantillon de dimuons contienne également des événements du type $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$, réaction conduisant elle aussi à deux particules chargées émises dos-à-dos avec une énergie proche de $\sqrt{s}/2$. Pour qu'un état final e^+e^- se retrouve dans notre échantillon, il faut cependant que les deux électrons soient identifiés comme étant des muons, soit dans le calorimètre hadronique ou les chambres à muons, soit dans le calorimètre électromagnétique.

Pour étudier la première possibilité, nous recherchons dans notre échantillon final de dimuons, des particules chargées ayant déposé une énergie supérieure à 25 GeV dans la HPC ou supérieure à 20 GeV dans le FEMC, énergies minimales utilisées pour identifier les électrons produits dans une interaction $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ [1.15]. Nous trouvons $0,28 \pm 0,05$ % d'événements où l'un des deux candidats muon répond à cette condition et un seul sur 10882 où les deux candidats muon possèdent une telle énergie. Pour les événements $\mu^+\mu^-$ simulés, nous trouvons $0,23 \pm 0,04$ % d'événements contenant un candidat muon compatible avec un électron et aucun événement n'en contient deux. Les grands dépôts d'énergie dans la HPC ou le FEMC associés à un candidat muon sont dus à des photons énergétiques émis dans une direction proche de celle du muon.

La seconde possibilité est qu'un électron soit identifié comme étant un muon dans les calorimètres électromagnétiques, en y déposant une énergie inférieure à 1 GeV. Cette situation peut par exemple survenir dans le cas où l'électron traverse une zone importante

d'espace mort dans les calorimètres. Une étude réalisée par N.Crosland [6.12] montre que, pour des événements e^+e^- générés par Monte-Carlo dans la région $45^\circ \leq \theta \leq 135^\circ$, seuls $0,4 \pm 0,2$ % satisfont à des critères de sélection similaires à ceux des dimuons. Signalons que dans cette étude, un muon est identifié dans la HPC sur base d'une énergie déposée inférieure à 2 GeV, au lieu de la limite de 1 GeV que nous utilisons. Les événements retenus correspondent à des électrons émis dans la région $89^\circ \leq \theta \leq 91^\circ$, où se situe la structure de soutien du tonneau.

Nous pouvons donc considérer que la contamination de notre échantillon par des événements $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ est négligeable. Il en va de même pour les événements hadroniques, pour les événements $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma \rightarrow e^+e^-\mu^+\mu^-$, ainsi que pour les événements issus d'interactions entre les faisceaux du LEP et le gaz contenu dans le tube à vide ou ses parois [1.15].

6.4.8 Conclusion

Utilisant les données enregistrées par l'expérience DELPHI en 1991, nous avons sélectionné un échantillon contenant 10882 événements $\mu^+\mu^-$. Le bruit de fond dû aux muons cosmiques est estimé à $0,8 \pm 0,1$ %, et celui correspondant aux états finals $\tau^+\tau^-$ est égal à $1,12 \pm 0,08$ %. Sur base de la simulation Monte-Carlo, l'efficacité globale de notre procédure de sélection est de $89,8 \pm 0,2$ % lorsque les deux muons sont émis dans la région angulaire $11^\circ < \theta < 169^\circ$.

6.5 IDENTIFICATION DE LA CHARGE DES MUONS

6.5.1 Introduction

Grâce à la présence d'un champ magnétique de 1,2 Tesla au sein de DELPHI, la reconstruction de la trajectoire des particules chargées permet non seulement de déterminer leur impulsion mais également leur charge Q . Plus la trajectoire d'une particule chargée se rapproche d'une trajectoire rectiligne, plus l'impulsion mesurée sera grande et plus la charge Q sera difficile à déterminer. La quantité de particules conduisant à une valeur de $1/P^H$ proche de zéro indique donc la qualité de l'identification de la charge des particules. Sur base de notre échantillon final d'événements dimuons, nous obtenons la distribution de Q/P^H représentée sur la figure 6.19, Q étant exprimée en unité de e

($Q=+1$). Les deux pics de cette distribution sont clairement séparés, ce qui démontre les bonnes performances de la trajectographie. Cependant, notre échantillon contient 216 événements pour lesquels les deux muons possèdent une charge identique, ce qui indique qu'une des deux charges est mauvaise, tandis que 10435 événements contiennent deux muons de charge opposée. Pour les événements contenant deux muons de charge identique, que nous appellerons événements '++/--', la distribution en θ des particules indique que celles-ci sont principalement émises dans la région $\theta \leq 20^\circ$ ou $\theta \geq 160^\circ$ (figure 6.20a). La distribution en θ obtenue pour les événements '+-' montre de plus que, dans cette même région, le nombre de particules est similaire à celui obtenu pour les événements '++/--' (figure 6.20b). Faisant l'hypothèse que, dans cette région, la probabilité que la charge d'un muon soit mal déterminée, P , est constante et indépendante pour les deux muons, nous pouvons écrire :

$$N_1 = N (1-P)^2 + N P^2, \quad (6.28)$$

$$N_2 = 2 N (1-P) P, \quad (6.29)$$

et donc
$$N_1 - N_2 = N (1-2P)^2, \quad (6.30)$$

N_1 étant le nombre d'événements '+-', N_2 , le nombre d'événements '++/--', et $N=N_1+N_2$. Comme l'angle d'acolinéarité entre les deux muons peut atteindre 10° , nous déterminons N_1 et N_2 en demandant que les deux muons possèdent un angle polaire $\theta \leq 20^\circ$ ou $\theta \geq 160^\circ$. Utilisant les nombres N_1 et N_2 repris dans le tableau 6.2, nous obtenons

$$P = 31,4 \pm 3,9 \% \quad (6.31)$$

en faisant l'hypothèse que $P < 50 \%$.

Cette valeur non négligeable de P implique que notre échantillon d'événements '+-' doit contenir des événements où la charge des deux muons est fautive : nous estimons que pour 133 ± 15 événements '+-', les deux charges sont correctes tandis qu'elles sont toutes les deux fautes dans 28 ± 7 cas. Par comparaison, pour les événements contenant au moins un muon émis dans la région $20^\circ < \theta < 160^\circ$ (colonne 3 du tableau 6.2), nous obtenons une probabilité $P=0,45 \pm 0,05 \%$ et donc, sur 10274 événements '+-', nous estimons que $0,2 \pm 0,05$ événements contiennent deux mauvaises charges.

Notre échantillon final contient également 231 événements dans lesquels un seul des deux muons a été détecté dans les détecteurs de trace. La figure 6.20c montre leur distribution en θ . Reprenant le

résultat (6.31), nous estimons que, parmi les 184 muons émis dans la région $\theta \leq 20^\circ$ ou $\theta \geq 160^\circ$, la charge de 126 ± 7 d'entre eux a été déterminée correctement mais qu'elle est fautive dans 58 ± 7 cas.

Tableau 6.2 : Nombres d'événements de différents types en fonction de la région angulaire considérée (données).

Type d'événements	$\theta \leq 20^\circ$ ou $\theta \geq 160^\circ$	$20^\circ < \theta < 160^\circ$
Evénements '+-' (N_1)	161	10274
Evénements '++/--' (N_2)	122	94
Evénements à une seule part.	184	47
Total	467	10415

L'analyse que nous venons de présenter indique clairement que les charges déterminées lors de la reconstruction de la trajectoire des muons sont peu fiables lorsque ceux-ci sont émis avec un angle $\theta \leq 20^\circ$ ou $\theta \geq 160^\circ$. Pour vérifier les hypothèses formulées dans ce paragraphe, nous avons utilisé des événements $\mu^+\mu^-$ simulés, de manière à pouvoir comparer les charges reconstruites à celles générées à l'origine (section 6.5.2). Nous décrirons dans la section 6.5.3 une méthode permettant d'améliorer la détermination des charges des muons, en utilisant leurs points d'impact dans les chambres à muons.

6.5.2 Détermination des charges des muons pour des événements simulés

Après application des mêmes critères de sélection que sur les données, notre échantillon Monte-Carlo contient 17367 événements $\mu^+\mu^-$ simulés. Comparant la charge générée des muons à celle reconstruite, nous constatons que cette dernière est fautive dans 683 cas sur 34558. Parmi les charges incorrectes, 92,4 % d'entre elles sont associées à des muons émis avec un angle $\theta \leq 20^\circ$ ou $\theta \geq 160^\circ$. Dans cette même région, la proportion de muons dont la charge reconstruite est fautive est de $37,9 \pm 1,2$ %.

Parmi les muons dont la charge est incorrectement déterminée,

96,3 % ont été détectés uniquement dans les chambres vers l'avant FCA et FCB. Rappelons que ces deux détecteurs de trace sont constitués de plans de fils placés à la verticale et situés respectivement à -1,5 m et -2,7 m du centre de DELPHI (section 2.2.4). L'acceptance de la TPC et de la chambre à jets du ID étant limitée en pratique à la région angulaire $20^\circ < \theta < 160^\circ$, ces chambres FCA et FCB sont les deux seuls détecteurs fournissant des informations sur la trajectoire des muons émis dans la région $\theta < 20^\circ$ et $\theta > 160^\circ$. Il apparaît clairement que ces informations sont insuffisantes pour permettre une détermination correcte de la charge des muons.

Sur les figures 6.21a et 6.21b sont représentées les distributions de l'angle polaire des muons pour les événements de type '++/--' et '+-' respectivement. La distribution de l'angle θ des muons pour des événements à une seule particule chargée est montrée sur la figure 6.21c. Ces trois distributions ont été obtenues en considérant un nombre total d'événements simulés identique après sélection à celui des données réelles (10882). Comparant ces distributions à celles obtenues pour les données réelles (figures 6.20), nous remarquons que le nombre d'événements ++/-- dans la région $30^\circ < \theta < 150^\circ$ est nettement moins important pour les événements simulés. Par contre, dans la région $\theta < 20^\circ$ et $\theta > 160^\circ$, ce nombre est pratiquement deux fois plus grand. Le nombre d'événements ne contenant qu'une seule trace de particule chargée reconstruite est deux fois plus important dans les données réelles que dans les données simulées. Ces différences proviennent essentiellement d'une surestimation de l'efficacité de détection des chambres vers l'avant FCA et FCB dans DELSIM.

Nous avons repris dans le tableau 6.3 les nombres d'événements de différents types obtenus selon la région angulaire considérée, pour l'ensemble de la statistique des événements simulés. Pour la région $\theta \leq 20^\circ$ ou $\theta \geq 160^\circ$, la relation (6.30) conduit à une probabilité P que la charge d'un muon soit mal déterminée de

$$P = 33,3 \pm 2,7 \% , \quad (6.32)$$

compatible avec celle obtenue à partir des données réelles (relation (6.31)). Sur base de cette probabilité, nous nous attendons à ce que l'échantillon de 426 événements '+-' contienne 341 ± 28 événements où les charges des deux muons sont correctes et 85 ± 14 où elles sont toutes les deux fausses. En pratique, nous avons dénombré 310 ± 14 événements du premier type et 116 ± 10 du second. Ces nombres sont compatibles dans les

limites d'erreur avec ceux attendus. Dans le cas des 16376 événements '+-' appartenant à la région $20^\circ < \theta < 160^\circ$, nous n'avons trouvé que deux événements contenant deux charges fausses. Pour les événements à une seule particule dans la région $\theta \leq 20^\circ$ ou $\theta \geq 160^\circ$, nous nous attendons à 89 ± 4 particules avec une charge correctement déterminée et 44 ± 4 avec une mauvaise charge. En réalité, nous en trouvons 75 ± 6 du premier type et 58 ± 6 du second. Signalons que, parmi l'ensemble des événements à une seule particule détectée, aucun d'entre eux ne contient un muon dont la charge est incorrecte et dont l'angle θ se situe dans l'intervalle $20^\circ < \theta < 160^\circ$.

Tableau 6.3 : Nombres d'événements de différents types en fonction de la région angulaire considérée (simulation).

Type d'événements	$\theta \leq 20^\circ$ ou $\theta \geq 160^\circ$	$20^\circ < \theta < 160^\circ$
Evénements '+-'	426	16376
Evénements '++/--'	341	48
Evénements a une seule part.	133	43
Total	900	16467

En résumé, nous avons montré que, en ce qui concerne la détermination de la charge des muons émis dans la région $\theta \leq 20^\circ$ ou $\theta \geq 160^\circ$, les données simulées représentent de manière fidèle les données réelles. Notre échantillon d'événements dimuons doit donc contenir un nombre non négligeable d'événements '+-' avec deux charges fausses, ainsi que des événements avec une seule particule chargée détectée dont la charge est fautive. Il est donc impératif d'utiliser dans cette région angulaire une méthode différente que celle de la reconstruction des trajectoires pour déterminer ces charges.

6.5.3 Utilisation des chambres à muons pour déterminer la charge des muons

6.5.3.a : Exposé de la méthode.

Considérons une particule chargée d'impulsion P , émise depuis le vertex d'interaction selon des angles θ_{TK} et ϕ_{TK} . Suite au champ magnétique aligné le long de l'axe Z , cette particule suit une trajectoire circulaire dans le plan XY (figure 6.22), dont le rayon de courbure est donné par :

$$\rho = P_T \frac{10^9}{c B}, \quad (6.33)$$

où c est la vitesse de la lumière, $B=1,2$ Tesla est l'intensité du champ magnétique et P_T est la composante transversale de l'impulsion en GeV. Soit (X_{MUC}, Y_{MUC}) les coordonnées du point d'impact de cette particule dans une des chambres à muons. L'angle ϕ_{MUC} , calculé à partir de la relation

$$\phi_{MUC} = \text{arc tg} \left(\frac{Y_{MUC}}{X_{MUC}} \right), \quad (6.34)$$

sera différent de l'angle ϕ_{TK} original, d'une quantité

$$\Delta\phi = \text{arc tg} \left(\frac{R}{\sqrt{4\rho^2 - R^2}} \right) \quad (6.35)$$

où R est la distance dans le plan XY entre le point d'origine et le point d'impact dans les chambres à muons. A titre d'exemple, pour la première couche de chambres du MUB, ce décalage $\Delta\phi$ est égal à -1° pour une particule de 45 GeV émise à $\theta=90^\circ$. Le sens de ce décalage dépendant du signe de la charge, nous obtenons

$$\phi_{MUC}^+ = \phi_{TK}^+ - \Delta\phi(\rho^+, R^+) \quad (6.36)$$

dans le cas d'une particule de charge $+1$, et,

$$\phi_{MUC}^- = \phi_{TK}^- + \Delta\phi(\rho^-, R^-) \quad (6.37)$$

pour une particule de charge -1 .

Dans le cas d'une interaction $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ sans émission radiative

de γ , les deux muons sont émis dos-à-dos avec une impulsion identique, et donc :

$$\Delta\phi(\rho^+, R^+) \approx \Delta\phi(\rho^-, R^-) = \Delta\phi^\mu \quad (6.38)$$

$$\Delta\phi_{TK}(+-) = |\phi_{TK}^+ - \phi_{TK}^-| - 180^\circ = 0^\circ . \quad (6.39)$$

Définissant la quantité

$$\Delta\phi_\mu(+-) = (\phi_{MUC}^+ - \phi_{MUC}^-) + 180^\circ \quad \text{si } \phi_{MUC}^+ < \phi_{MUC}^- \quad (6.40)$$

$$\Delta\phi_\mu(+-) = (\phi_{MUC}^+ - \phi_{MUC}^-) - 180^\circ \quad \text{si } \phi_{MUC}^+ > \phi_{MUC}^-$$

les relations (6.36) et (6.37) conduisent à l'égalité

$$\Delta\phi_\mu(+-) = -2 \Delta\phi^\mu \quad (6.41)$$

dans l'hypothèse où les relations (6.38) et (6.39) sont vérifiées.

Après ces considérations préliminaires, exposons à présent la méthode permettant d'identifier les charges des deux muons produits dans une interaction $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$. Lorsque ces deux muons ont été détectés dans les chambres à muons, nous calculons la quantité

$$\Delta\phi_\mu(12) = (\phi_{MUC}^1 - \phi_{MUC}^2) \pm 180^\circ \quad (6.42)$$

les particules 1 et 2 étant prises dans un ordre quelconque indépendant de leur charge. Si $\Delta\phi_\mu(12) < 0$ (> 0), nous attribuerons une charge +1 à la particule 1 (2) et une charge -1 à la particule 2 (1), respectivement. Cette méthode repose donc uniquement sur les coordonnées des points d'impact des particules au sein des chambres à muons, sans faire appel aux quantités telles que charge, impulsion et angle ϕ_{TK} déterminées lors de la reconstruction de la trajectoire des particules. Elle peut donc être appliquée même en l'absence de ces trajectoires reconstruites, à condition toutefois que les points d'impact au sein des chambres à muons soient correctement déterminés. Nous avons vérifié la validité de cette méthode sur des événements $\mu^+\mu^-$ simulés (§6.5.3.b) avant de l'appliquer aux données réelles (§6.5.3.c).

6.5.3.b : Application de la méthode aux données simulées.

Le calcul de la quantité $\Delta\phi_\mu$ (12) exige que les deux muons aient été détectés dans les chambres à muons. L'efficacité de ce détecteur étant de l'ordre de 88 % (cf. §6.4.6.d), notre méthode n'est pas applicable à l'ensemble des événements. Nous avons repris dans le tableau 6.4 le nombre initial d'événements dont on dispose et celui pour lequel $\Delta\phi_\mu$ (12) peut être calculé. Connaissant la charge générée de chacun des deux muons, nous avons déterminé ces nombres séparément pour chacune des cinq catégories d'événements suivantes:

- 'vrai +-': événement pour lequel la trajectoire des deux muons a pu être reconstruite, les charges déterminées étant identiques à celles générées.
- 'faux +-': événement pour lequel les deux charges attribuées sont opposées à celles générées.
- '++/--': événement contenant deux particules avec des charges reconstruites identiques.
- '1 bonne charge': événement avec une seule trajectoire reconstruite ($N_{ch}=1$), la charge de la particule étant correctement déterminée.
- '1 mauvaise charge': événement avec une trajectoire reconstruite, la charge de la particule étant mal déterminée.

Pour chaque catégorie, la fraction d'événements pour laquelle $\Delta\phi_\mu$ (12) peut être calculée est reprise dans la dernière colonne du tableau 6.4. Ces fractions sont liées à l'efficacité d'association des points d'impact mesurés dans les chambres à muons avec la trace des particules. Nous constatons que, pour les 3 catégories d'événements où les deux muons ont été détectés dans les détecteurs de trace, ces pourcentages sont compatibles dans les limites d'erreur. Ceci indique que la procédure d'association des points d'impact dans les chambres à muons possède une efficacité indépendante de l'attribution de la charge du muon.

Pour les événements avec une seule particule chargée, la proportion des événements pour lesquels les deux muons ont été identifiés dans les chambres à muons est nettement inférieure. Ceci s'explique par le fait que la recherche des points d'impact de la particule non détectée par les détecteurs de trace ne peut plus s'effectuer par EMMASS. La procédure d'association que nous utilisons dans ce cas, décrite dans la section 6.3, possède une efficacité

nettement plus faible que celle de EMMASS.

Tableau 6.4 : Nombres d'événements pour lesquels $\Delta\phi_{\mu}$ (12) peut être calculé, en fonction de leur type (simulation).

Type d'événement	Nombre initial	Nombre d'évén. avec $\Delta\phi_{\mu}$ (12)	Rapport (%)
' Vrai +- '	16684	13914	83,4 ± 0,3
' Faux +- '	118	103	87,3 ± 3,5
' ++/-- '	389	341	87,7 ± 1,9
' 1 bonne charge '	118	63	53 ± 8
' 1 mauvaise charge '	58	32	55 ± 11
Total	17367	14453	83,2 ± 0,3

Comme nous connaissons la charge originale des deux muons, nous pouvons calculer la quantité $\Delta\phi_{\mu}(+-)$ et vérifier que celle-ci possède une valeur négative. Pour calculer ϕ_{MUC}^+ et ϕ_{MUC}^- , nous utilisons le point d'impact situé dans la couche de chambres la plus proche du vertex d'interaction. Nous avons représenté sur la figure 6.23 la distribution des quantités $\Delta\phi_{\mu}(+-)$ obtenues pour l'ensemble des événements. La figure 6.24 montre comment ces quantités se distribuent en fonction de l'angle θ du muon positif. La courbe en trait continu ajoutée sur cette figure correspond aux prédictions théoriques, calculées en faisant l'hypothèse que le champ B_z est uniforme partout et que les muons sont détectés dans les couches internes du MUB et du MUF. Les valeurs mesurées de $\Delta\phi_{\mu}(+-)$ sont manifestement plus petites en valeur absolue que celles prédites. Ceci s'explique par le fait que le champ magnétique n'est uniforme qu'à l'intérieur de l'aimant supraconducteur ; il s'annule au niveau de la bobine et change de direction au-delà. Le décalage $\Delta\phi$ entre le ϕ_{TK} et le ϕ_{MUC} d'une particule est donc légèrement réduit mais reste néanmoins significatif.

Parmi les 14453 événements étudiés, seuls 201 d'entre eux conduisent à une valeur positive de $\Delta\phi_{\mu}(+-)$. La figure 6.24 montre que ces événements ne correspondent pas à une région particulière. Ces valeurs positives proviennent de l'émission radiative de γ , qui

entraîne une valeur non nulle de $\Delta\phi_{TK}(+-)$ (relation (6.39)). Pour démontrer cette affirmation, nous avons représenté sur la figure 6.25 les valeurs de $\Delta\phi_{\mu}(+-)$ en fonction des valeurs de $\Delta\phi_{TK}(+-)$. Ces dernières sont calculées en utilisant les valeurs générées de ϕ_{TK}^{\pm} et non celles reconstruites, étant donné l'imprécision dont elles sont affectées aux petits angles polaires. Cette figure démontre la corrélation existant entre ces quantités, la valeur de $\Delta\phi_{\mu}(+-)$ ne devenant positive que lorsque $\Delta\phi_{TK}(+-)$ est supérieure à $\sim 2^{\circ}$.

La proportion d'événements conduisant à $\Delta\phi_{\mu}(+-) > 0$ n'étant pas négligeable ($\sim 1,4\%$), il est nécessaire de développer une stratégie permettant de déterminer la charge des muons en combinant les informations fournies par la reconstruction de leur trajectoire et celles fournies par la quantité $\Delta\phi_{\mu}(+-)$, et cela en tenant compte du type d'événement considéré et de sa région angulaire. Pour mettre cette stratégie au point, nous avons repris dans le tableau 6.5 le nombre d'événements pour lesquels $\Delta\phi_{\mu}(+-)$ est soit indéfini, soit négatif, soit positif. Ces nombres sont déterminés en fonction du type d'événement et dans les deux régions angulaires $20^{\circ} < \theta < 160^{\circ}$ (regroupant les événements pour lesquels au moins une des deux particules possède un angle θ situé dans cette région) et $\theta \leq 20^{\circ}$ (correspondant aux événements où les deux muons possèdent un angle $\theta \leq 20^{\circ}$ ou $\theta \geq 160^{\circ}$).

Tableau 6.5 : Nombres d'événements pour lesquels $\Delta\phi_{\mu}(+-)$ est indéfini, positif ou négatif, en fonction du type de l'événement et de la région angulaire (simulation).

Type d'événements	$20^{\circ} < \theta < 160^{\circ}$			$\theta \leq 20^{\circ}$		
	indef.	$\Delta\phi_{\mu} < 0$	$\Delta\phi_{\mu} > 0$	indef.	$\Delta\phi_{\mu} < 0$	$\Delta\phi_{\mu} > 0$
' Vrai +- '	2733	13464	177	37	267	6
' Faux +- '	1	1	0	14	98	4
' ++/-- '	4	43	1	44	285	12
' 1 bonne charge '	16	27	0	39	36	0
' 1 mauvaise charge '	0	0	0	26	31	1

Pour les événements '+-' dans la région $20^\circ < \theta < 160^\circ$, l'utilisation de $\Delta\phi_\mu(+)$ donne de moins bons résultats que les charges reconstruites car 177 événements possèdent un $\Delta\phi_\mu(+)>0$ alors que seuls deux événements sont du type 'faux +-'. Par contre, dans la région $\theta \leq 20^\circ$, l'utilisation de $\Delta\phi_\mu(+)$ permet de déterminer la bonne charge des deux muons pour 267 événements 'vrai +-' et 98 'faux +-'. Elle ne conduit à une mauvaise attribution des charges que pour 10 événements sur 375, au lieu de 102. Pour les événements '++/--', l'utilisation de $\Delta\phi_\mu(+)$ dans les deux régions angulaires permet de déterminer correctement la charge des muons dans 328 cas sur 341. Enfin, pour les événements ne contenant qu'une seule particule chargée, la quantité $\Delta\phi_\mu(+)$ conduit à une bonne détermination des charges dans 94 cas sur 95.

A la vue de ces résultats, il est possible de développer une stratégie permettant de réduire au minimum le nombre d'événements pour lesquels les charges des muons sont mal déterminées. Classifiant les événements sur base des charges reconstruites (événements '+-', '++/--' ou avec une seule particule chargée), et utilisant le signe de $\Delta\phi_\mu(12)$ pour attribuer les charges des particules 1 et 2, nous appliquons la stratégie suivante :

- Pour les événements '+-' situés dans la région $\theta \leq 20^\circ$, nous fixons les charges des deux muons sur base de $\Delta\phi_\mu(12)$ uniquement. Si cette quantité n'est pas définie, nous éliminons l'événement de notre échantillon car un nombre non négligeable d'entre eux sont du type 'faux +-'. Dans la région $20^\circ < \theta < 160^\circ$, nous utilisons uniquement les charges déterminées à partir des traces reconstruites.
- Pour les événements '++/--', nous utilisons uniquement la valeur de $\Delta\phi_\mu(12)$. Les événements pour lesquels cette quantité n'est pas définie sont rejetés.
- Pour les événements avec une seule particule chargée, nous utilisons $\Delta\phi_\mu(12)$ dans les deux régions angulaires pour déterminer la charge des muons. Si cette quantité n'est pas définie, nous gardons l'événement et utilisons la charge reconstruite si la particule est émise dans la région $20^\circ < \theta < 160^\circ$. Nous rejetons les événements situés dans la région $\theta \leq 20^\circ$ car, pour 40 % d'entre eux, la charge de la particule est mal déterminée.

L'application de cette stratégie sur notre échantillon d'événements simulés conduit aux résultats présentés dans la deuxième colonne du tableau 6.6. Nous avons également indiqué dans la troisième

Tableau 6.6 : Nombres d'événements pour lesquels les charges des muons sont correctement déterminées ou non (simulation).

	Charges + $\Delta\phi_{\mu}$ (12)	Charges uniq.
# évén. avec charges correctes	17177	16802
# évén. avec charges fausses	26	565
# évén. éliminés	164	-

colonne de ce tableau les résultats obtenus en utilisant les charges reconstruites uniquement.

Notre méthode conduit donc à un échantillon ne contenant plus que $0,15 \pm 0,03$ % d'événements où la charge d'au moins un des deux muons est mal attribuée, au lieu de $3,25 \pm 0,13$ % précédemment. Cette amélioration se fait cependant au prix de la perte de 164 événements de notre échantillon, se répartissant en : 37 événements du type 'vrai +- ', 14 événements du type 'faux +- ', 48 événements du type '++ / -- ', 39 événements avec une bonne charge et 26 événements avec une mauvaise charge. L'échantillon des événements rejetés contient donc 53,6 % d'événements où la charge d'au moins un des deux muons est fautive.

6.5.3.c : Application de la méthode aux données réelles.

Notre échantillon final d'événements dimuons contient 10882 événements mais la quantité $\Delta\phi_{\mu}$ (12) ne peut être calculée que pour $83,1 \pm 0,4$ % d'entre eux, proportion très similaire à celle obtenue pour les données simulées. La distribution des valeurs de $\Delta\phi_{\mu}$ (12) obtenues est représentée sur la figure 6.26a ; la figure 6.26b montre comment ces valeurs se distribuent en fonction de l'angle polaire θ d'un des deux muons. Sur la figure 6.26a, nous avons également représenté la distribution de $\Delta\phi_{\mu}$ (12) obtenue sur les données simulées, normalisée pour correspondre au même nombre d'événements. Ces deux distributions sont relativement similaires mais la comparaison des figures 6.26b et 6.24 montre que les valeurs mesurées sur les données réelles sont plus dispersées que pour les données simulées, principalement lorsque $\theta < 40^\circ$ ou $\theta > 140^\circ$. La séparation entre les valeurs négatives et positives de $\Delta\phi_{\mu}$ (12) reste néanmoins clairement établie. A titre de vérification,

nous avons déterminé la proportion d'événements conduisant à une valeur de $\Delta\phi_\mu(12)$ comprise dans l'intervalle $[-1^\circ, 1^\circ]$: celle-ci est de $1,7 \pm 0,1$ % dans le cas des données réelles et de $1,6 \pm 0,1$ % dans le cas des données simulées.

Sur les 161 événements de type '+'- situés dans la région $\theta \leq 20^\circ$ ou $\theta \geq 160^\circ$, nous en trouvons 130 pour lesquels les deux muons ont été détectés dans les chambres à muons, ce qui correspond à une proportion de 81 ± 4 %. Conformément à la stratégie que nous avons décidé d'adopter, les 31 événements pour lesquels $\Delta\phi_\mu(12)$ ne peut être calculé sont rejetés de notre échantillon. Nous avons représenté sur la figure 6.27a la distribution des quantités $\Delta\phi_\mu(+)$, calculées en tenant compte des charges déterminées lors de la reconstruction des trajectoires des deux particules. Parmi les 130 événements étudiés, 28 conduisent à une valeur positive de $\Delta\phi_\mu(+)$, indiquant que les charges des deux muons sont fausses et doivent être permutées. Rappelons que dans la section 6.5.1, nous avons estimé que, parmi les 161 événements de type '+'-, 28 ± 7 d'entre eux devaient avoir deux charges fausses. Multipliant ce nombre par 0,81, nous attendons donc 23 ± 6 événements avec les deux charges fausses parmi ceux pour qui $\Delta\phi_\mu(12)$ peut être calculé. Le nombre d'événements 'faux +- ' prédit est donc compatible avec celui observé.

Parmi les 216 événements de type '++/--' contenus dans notre échantillon, nous en trouvons 59 pour lesquels la quantité $\Delta\phi_\mu(12)$ ne peut pas être calculée et que nous sommes forcés d'éliminer. Pour les 157 événements restants, nous obtenons la distribution de $\Delta\phi_\mu(12)$ représentée sur la figure 6.27b. Les valeurs de $\Delta\phi_\mu(12)$ sont positives (négatives) pour 79 (78) événements respectivement.

Dans le cas des 231 événements ne contenant qu'une seule particule chargée, la quantité $\Delta\phi_\mu(12)$ ne peut être calculée que pour 49 % d'entre eux. Cette proportion est comparable à celle constatée sur les données simulées. Parmi les 118 événements pour lesquels la quantité $\Delta\phi_\mu(12)$ n'est pas définie, nous en rejetons 106 situés dans la région $\theta \leq 20^\circ$ ou $\theta \geq 160^\circ$. Pour les 113 autres, la distribution des valeurs de $\Delta\phi_\mu(12)$ est représentée sur la figure 6.27c. On constate que la séparation entre les valeurs négatives et positives n'est plus aussi clairement établie que dans les distributions des figures 6.27a et 6.27b. Comme dans le cas de l'efficacité, ce fait est lié à la procédure de recherche au sein du MUF des points d'impact du muon non détecté, moins précise que EMMASS. Se basant uniquement sur le signe de

$\Delta\phi_\mu(12)$ pour attribuer les charges des particules 1 et 2, nous trouvons 29 événements sur 113 où $\Delta\phi_\mu(12)$ conduit à une charge opposée à celle attribuée lors de la reconstruction des trajectoires. En se limitant aux événements pour lesquels la particule détectée possède un angle polaire $\theta \leq 20^\circ$ ou $\theta \geq 160^\circ$, la charge reconstruite est différente de celle fournie par $\Delta\phi_\mu(12)$ dans 28 cas sur 78. Considérant une probabilité de $31,4 \pm 3,9$ % que la charge d'une particule soit mal déterminée, nous nous attendons à ce que ce nombre soit égal à $24,5 \pm 3,0$.

6.5.4 Conclusion

Nous avons montré que les charges déterminées lors de la reconstruction de la trajectoire des muons émis dans la région $\theta \leq 20^\circ$ ou $\theta \geq 160^\circ$, sont peu fiables. Pour pallier à ce problème, nous avons développé une méthode de détermination des charges des muons basée uniquement sur leurs points d'impact dans les chambres à muons. La validité de cette méthode a été démontrée en l'appliquant à des événements simulés. Pour ces derniers, la méthode conduit à un échantillon ne contenant plus que $0,15 \pm 0,03$ % d'événements où la charge d'au moins un des muons est mal attribuée, contre $3,25 \pm 0,13$ % précédemment. Appliquant cette méthode aux données réelles, nous obtenons 57 événements pour lesquels les charges déterminées à partir du signe de $\Delta\phi_\mu(12)$ sont en contradiction avec celles obtenues lors de la reconstruction de la trajectoire des particules. Nous avons montré que ce nombre est compatible avec celui attendu. Toutefois, nous sommes amenés à éliminer de notre échantillon de données un total de 196 événements pour lesquels la quantité $\Delta\phi_\mu(12)$ n'est pas définie.

6.6 DETERMINATION DE L'ASYMETRIE AVANT-ARRIERE

Dans l'approximation de Born, la section efficace différentielle $d\sigma(s)/d\cos\theta^-$ de l'interaction $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ s'écrit (cf. relation (1.74)) :

$$\frac{d\sigma(s)}{d\cos\theta^-} = \frac{\pi \alpha^2}{2s} [G_1(s) (1 + \cos^2\theta^-) + G_2(s) \cos\theta^-] \quad (6.43)$$

θ^- étant l'angle d'émission du μ^- . L'asymétrie avant-arrière correspond alors à (relation (1.89)) :

$$A_{\text{FB}}(s) = -\frac{3 G_2(s)}{8 G_1(s)} \quad (6.44)$$

Nous allons déterminer les valeurs expérimentales de cette asymétrie en fonction de l'énergie \sqrt{s} , et ce de deux manières différentes. Notons que, dans le cas des événements où seul le μ^+ a été détecté dans les détecteurs de trace, nous utiliserons l'angle $\theta^- = 180^\circ - \theta^+$ pour déterminer l'asymétrie.

6.6.1 Méthode de comptage

La manière la plus directe pour déterminer l'asymétrie avant-arrière consiste à utiliser la relation (cf. section 1.2.3) :

$$A_{\text{FB}}(s) = \frac{N_{\text{F}}(s) - N_{\text{B}}(s)}{N_{\text{TOT}}(s)} \quad (6.45)$$

où $N_{\text{F}}(s)$ = nombre d'événements pour lesquels $\theta^- < 90^\circ$,
 $N_{\text{B}}(s)$ = nombre d'événements pour lesquels $\theta^- > 90^\circ$
 et $N_{\text{TOT}}(s) = N_{\text{F}}(s) + N_{\text{B}}(s)$ est le nombre total d'événements enregistrés à l'énergie \sqrt{s} .

Pour déterminer $N_{\text{F}}(s)$ et $N_{\text{B}}(s)$, il faut tenir compte de l'efficacité de détection des événements $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$. Cependant, il n'est pas nécessaire de connaître la valeur absolue de cette efficacité car seule sa variation en fonction de $\cos\theta^-$ influence la valeur de $A_{\text{FB}}(s)$. Faisant l'hypothèse que l'efficacité de détection d'un muon est indépendante de sa charge et qu'elle est symétrique autour de $\cos\theta=0$, nous calculons sa dépendance en $|\cos\theta|$ sur base de la distribution du nombre de muons détectés en fonction de $|\cos\theta|$. Cette distribution, représentée sur la figure 6.28a, est obtenue en tenant compte des angles θ^- et θ^+ des muons de chaque événement et en regroupant l'ensemble des événements obtenus aux différentes énergies \sqrt{s} . Conformément à l'expression de la section efficace différentielle du processus $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ (relation (6.43)), le nombre de muons produits dans un intervalle $d|\cos\theta|$ doit être proportionnel à $(1+\cos^2\theta)$:

$$\frac{dN_{\text{muon}}}{d|\cos\theta|} = A (1+\cos^2\theta) \quad (6.46)$$

Divisant le nombre de muons détectés en fonction de $|\cos\theta|$ par

$(1+\cos^2\theta)$, nous obtenons les nombres normalisés représentés sur la figure 6.28b. Les valeurs obtenues ne sont compatibles avec une constante que dans les régions $0,05 < |\cos\theta| < 0,6$ et $0,7 < |\cos\theta| < 0,8$. Ailleurs, nous obtenons des valeurs plus petites, suite :

- à la diminution de l'efficacité d'identification des muons dans les régions $0 < |\cos\theta| < 0,05$ et $0,6 < |\cos\theta| < 0,7$ (cf. §6.4.6.d) ;
- aux inefficacités des détecteurs de trace pour $|\cos\theta| < 0,05$, suite à la présence de l'électrode centrale de la TPC, et pour $|\cos\theta| > 0,8$, correspondant à la région vers l'avant ($\theta < 37^\circ$ ou $\theta > 143^\circ$).

Dès lors, nous déterminons les efficacités relatives $\epsilon(|\cos\theta|)$ en attribuant une efficacité $\epsilon(|\cos\theta|) = 1$ pour l'intervalle $0,05 < |\cos\theta| < 0,6$ et en faisant l'hypothèse d'une distribution attendue uniforme ailleurs (figure 6.28c).

Disposant de l'efficacité $\epsilon(|\cos\theta|)$, nous calculons l'asymétrie avant-arrière en modifiant la relation (6.45) sous la forme

$$A_{FB}^C(s) = \frac{\sum_{i=1}^{N_F} \epsilon^{-1}(|\cos\theta_i^-|) - \sum_{j=1}^{N_B} \epsilon^{-1}(|\cos\theta_j^-|)}{\sum_{i=1}^{N_F} \epsilon^{-1}(|\cos\theta_i^-|) + \sum_{j=1}^{N_B} \epsilon^{-1}(|\cos\theta_j^-|)} \quad (6.47)$$

la somme sur $i(j)$ portant sur les événements pour lesquels $\theta_i^- < 90^\circ$ ($\theta_j^- > 90^\circ$) respectivement. Les valeurs de $A_{FB}(s)$ ainsi obtenues aux différentes énergies sont reprises dans la colonne 3 du tableau 6.7, la colonne 2 contenant le nombre brut d'événements N_{TOT} et la colonne 1, l'énergie moyenne \sqrt{s} correspondante.

6.6.2 Ajustement de la distribution angulaire attendue

La deuxième méthode repose sur l'étude de la section efficace différentielle de l'interaction $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$. Compte tenu des relations (6.43) et (6.44), celle-ci peut s'écrire :

$$\frac{d\sigma(s)}{d\cos\theta^-} = \frac{4\pi\alpha^2}{3s} G_1(s) \left[\frac{3}{8} (1+\cos^2\theta^-) + A_{FB}(s) \cos\theta^- \right] \quad (6.48)$$

Nous pouvons donc déterminer la valeur de $A_{FB}(s)$ en ajustant cette distribution angulaire sur les données, par la méthode du maximum de vraisemblance. La densité de probabilité d'observer un événement i dans lequel le μ^- possède un angle de cosinus $\cos\theta_i^-$ est égale à :

$$y_i(A_{FB}(s)) = \frac{3}{8} (1 + \cos^2 \theta_i^-) + A_{FB}(s) \cos \theta_i^- . \quad (6.49)$$

La fonction de vraisemblance $L(A_{FB}(s))$ est définie comme étant le produit des valeurs de y_i obtenues pour l'ensemble des N_{TOT} événements enregistrés à l'énergie \sqrt{s} :

$$L(A_{FB}(s)) = \prod_{i=1}^{N_{TOT}} \left[\frac{3}{8} (1 + \cos^2 \theta_i^-) + A_{FB}(s) \cos \theta_i^- \right] \quad (6.50)$$

Elle représente la densité de probabilité conjointe d'obtenir l'ensemble des $\cos \theta_i^-$ observés quelle que soit la valeur de $A_{FB}(s)$. Prenant le logarithme de $L(A_{FB}(s))$,

$$LL = \text{Log}(L) = \sum_{i=1}^{N_{TOT}} \text{Log} \left[\frac{3}{8} (1 + \cos^2 \theta_i^-) + A_{FB}(s) \cos \theta_i^- \right] \quad (6.51)$$

la meilleure valeur de $A_{FB}(s)$, que nous appellerons $A_{FB}^{LL}(s)$, est celle correspondant à la valeur maximale de la fonction LL. Faisant l'hypothèse que la fonction de vraisemblance $L(A_{FB}(s))$ est une gaussienne, l'erreur sur $A_{FB}^{LL}(s)$ est déterminée en recherchant les valeurs de $A_{FB}(s)$ réduisant de 0,5 la valeur maximale de LL.

Cette méthode du maximum de vraisemblance possède l'avantage de ne pas nécessiter de correction d'efficacité, pour autant que cette efficacité soit symétrique autour de $\cos \theta = 0$. En effet, dans ce cas, l'introduction de ces efficacités dans les formules (6.49) à (6.51) conduit à l'addition d'un terme indépendant de A_{FB} dans l'expression de LL. Les valeurs de $A_{FB}^{LL}(s)$ obtenues sont reprises dans la colonne 4 du tableau 6.7. Ces valeurs sont compatibles avec celles obtenues par la méthode de comptage mais elles sont entachées d'erreurs statistiques légèrement plus petites.

6.6.3 Erreurs systématiques

Les valeurs mesurées de l'asymétrie avant-arrière peuvent être entachées d'erreurs systématiques provenant de différentes sources :

- une mauvaise détermination des charges des muons ;
- une efficacité de détection différente pour les particules émises vers l'avant ($\cos \theta > 0$) ou vers l'arrière ($\cos \theta < 0$) ;
- des différences systématiques dans l'impulsion ou l'angle polaire déterminés pour des particules de charge différente ou pour des

Tableau 6.7 : Asymétries avant-arrière déterminées pour les différentes valeurs de \sqrt{s} .

\sqrt{s} (GeV)	N_{TOT}	A_{FB}^C (%)	A_{FB}^{LL} (%)
88,46	144	$-20,6 \pm 8,2$	$-21,7 \pm 7,6$
89,46	273	$-23,8 \pm 5,9$	$-22,6 \pm 5,6$
90,21	490	$-11,1 \pm 4,5$	$-14,8 \pm 4,3$
91,21	3068	$-0,46 \pm 1,82$	$-0,09 \pm 1,76$
91,24	5328	$2,48 \pm 1,38$	$2,08 \pm 1,31$
91,95	723	$5,6 \pm 3,7$	$6,6 \pm 3,5$
92,95	345	$12,4 \pm 5,4$	$11,1 \pm 5,3$
93,70	315	$14,5 \pm 5,6$	$14,8 \pm 5,2$

particules émises dans des hémisphères différents ;

- la présence de bruit de fond.

Pour estimer ces erreurs systématiques, nous avons déterminé les valeurs de A_{FB} en changeant différents critères d'analyse :

- analyse 1 : Pour éliminer la majeure partie des événements contenant des muons dont la charge risque d'être mal déterminée, nous utilisons uniquement ceux pour lesquels $20^\circ < \theta^- < 160^\circ$.
- analyse 2 : Pour déceler d'éventuelles différences systématiques entre les μ^- et les μ^+ , nous déterminons A_{FB} sur base de l'angle polaire entre le μ^+ et le faisceau de positons.
- analyse 3 : Pour estimer l'influence des états finals $\tau^+\tau^-$ sur l'asymétrie avant-arrière, nous avons déterminé les valeurs de A_{FB} sans appliquer de limite inférieure sur la quantité P_{RAD} lors de la sélection des événements. La contamination des états finals $\tau^+\tau^-$ est alors de $3,2 \pm 0,1$ %.
- analyse 4 : Pour estimer l'influence des muons cosmiques, nous avons déterminé A_{FB} en modifiant les limites sur la zone d'interaction, $R_{min} < 1,5$ cm et $|Z_{min}| < 5$ cm, et en n'utilisant plus le temps de passage des particules pour réduire la contamination des muons cosmiques. Cette dernière est alors égale à $2,0 \pm 0,1$ %.

Nous avons repris dans le tableau 6.8 les valeurs de A_{FB}

obtenues pour ces différentes analyses suite à l'ajustement de la distribution angulaire attendue. Nous ne prenons en compte que celles correspondant à l'énergie $\sqrt{s}=91,24$ GeV, entachées de la plus petite erreur absolue. La colonne 4 de ce tableau contient les différences absolues entre l'asymétrie obtenue lors de l'analyse standard et celle obtenue lors des autres analyses. Prenant la somme de ces différences, nous estimons que l'erreur systématique globale entachant les mesures de A_{FB} est de 0,5 % au maximum. Cette erreur est de loin inférieure aux erreurs statistiques entachant les valeurs de A_{FB} , quel que soit \sqrt{s} .

Tableau 6.8 : Influence des critères d'analyse sur l'asymétrie avant-arrière déterminée pour $\sqrt{s} = 91,24$ GeV.

Type d'analyse	N_{TOT}	A_{FB}^{LL} (%)	Différence (%)
Analyse standard	5328	$2,08 \pm 1,31$	
Analyse 1	5179	$2,25 \pm 1,34$	0,17
Analyse 2	5328	$2,23 \pm 1,31$	0,15
Analyse 3	5447	$2,02 \pm 1,30$	0,06
Analyse 4	5375	$1,93 \pm 1,31$	0,15

6.7 DETERMINATION DES CONSTANTES DE COUPLAGE VECTEUR ET VECTEUR-AXIAL

Dans le cadre de l'approximation de Born améliorée (cf. section 1.2.4), l'asymétrie avant-arrière sur le pôle du boson Z^0 s'exprime sous la forme (relation (1.104)) :

$$A_{FB}(M_Z) = 3 \frac{\bar{v}_e \bar{a}_e}{\bar{v}_e^2 + \bar{a}_e^2} \frac{\bar{v}_\mu \bar{a}_\mu}{\bar{v}_\mu^2 + \bar{a}_\mu^2} \quad (6.52)$$

où v_l et a_l sont les constantes de couplage vecteur et vecteur-axial effectives entre le Z^0 et le lepton l ($l=e,\mu$). Faisant l'hypothèse de l'universalité leptonique, cette relation devient :

$$A_{FB}(M_Z) = 3 \frac{\bar{v}_l^2 \bar{a}_l^2}{(\bar{v}_l^2 + \bar{a}_l^2)^2} \quad (6.53)$$

ou $\bar{v}_l = \bar{v}_e = \bar{v}_\mu$ et $\bar{a}_l = \bar{a}_e = \bar{a}_\mu$.

Pour déterminer ces constantes de couplage, nous avons effectué un ajustement en fonction de \sqrt{s} des asymétries prédites par le Modèle Standard sur celles mesurées expérimentalement. Cet ajustement est réalisé par la méthode des moindres carrés, les constantes de couplage \bar{v}_1^2 et \bar{a}_1^2 étant les deux seuls paramètres libres. Le χ^2 de l'ajustement est minimisé à l'aide de l'algorithme MIGRAD du programme de minimisation MINUIT [4.1].

Les asymétries prédites par le Modèle Standard sont calculées à l'aide du logiciel ZFITTER [6.13]. Ce programme, développé par D.Bardin et al., permet de calculer analytiquement les quantités observables dans les interactions $e^+e^- \rightarrow f^+f^- (\nu\bar{\nu})$: section efficace totale et asymétrie avant-arrière. Ces observables sont calculées en tenant compte des corrections radiatives électromagnétiques et faibles. Lors du calcul de ces valeurs théoriques, nous utilisons une valeur fixe pour la masse du quark top, $m_t=130$ GeV, pour la masse du boson de Higgs, $M_H=100$ GeV, ainsi que pour la constante de couplage des interactions fortes, $\alpha_s=0,11$. Ce calcul nécessite également la connaissance des valeurs de M_Z et Γ_Z . Pour déterminer ces valeurs avec une grande précision, nous avons utilisé les sections efficaces hadroniques mesurées par DELPHI en 1991 [6.14]. L'ajustement des sections efficaces prédites par ZFITTER sur celles mesurées fournit les paramètres :

$$\begin{aligned} M_Z &= 91,189 \pm 0,008 \text{ (stat.)} \pm 0,006 \text{ (syst.) GeV} \\ \Gamma_Z &= 2,507 \pm 0,014 \text{ (stat.)} \pm 0,005 \text{ (syst.) GeV} \\ \sigma_0 &= 40,61 \pm 0,11 \text{ (stat.)} \pm 0,29 \text{ (syst.) nb} \end{aligned} \quad (6.54)$$

où σ_0 représente la section efficace hadronique sur le pic du Z^0 . La valeur du χ^2 par degré de liberté de cet ajustement vaut 4,8/5. Les erreurs systématiques entachant les mesures de M_Z et Γ_Z proviennent de l'incertitude sur la calibration en énergie des faisceaux du LEP [6.15]. L'erreur systématique sur σ_0 est liée à l'erreur systématique sur l'efficacité de sélection des événements hadroniques (0,3 %) ainsi qu'à celle sur la détermination de la luminosité (0,6 %) [6.14].

Fixant les valeurs de M_Z et Γ_Z , nous ajustons les asymétries prédites par ZFITTER sur celles mesurées expérimentalement, avec \bar{v}_1^2 et \bar{a}_1^2 comme seuls paramètres libres. Utilisant les asymétries obtenues par la méthode du maximum de vraisemblance (section 6.6.2), nous obtenons :

$$\begin{aligned}\bar{v}_1^2 &= 0,0015 \pm 0,0007 \text{ (stat.)} \pm 0,0002 \text{ (syst.)} \\ \bar{a}_1^2 &= 0,219 \pm 0,033 \text{ (stat.)} \pm 0,004 \text{ (syst.)}\end{aligned}\quad (6.55)$$

avec un $\chi^2/\text{NDL} = 4,1/6$.

Nous avons représenté sur la figure 6.29 les valeurs mesurées de $A_{\text{FB}}(s)$ ainsi que la courbe théorique résultant de notre ajustement.

Nous pouvons également déterminer ces constantes de couplage en effectuant un ajustement simultané sur les asymétries et les sections efficaces mesurées en 1991 pour l'interaction $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$. Ces sections efficaces ont été déterminées en utilisant une procédure de sélection des événements similaire à la nôtre [6.14]. Comme la largeur partielle de désintégration leptonique prend la forme (relation (1.112)) :

$$\Gamma_1 = \frac{G_F M_Z^3}{6 \pi \sqrt{2}} (\bar{v}_1^2 + \bar{a}_1^2), \quad (6.56)$$

et que $\bar{v}_1^2 \ll \bar{a}_1^2$,

les sections efficaces sont plus sensibles au paramètre \bar{a}_1^2 que les asymétries, qui elles dépendent principalement du rapport \bar{v}_1^2/\bar{a}_1^2 . Gardant toujours des valeurs fixes pour M_Z et Γ_Z , l'ajustement simultané des sections efficaces et des asymétries nous donne :

$$\begin{aligned}\bar{v}_1^2 &= 0,0016 \pm 0,0008 \text{ (stat.)} \pm 0,0003 \text{ (syst.)} \\ \bar{a}_1^2 &= 0,2474 \pm 0,0015 \text{ (stat.)} \pm 0,0010 \text{ (syst.)} \\ \chi^2/\text{NDL} &= 12,1/14\end{aligned}\quad (6.57)$$

Les figures 6.30a et 6.30b montrent les valeurs expérimentales de la section efficace et de l'asymétrie avant-arrière, ainsi que les courbes théoriques résultant de notre ajustement. Les paramètres \bar{v}_1^2 et \bar{a}_1^2 étant corrélés, avec un coefficient de corrélation égal à $-0,461$, la figure 6.31a montre les ellipses d'erreur correspondant respectivement à 68 % et 99% de niveau de confiance. Les valeurs de M_Z et Γ_Z sont entachées d'une erreur globale de $\pm 0,01$ GeV et $\pm 0,015$ GeV respectivement. Répétant notre ajustement avec des valeurs de M_Z et Γ_Z décalées de ± 1 écart type, nous constatons des variations sur les constantes de couplage mesurées qui restent inférieures, en valeur absolue, à 0,0001 pour \bar{v}_1^2 et 0,0013 pour \bar{a}_1^2 .

Considérant que les valeurs de \bar{v}_1 et \bar{a}_1 sont négatives, comme

le suggèrent différentes expériences [6.16], on obtient :

$$\begin{aligned}\bar{v}_1 &= -0,040 \begin{matrix} + 0,012 \\ - 0,009 \end{matrix} \text{ (stat.) } \pm 0,004 \text{ (syst.)} \\ \bar{a}_1 &= -0,497 \pm 0,002 \text{ (stat.) } \pm 0,002 \text{ (syst.)}\end{aligned}\tag{6.58}$$

où les erreurs systématiques sont obtenues en combinant en quadrature les erreurs systématiques sur \bar{v}_1^2 et \bar{a}_1^2 données dans (6.57) avec celles provenant des incertitudes sur M_Z et Γ_Z . Nous avons représenté sur la figure 6.31b les valeurs de \bar{v}_1 et \bar{a}_1 obtenues ainsi que les contours d'erreur correspondant à 68 % et 99 % de niveau de confiance. Nous avons également représenté sur cette figure les valeurs prédites par le Modèle Standard, calculées à l'aide de ZFITTER en utilisant $m_t = 139 \pm 38$ GeV, une masse du Higgs comprise entre 50 GeV et 1000 GeV, et $\alpha_s = 0,110 \pm 0,006$. Dans les limites d'erreur, notre résultat est parfaitement compatible avec ces prédictions.

D'autre part, nous pouvons déterminer les paramètres effectifs $\bar{\rho}$ et $\sin^2 \bar{\theta}_w$ car, dans le cadre de l'approximation de Born améliorée, ceux-ci sont reliés aux constantes de couplage effectives par les relations (1.106) et (1.107) :

$$\bar{a}_1^2 = \frac{1}{4} \bar{\rho}\tag{6.59}$$

$$\bar{v}_1^2 = \frac{1}{4} \bar{\rho} (1 - 4 \sin^2 \bar{\theta}_w)^2\tag{6.60}$$

En combinant en quadrature les trois erreurs entachant \bar{v}_1^2 et \bar{a}_1^2 , on obtient :

$$\bar{\rho} = 0,990 \pm 0,009\tag{6.61}$$

$$\sin^2 \bar{\theta}_w = 0,230 \pm 0,006\tag{6.62}$$

Nous pouvons également utiliser la relation (6.56) pour déterminer la largeur partielle de désintégration leptonique, ce qui donne :

$$\Gamma_1 = 82,6 \pm 0,8 \text{ MeV}\tag{6.63}$$

Nous avons repris dans le tableau 6.9 les valeurs des paramètres du Modèle Standard que nous avons pu déterminer. Toutes ces valeurs sont en accord dans les limites d'erreur avec les prédictions du Modèle Standard, reprises dans la colonne 3 de ce tableau. Ces valeurs théoriques ont été calculées à l'aide de ZFITTER en utilisant

comme paramètres : $M_Z=91,117\pm 0,022$ GeV, $m_t=139\pm 38$ GeV, $\alpha_s=0,110\pm 0,006$ et une distribution uniforme pour la masse du Higgs dans l'intervalle 50 à 1000 GeV [1.15].

Tableau 6.9 : Valeur mesurée et prédiction théorique pour certains paramètres du Modèle Standard.

Paramètre	Mesure expérimentale	Modèle Standard
\bar{a}_1^{-2}	$0,2474 \pm 0,0022$	$0,2507 \pm 0,0009$
\bar{v}_1^{-2}	$0,0016 \pm 0,0009$	$0,0011 \pm 0,0002$
$\bar{\rho}$	$0,990 \pm 0,009$	$1,003 \pm 0,004$
$\sin^2\bar{\theta}_w$	$0,230 \pm 0,006$	$0,2331 \pm 0,0013$
Γ_1 (MeV)	$82,6 \pm 0,8$	$83,6 \pm 0,4$

Dans le tableau 6.10, nous avons rassemblé les valeurs de \bar{v}_1^{-2} , \bar{a}_1^{-2} et Γ_1 mesurées expérimentalement par les 4 collaborations LEP à partir des données enregistrées en 1990 [1.15,6.17-6.19]. Ces paramètres ont été déterminés selon une procédure similaire à la nôtre, en ajustant les prédictions du Modèle Standard sur les valeurs mesurées des sections efficaces hadroniques ($Z^0 \rightarrow$ hadrons), des sections efficaces leptoniques ($Z^0 \rightarrow e^+e^-, \mu^+\mu^-, \tau^+\tau^-$) et des asymétries avant-arrière leptoniques. Dans le cas d'ALEPH, les prédictions théoriques sont calculées grâce au logiciel MIZA [6.20], tandis que les 3 autres expériences utilisent le programme ZFITTER. Les ajustements réalisés pour déterminer les constantes de couplage \bar{v}_1^{-2} et \bar{a}_1^{-2} diffèrent légèrement d'une expérience à l'autre. Dans le cas de L3 et OPAL, un ajustement à 5 paramètres, M_Z , Γ_Z , Γ_{hadrons} , \bar{v}_1^{-2} et \bar{a}_1^{-2} , est appliqué sur les sections efficaces hadroniques et sur les sections efficaces et les asymétries avant-arrière leptoniques. La procédure adoptée par DELPHI est identique excepté que le paramètre Γ_{hadrons} est remplacé par σ_0 , la section efficace hadronique sur le pic du Z^0 . Dans le cas d'ALEPH, les valeurs de \bar{v}_1^{-2} et \bar{a}_1^{-2} sont déterminées sur base d'un ajustement à deux paramètres effectué sur les asymétries avant-arrière leptoniques uniquement. Lors de cet ajustement, les valeurs de M_Z , Γ_Z

et Γ_1 sont fixées ; elles ont été déterminées au préalable à l'aide d'un ajustement sur les sections efficaces hadroniques et leptoniques. Dans tous les cas, les paramètres \bar{v}_1^2 et \bar{a}_1^2 sont déterminés en faisant l'hypothèse de l'universalité leptonique. Compte tenu des limites d'erreur, nos propres résultats concernant \bar{v}_1^2 et \bar{a}_1^2 sont parfaitement compatibles avec ces différentes mesures.

Tableau 6.10 : Valeurs obtenues par les quatre expériences LEP sur base des données 1990.

	\bar{v}_1^2	\bar{a}_1^2	Γ_1 (MeV)
ALEPH	$0,00176 \pm 0,00066$	$0,2480 \pm 0,0020$	$83,1 \pm 0,7$
DELPHI	$0,0003 \pm 0,0010$	$0,2508 \pm 0,0027$	$83,4 \pm 0,8$
L3	$0,00212 \pm 0,00120$	$0,2500 \pm 0,0028$	$83,6 \pm 0,8$
OPAL	$0,00058 \pm 0,00070$	$0,2495 \pm 0,0023$	$83,0 \pm 0,7$
Moyenne	$0,00116 \pm 0,00041$	$0,2493 \pm 0,0013$	$83,24 \pm 0,42$

En ce qui concerne la détermination de la largeur partielle de désintégration leptonique Γ_1 , les procédures adoptées par les 4 expériences sont également légèrement différentes. Pour DELPHI et L3, un ajustement à 4 paramètres, M_Z , Γ_Z , Γ_{hadrons} et Γ_1 , est effectué sur les sections efficaces hadroniques et leptoniques uniquement. La collaboration ALEPH détermine Γ_1 indirectement, à partir d'un ajustement des sections efficaces hadroniques et leptoniques comprenant 4 paramètres : M_Z , Γ_Z , σ_0 et le rapport $\Gamma_{\text{hadrons}}/\Gamma_1$. Enfin, la collaboration OPAL utilise une généralisation de l'approximation de Born améliorée pour ajuster les sections efficaces hadroniques et leptoniques ainsi que les asymétries avant-arrière leptoniques. Cet ajustement compte 6 paramètres, qui sont : M_Z , Γ_Z , Γ_{hadrons} , Γ_1 , $\kappa_{ZZ}^a \bar{v}_1^2$ et $\kappa_{\gamma Z}^a \bar{a}_1^2$. Les coefficients κ_{ZZ}^a et $\kappa_{\gamma Z}^a$ sont égaux à 1 dans l'approximation de Born améliorée ; ils sont introduits ici pour tenir compte des effets résiduels des corrections virtuelles d'ordre supérieur. Notre propre mesure de Γ_1 est compatible avec les résultats obtenus par les 4 collaborations LEP en 1990.

Les valeurs expérimentales de \bar{v}_1^2 , \bar{a}_1^2 et Γ_1 obtenues par les 4 expériences LEP ont été combinées en calculant la moyenne des différentes mesures pondérées par leurs erreurs [6.21]. Lors du calcul de ces moyennes pondérées, on a tenu compte des erreurs systématiques communes à chacune des mesures, en les soustrayant quadratiquement avant de calculer la moyenne et en les ajoutant à l'erreur finale. Ces erreurs systématiques communes sont de 0,25 % pour Γ_1 et \bar{a}_1^2 . Les valeurs moyennes obtenues sont reprises à la dernière ligne du tableau 6.10 ; elles sont parfaitement compatibles avec nos propres résultats.

6.8 CONCLUSION

L'analyse des données enregistrées par l'expérience DELPHI en 1991 nous a permis de sélectionner un échantillon de dimuons contenant 10882 événements. L'efficacité de la procédure de sélection, calculée à partir d'événements $\mu^+\mu^-$ simulés par Monte-Carlo, est de $89,8 \pm 0,2\%$. La contamination de cet échantillon par des muons cosmiques est estimée à $0,8 \pm 0,1\%$, tandis que celle due aux états finals $\tau^+\tau^-$ est égale à $1,12 \pm 0,08\%$.

Pour améliorer la détermination des charges des muons émis avec un angle polaire $\theta < 20^\circ$ ou $\theta > 160^\circ$, nous avons fait appel à une méthode originale utilisant les points d'impact des muons dans les chambres à muons. Cette méthode permet également d'utiliser, pour la détermination de l'asymétrie avant-arrière, 157 des 216 événements pour lesquels les charges déterminées lors de la reconstruction de la trajectoire des deux muons sont de même signe.

Nous avons déterminé la valeur de l'asymétrie avant-arrière du processus $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ en fonction de l'énergie \sqrt{s} par deux méthodes différentes, qui conduisent à des résultats compatibles. Pour l'énergie la plus proche du pôle du boson Z^0 , $\sqrt{s} = 91,24$ GeV, nous obtenons une valeur

$$A_{FB} = 0,0208 \pm 0,0131 \text{ (stat.)} \pm 0,005 \text{ (syst.)}$$

en ajustant sur les données la distribution angulaire attendue.

L'ajustement des prédictions du Modèle Standard sur les mesures de l'asymétrie avant-arrière et de la section efficace nous a permis de déterminer les constantes de couplage effectives du boson Z^0 aux leptons :

$$\bar{v}_1^{-2} = 0,0016 \pm 0,0008 (\text{stat.}) \pm 0,0003 (\text{syst.}) \pm 0,0001 (M_Z, \Gamma_Z)$$

$$\bar{a}_1^{-2} = 0,2474 \pm 0,0015 (\text{stat.}) \pm 0,0010 (\text{syst.}) \pm 0,0013 (M_Z, \Gamma_Z)$$

Nous en avons dérivé la valeur du paramètre de Veltman effectif,

$$\bar{\rho} = 0,990 \pm 0,009 ,$$

de l'angle de mélange faible effectif,

$$\sin^2 \bar{\theta}_w = 0,230 \pm 0,006 ,$$

et de la largeur partielle de désintégration leptonique du boson Z^0 ,

$$\Gamma_1 = 82,6 \pm 0,8 \text{ MeV} .$$

Toutes ces mesures se révèlent en bon accord avec les prédictions du Modèle Standard ainsi qu'avec les résultats obtenus par les 4 expériences du LEP sur base des données enregistrées en 1990.

LEGENDE DES FIGURES

- Figure 6.1 : Les différents niveaux de la structure de données VETBAS.
- Figure 6.2 : Schéma d'un octant du MUF illustrant la méthode de recherche d'un groupe de points d'impact.
- Figure 6.3 : Distribution du nombre de traces de particules chargées reconstruites dans des événements simulés du type $\mu^+\mu^-$ (a) ou $\tau^+\tau^-$ (b).
- Figure 6.4 : Distribution de l'impulsion P^H pour les données réelles.
- Figure 6.5 : (a) Distribution de $1/P^H$.
 (b) Distribution de $1/P^H$ en fonction de l'angle polaire θ des particules.
 (c) Evolution en fonction de θ du rapport $\sigma(1/P^H)/\langle 1/P^H \rangle$.
- Figure 6.6 : (a,b) Distribution de l'impulsion P^H pour des événements simulés du type $\mu^+\mu^-$ (a) ou $\tau^+\tau^-$ (b).
 (c) Distribution de P^H pour des événements $\mu^+\mu^-$ et $\tau^+\tau^-$ après application des mêmes règles de sélection, pour des événements simulés (trait continu) et pour les données (cercles pleins).
 (d) Même légende que la figure 6.6c mais dans la région $10 < P^H < 35$ GeV.
- Figure 6.7 : Distribution de l'angle d'acolinéarité ξ pour des événements simulés $\mu^+\mu^-$ (a) ou $\tau^+\tau^-$ (b) après application de la coupure sur N_{ch} .
- Figure 6.8 : (a) Distribution des quantités Z_{min} et R_{min} . Les lignes en tirets correspondent aux coupures appliquées.
 (b) Distribution de la quantité R_{min} .
 (c) Distribution de la quantité Z_{min} .
- Figure 6.9 : (a,b) Distribution de R_{min} (a) et évolution en fonction de θ (b) pour des particules détectées soit dans la TPC soit dans la chambre à jets du ID.
 (c,d) Distribution de R_{min} (c) et évolution en fonction de θ (d) pour des particules n'ayant été détectées ni dans la TPC ni dans la chambre à jets du ID.
- Figure 6.10 : (a,b) Distribution de Z_{min} (a) et évolution en fonction de θ (b) pour des particules détectées soit dans la TPC soit dans la partie trigger du ID.
 (c,d) Distribution de Z_{min} (c) et évolution en fonction

de θ (d) pour des particules n'ayant été détectées ni dans la TPC ni dans la partie trigger du ID.

Figure 6.11 : Distributions du nombre de points d'impact associés à un muon dans le MUB (a) et de la probabilité de l'ajustement d'association $P(\chi_T^2, NDL)$ (b).

Figure 6.12 : (a) Distribution du nombre N_p de points d'impact associés à un muon dans le MUF, pour les données réelles (trait continu) et pour les données simulées (tirets)
 (b) Distributions de N_p obtenues pour des muons détectés dans le bouchon C (trait continu) ou le bouchon A (tirets) du MUF.

(c) Distribution de la probabilité de l'ajustement d'association $P(\chi_T^2, NDL)$ pour le MUF.

Figure 6.13 : (a) Distribution du nombre de couches du HCAL traversées par des muons.

(b) Distribution de l'énergie totale, E_{HCAL} , déposée par des muons dans le HCAL.

(c) Evolution de E_{HCAL} en fonction de l'angle θ des muons. La courbe en tirets représente la coupure appliquée.

Figure 6.14 : Distribution de l'énergie totale E_{EMCAL} déposée par des muons au sein de la HPC (a) et du FEMC (b).

Figure 6.15 : Evolution en fonction de $\cos(\theta)$ de l'efficacité d'identification des muons pour les chambres à muons (a), le calorimètre hadronique (b), les calorimètres électromagnétiques (c) et pour la combinaison de ces trois détecteurs (d).

Figure 6.16 : (a,c,e) Distribution de la quantité P_{RAD} pour des événements $\mu^+\mu^-$ (a) et $\tau^+\tau^-$ (c) simulés ainsi que pour les données réelles (e).

(b,d,f) Distribution de P_2^H en fonction de P_1^H pour des événements $\mu^+\mu^-$ (b) et $\tau^+\tau^-$ (d) simulés ainsi que pour les données réelles (f).

Figure 6.17 : (a) Schéma du OD illustrant la manière dont le temps de vol Δt d'une particule est déterminé.

(b) Distribution de Δt pour les événements dimuons.

(c) Reconstruction dans la TPC de la trajectoire d'un muon cosmique traversant DELPHI avant le BCO.

(d) Distribution du temps de passage T_{TPC} des particules

pour les événements dimuons.

- Figure 6.18 : Distributions des quantités P^H (a), P_{RAD} (b), R_{min} (c) et Z_{min} (d) pour les événements classifiés comme cosmiques (trait continu) ou non (tirets).
- Figure 6.19 : Distribution de Q/P^H pour l'ensemble des particules contenues dans notre échantillon final.
- Figure 6.20 : (a) Distribution de l'angle polaire θ des particules appartenant à des événements de type '++/--'.
 (b) Distribution en θ des particules pour les événements de type '+-'.
 (c) Distribution de l'angle θ des particules détectées pour les événements avec une seule particule chargée reconstruite.
- Figure 6.21 : Même légende que la figure 6.20 mais pour les données simulées.
- Figure 6.22 : Schéma illustrant l'influence du champ magnétique sur la trajectoire de muons de charges opposées dans le plan XY.
- Figure 6.23 : Distribution de la quantité $\Delta\phi_{\mu}^{+-}$ pour les données simulées.
- Figure 6.24 : Distribution des quantités $\Delta\phi_{\mu}^{+-}$ en fonction de l'angle θ du μ^+ . La courbe en trait continu correspond aux prédictions théoriques.
- Figure 6.25 : Distribution de $\Delta\phi_{\mu}^{+-}$ en fonction de $\Delta\phi_{TK}^{+-}$ pour les données simulées.
- Figure 6.26 : (a) Distribution des quantités $\Delta\phi_{\mu}^{(12)}$ obtenues à partir des données réelles (trait continu) et des données simulées (tirets).
 (b) Distribution en fonction de θ des quantités $\Delta\phi_{\mu}^{(12)}$ obtenues à partir des données réelles.
- Figure 6.27 : (a) Distribution de $\Delta\phi_{\mu}^{+-}$ pour les événements de type '+-' situés dans la région $\theta \leq 20^\circ$.
 (b) Distribution de $\Delta\phi_{\mu}^{(12)}$ pour les événements de type '++/--'.
 (c) Distribution de $\Delta\phi_{\mu}^{(12)}$ pour les événements ne contenant qu'une seule trace de particule chargée reconstruite.
- Figure 6.28 : (a) Evolution du nombre de muons détectés en fonction de $|\cos\theta|$.
 (b) Evolution du nombre de muons détectés, divisé par la

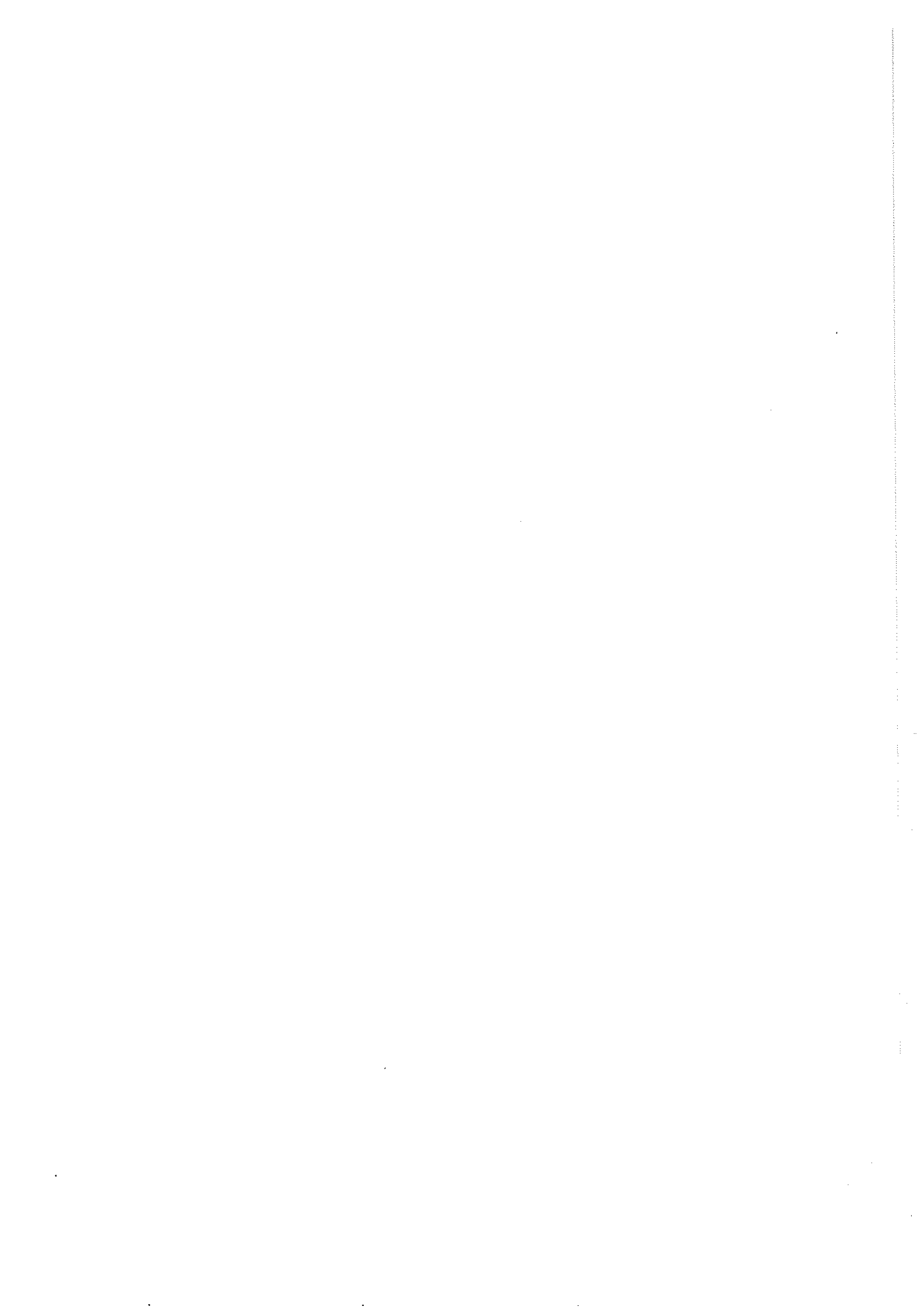
fonction $(1+\cos^2\theta)$.

(c) Variation en fonction de $|\cos\theta|$ de l'efficacité relative de détection des muons.

Figure 6.29 : Valeurs mesurées de l'asymétrie avant-arrière du processus $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ en fonction de \sqrt{s} . La courbe en trait continu correspond à la prédiction théorique obtenue après ajustement.

Figure 6.30 : Mesures expérimentales de la section efficace (a) et de l'asymétrie avant-arrière (b) du processus $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$. Les courbes correspondent aux prédictions théoriques obtenues après un ajustement conjoint de ces mesures.

Figure 6.31 : (a) Contours correspondant à 68 % et 99 % de niveau de confiance dans le plan \bar{v}_1^2, \bar{a}_1^2 .
(b) Contours correspondant à 68 % et 99 % de niveau de confiance dans le plan \bar{v}_1, \bar{a}_1 . Les valeurs prédites par le Modèle Standard sont également représentées.



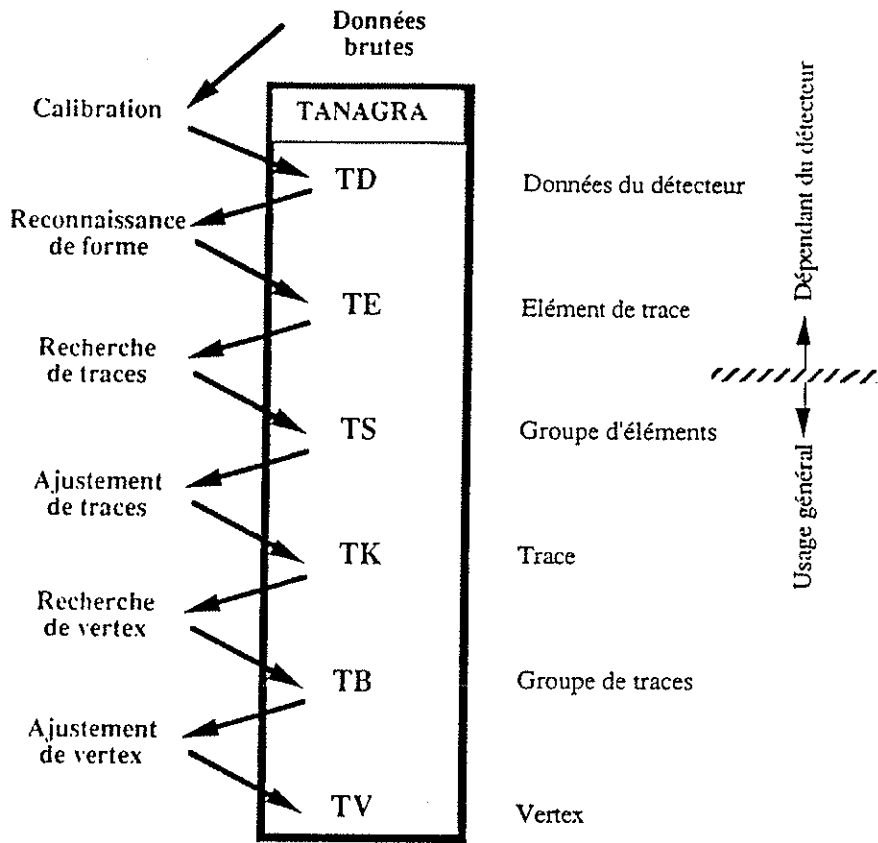


Figure 6.1

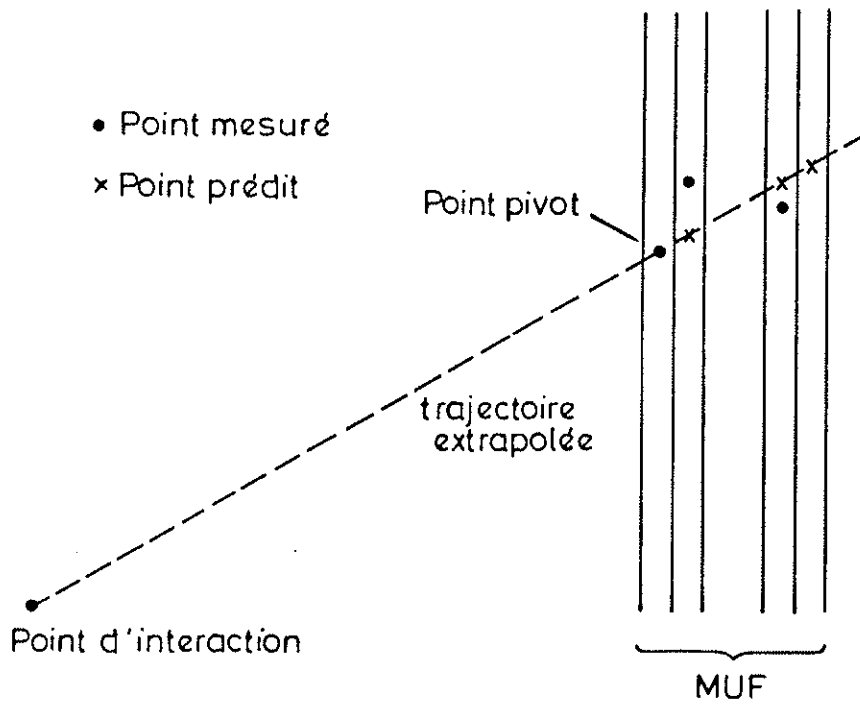


Figure 6.2

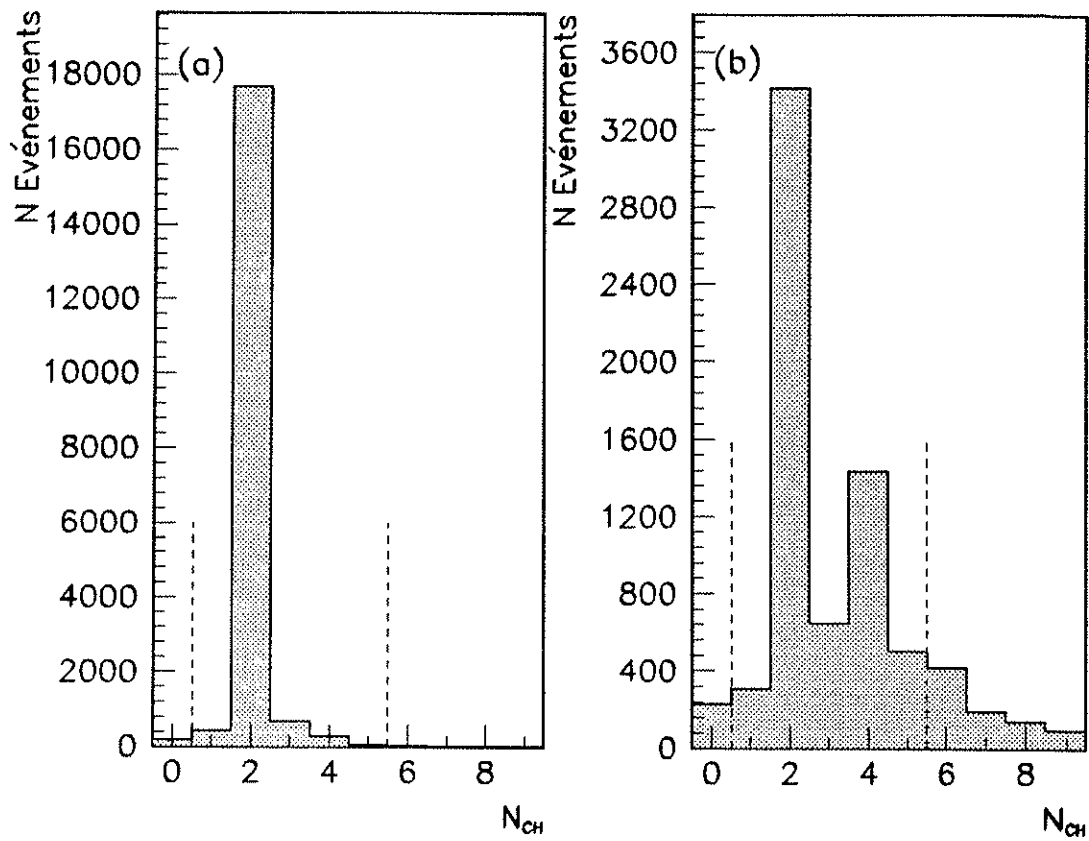


Figure 6.3

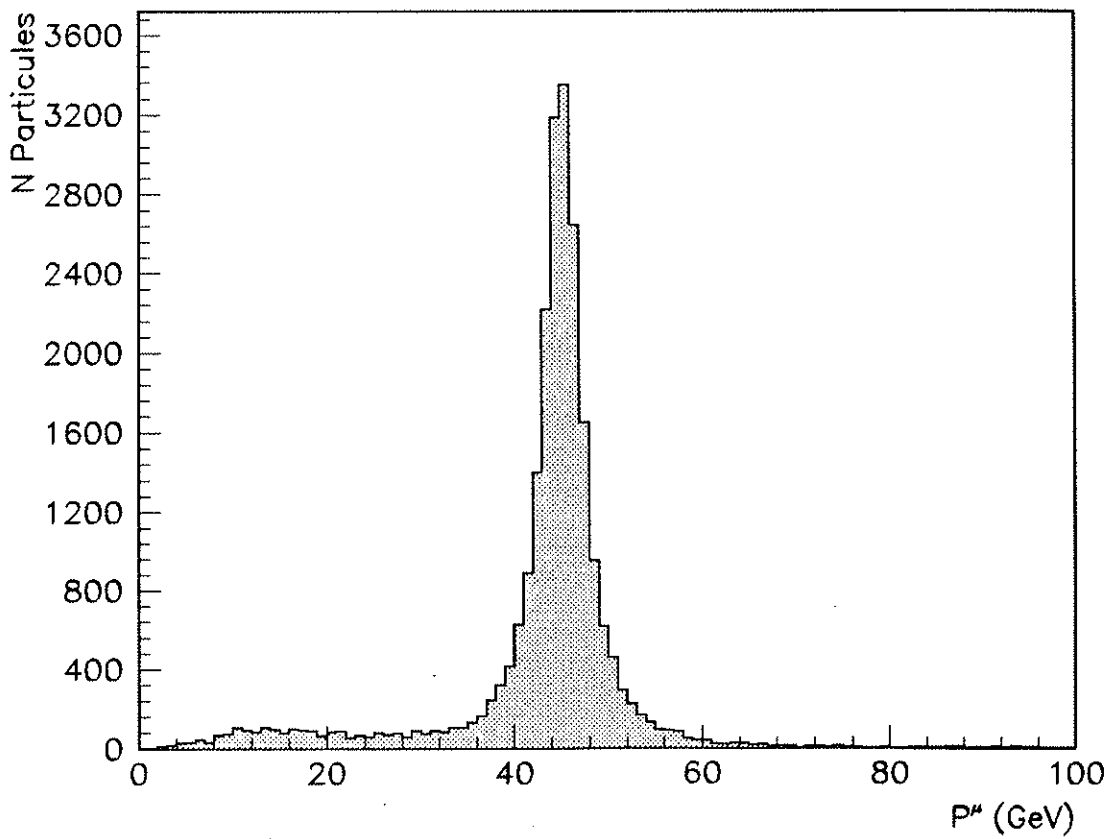


Figure 6.4

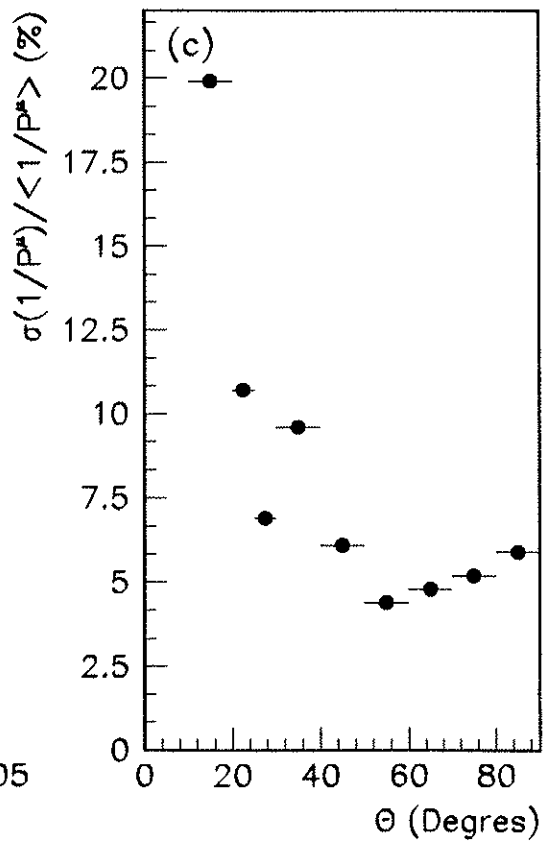
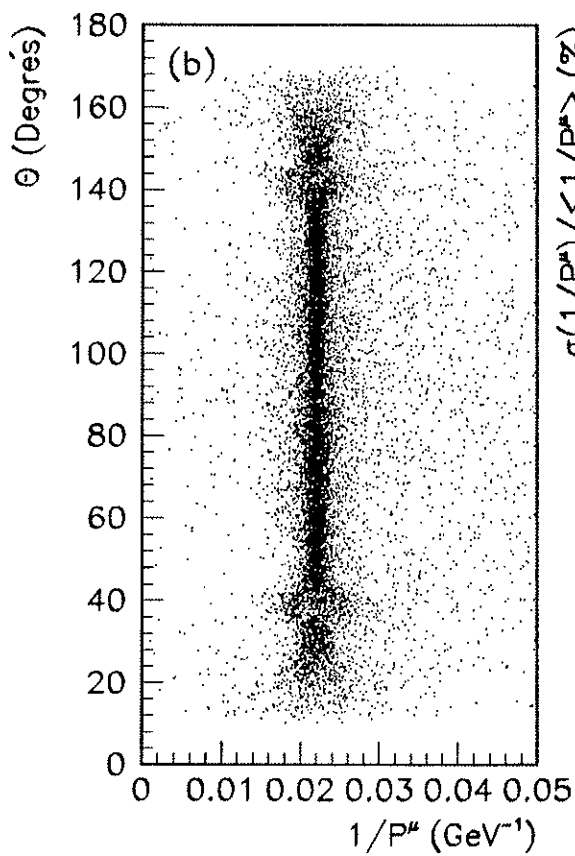
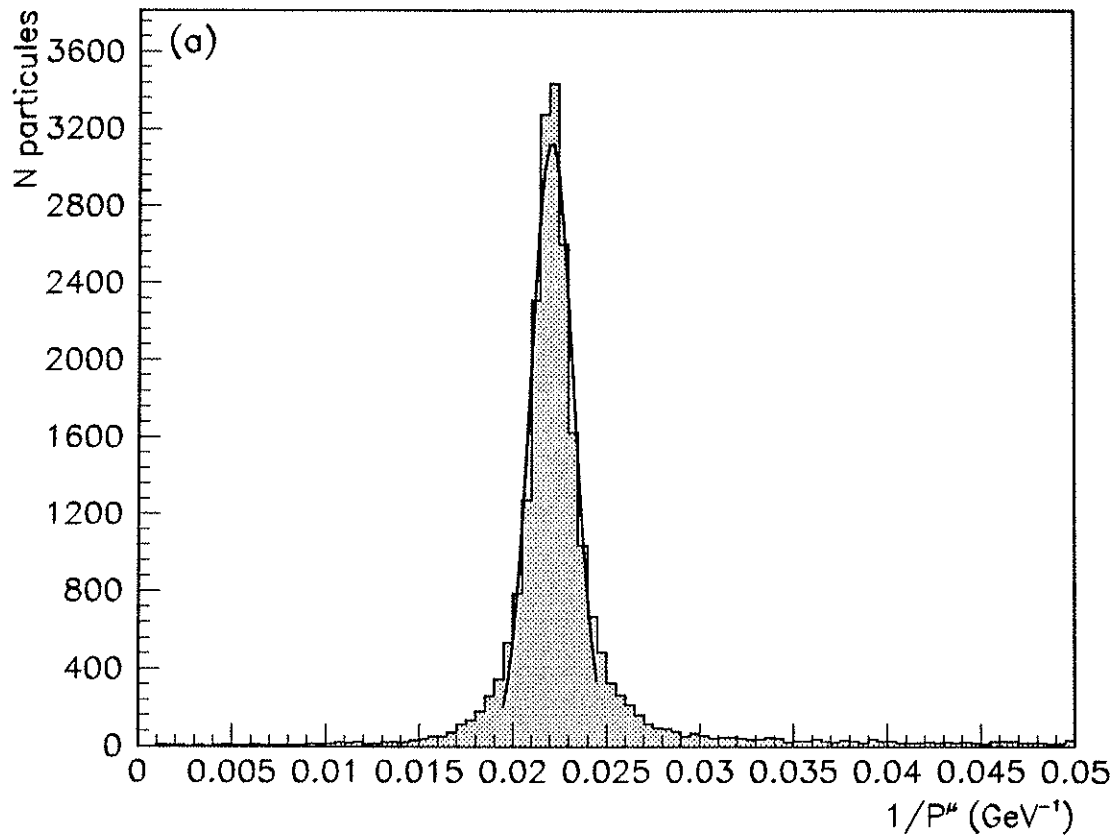


Figure 6.5

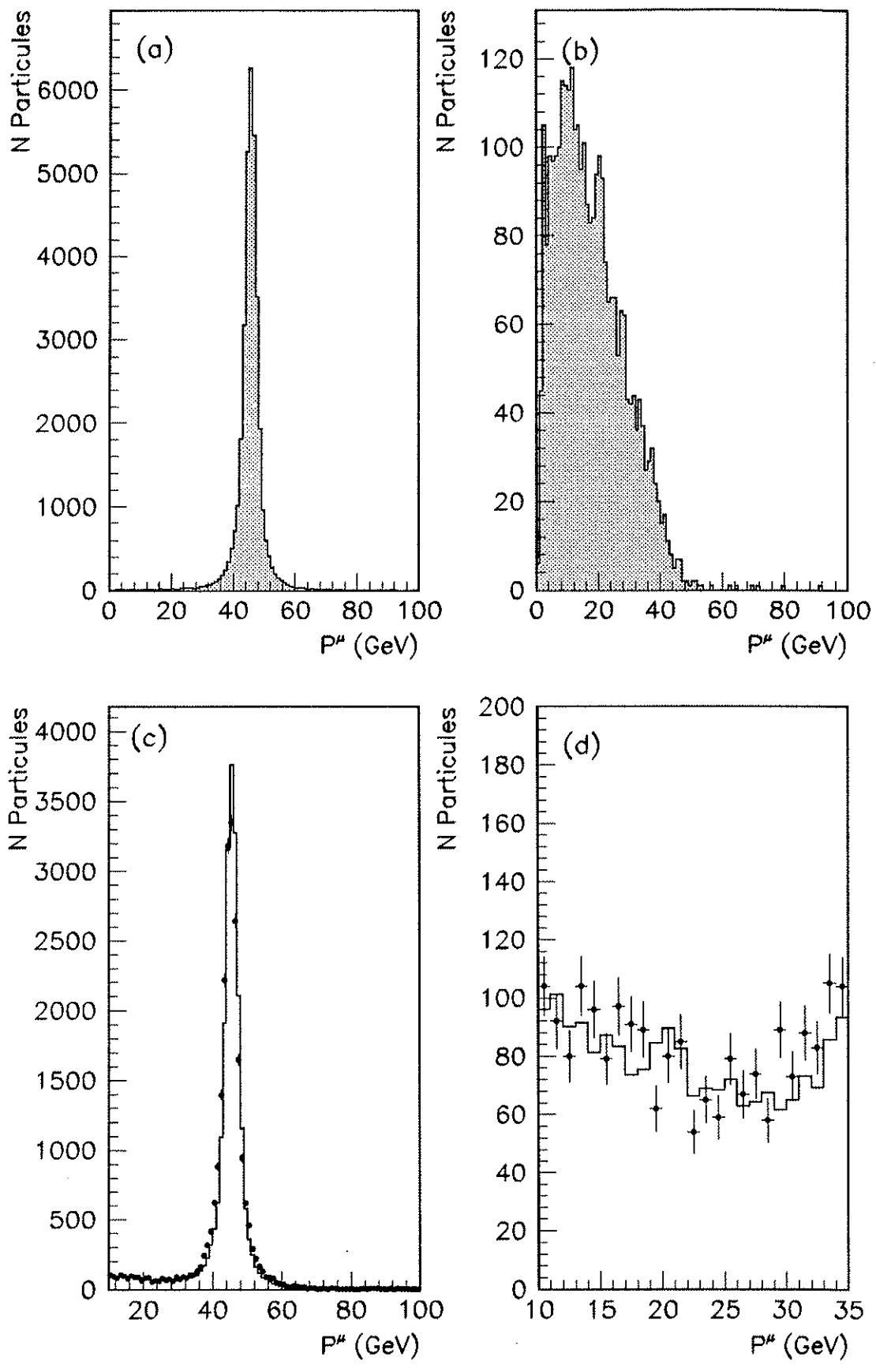


Figure 6.6

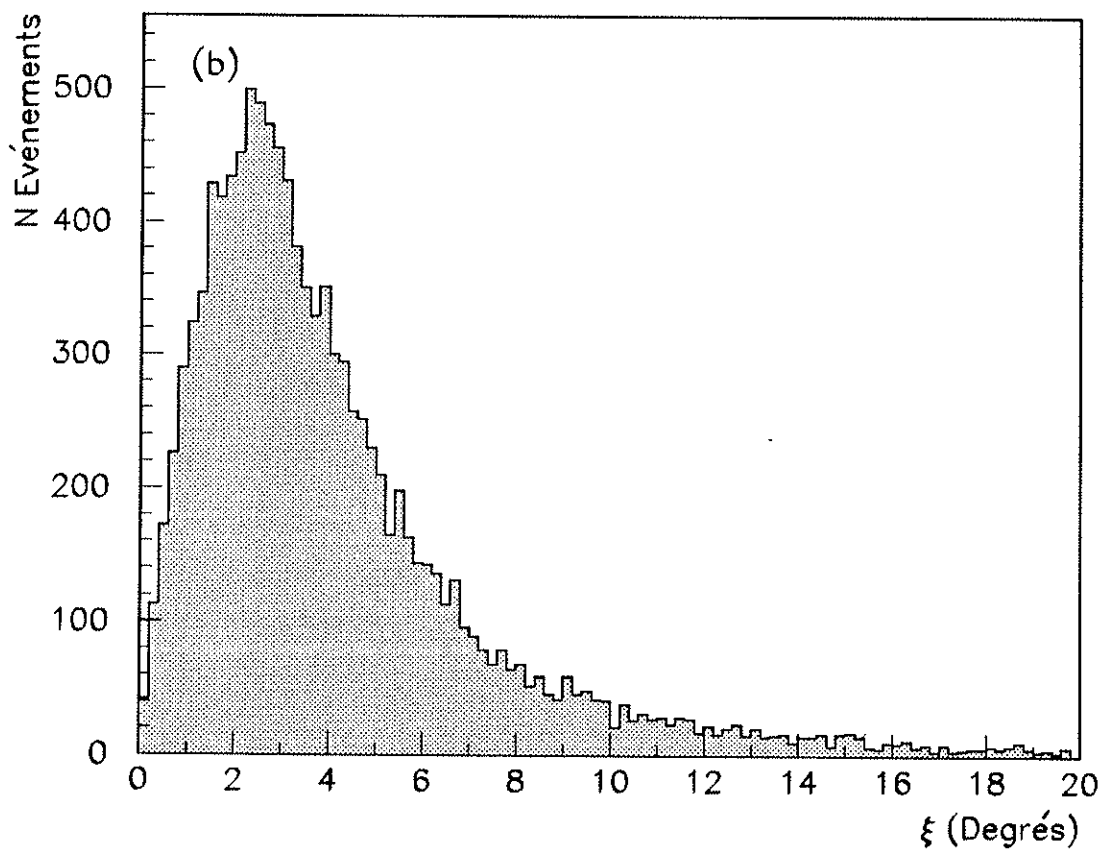
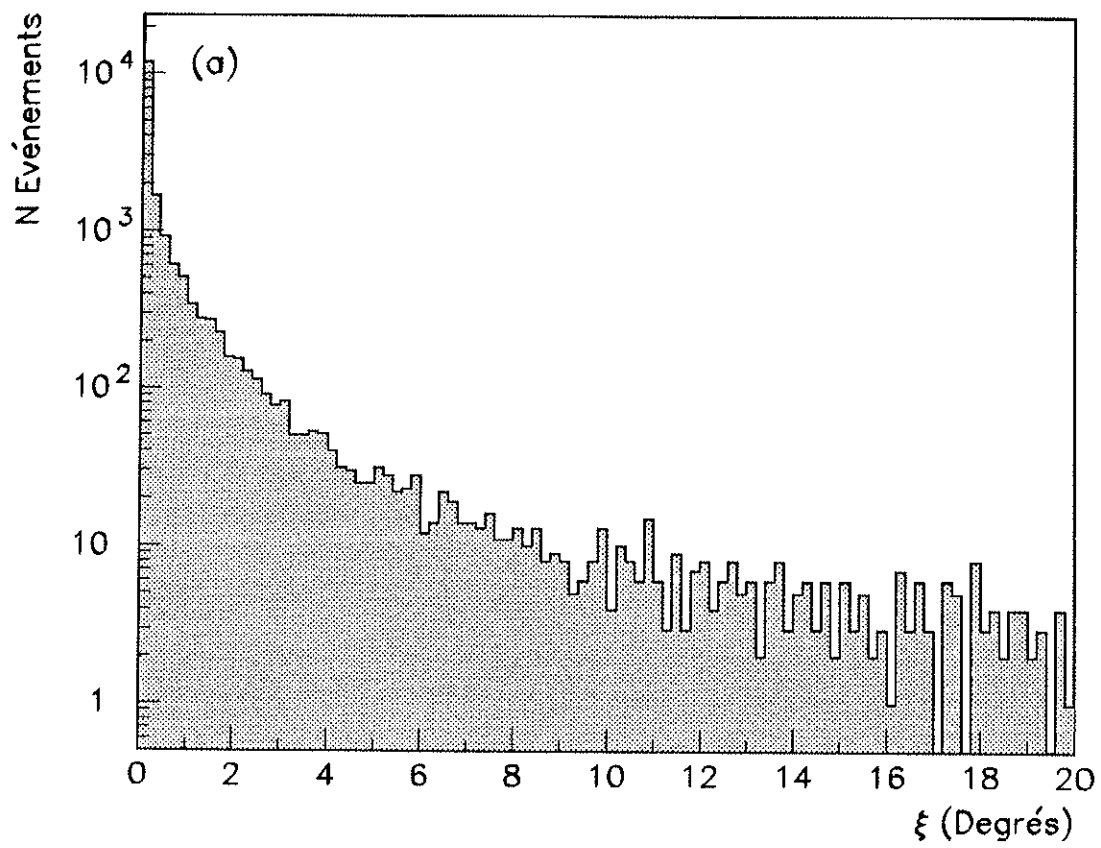


Figure 6.7

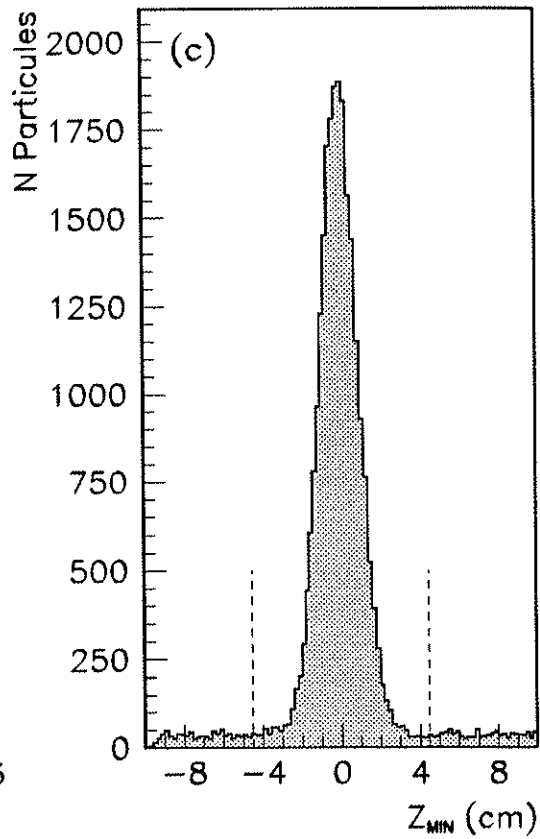
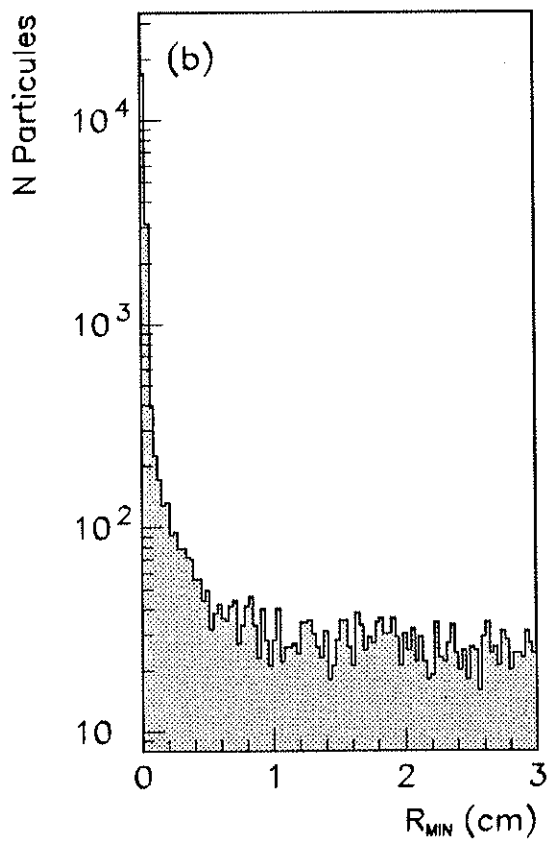
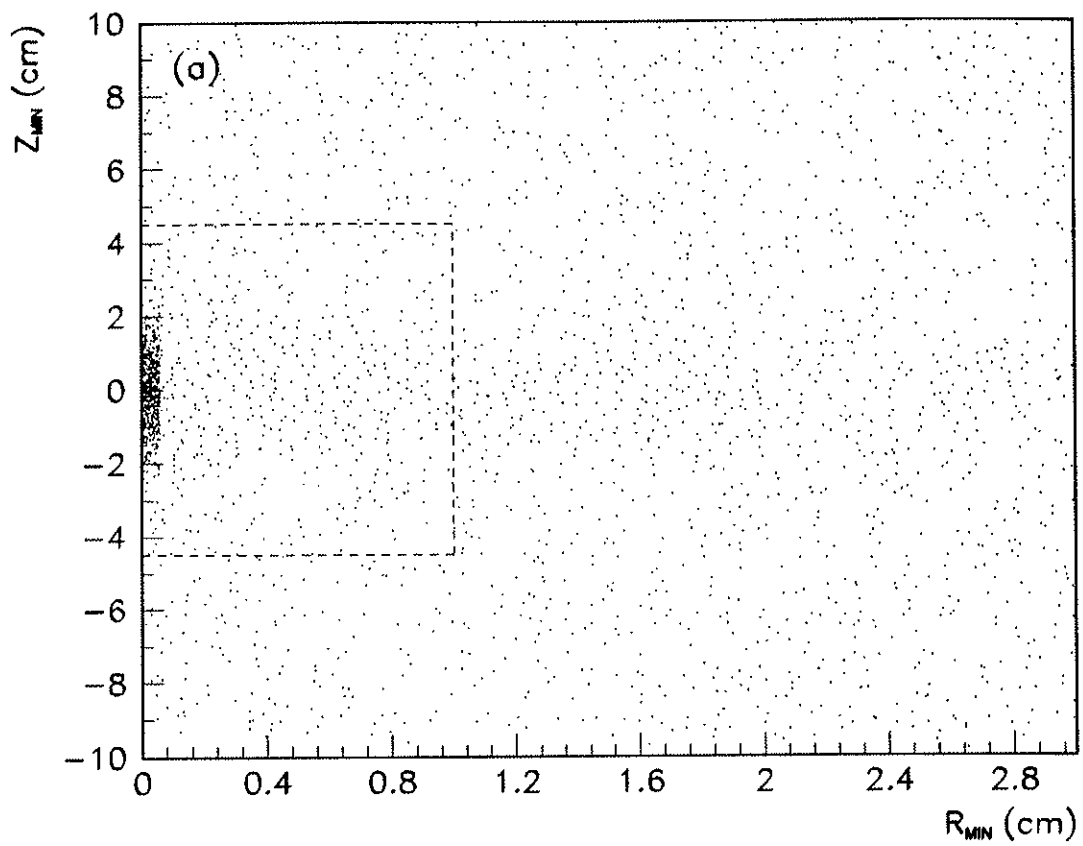


Figure 6.8

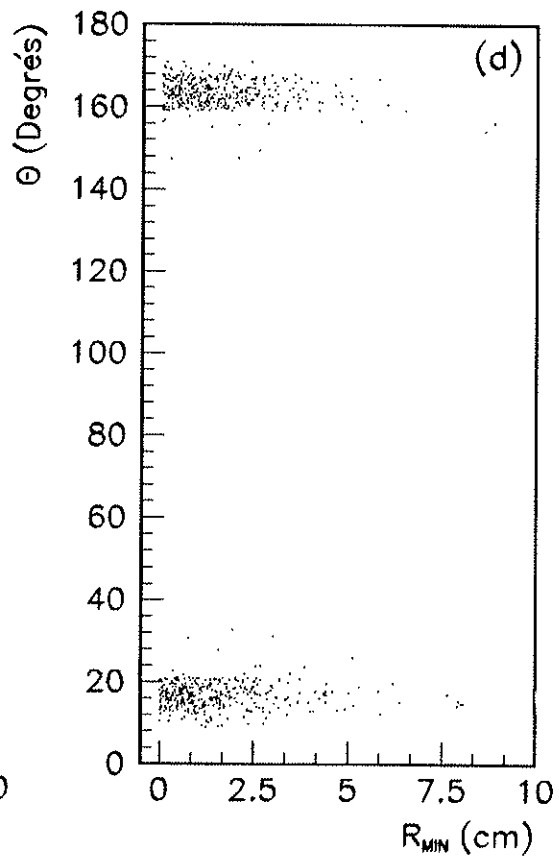
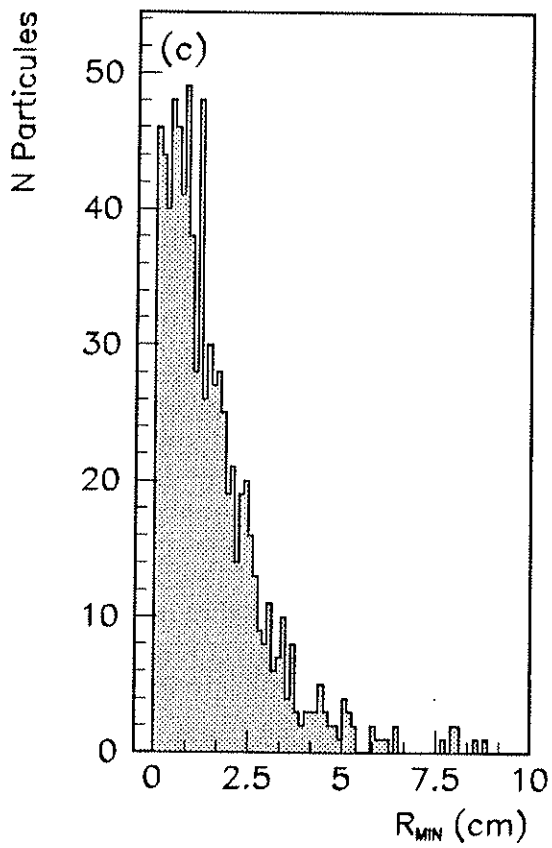
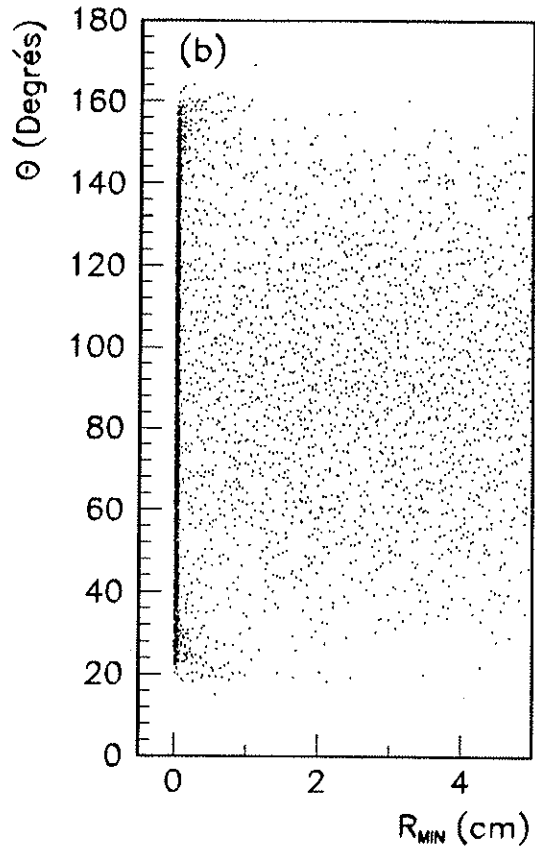
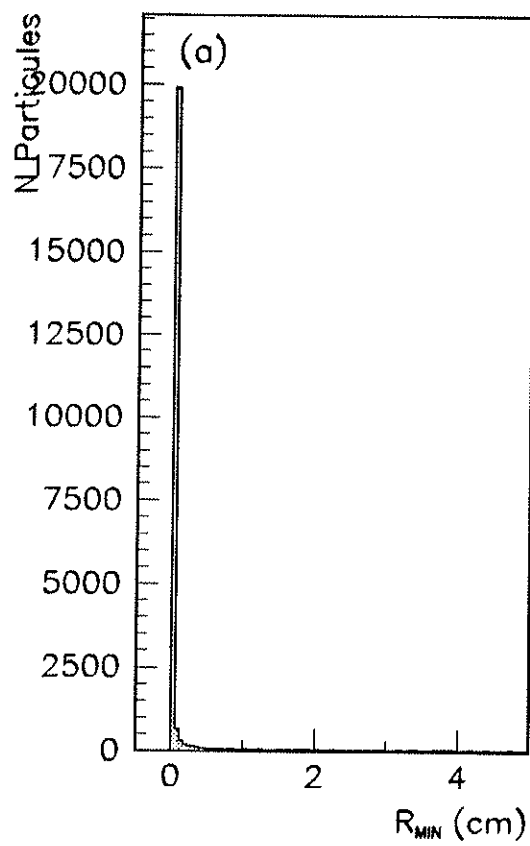


Figure 6.9

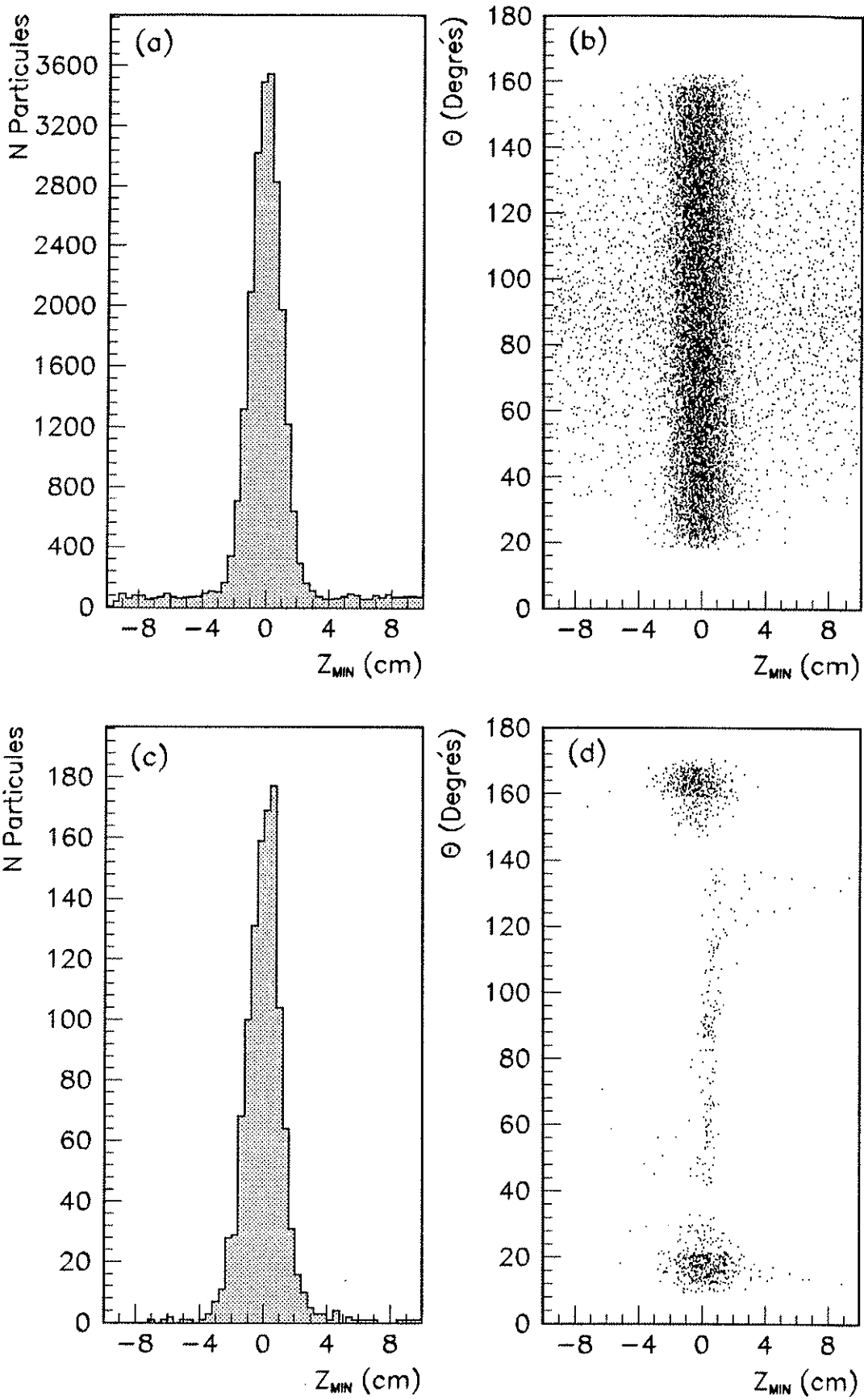


Figure 6.10

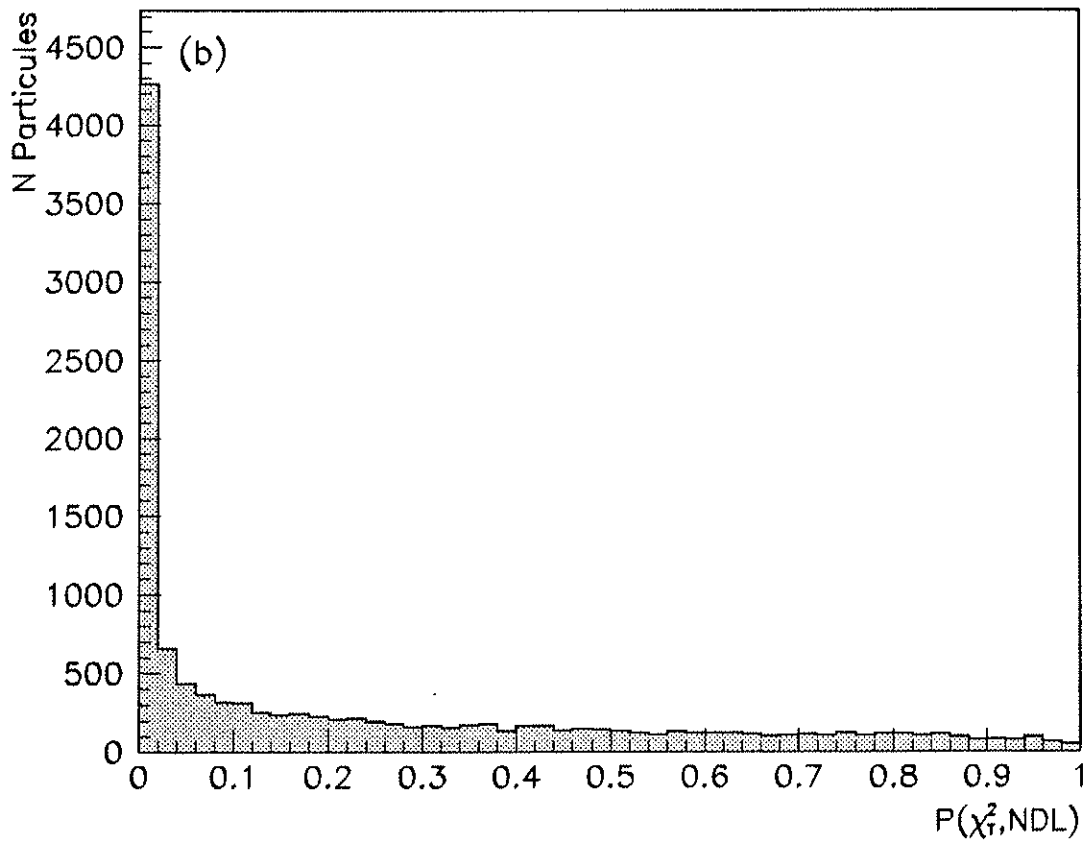
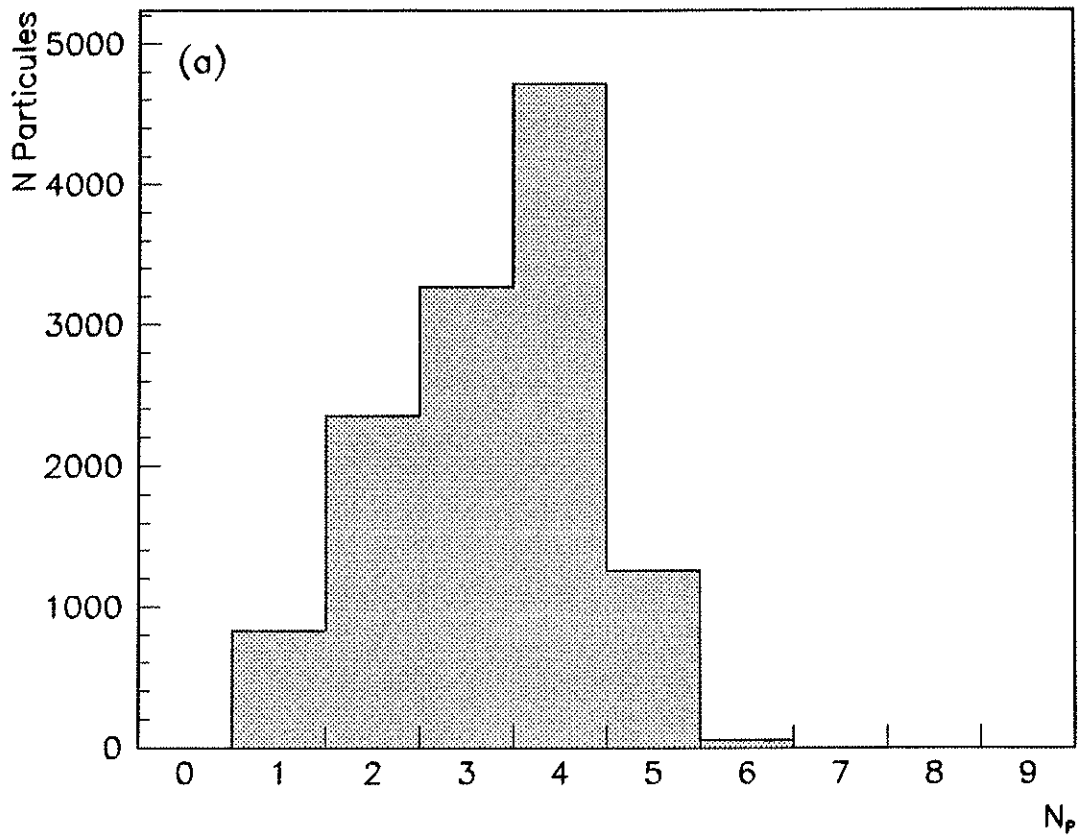


Figure 6.11

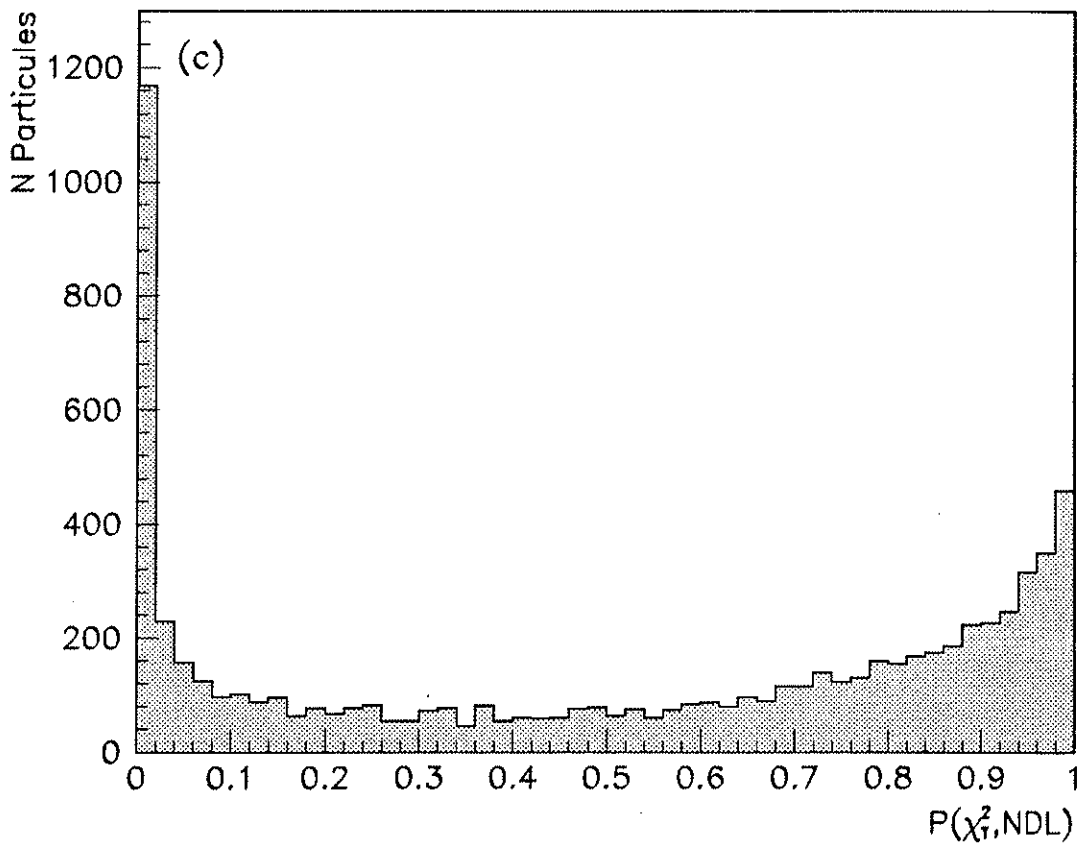
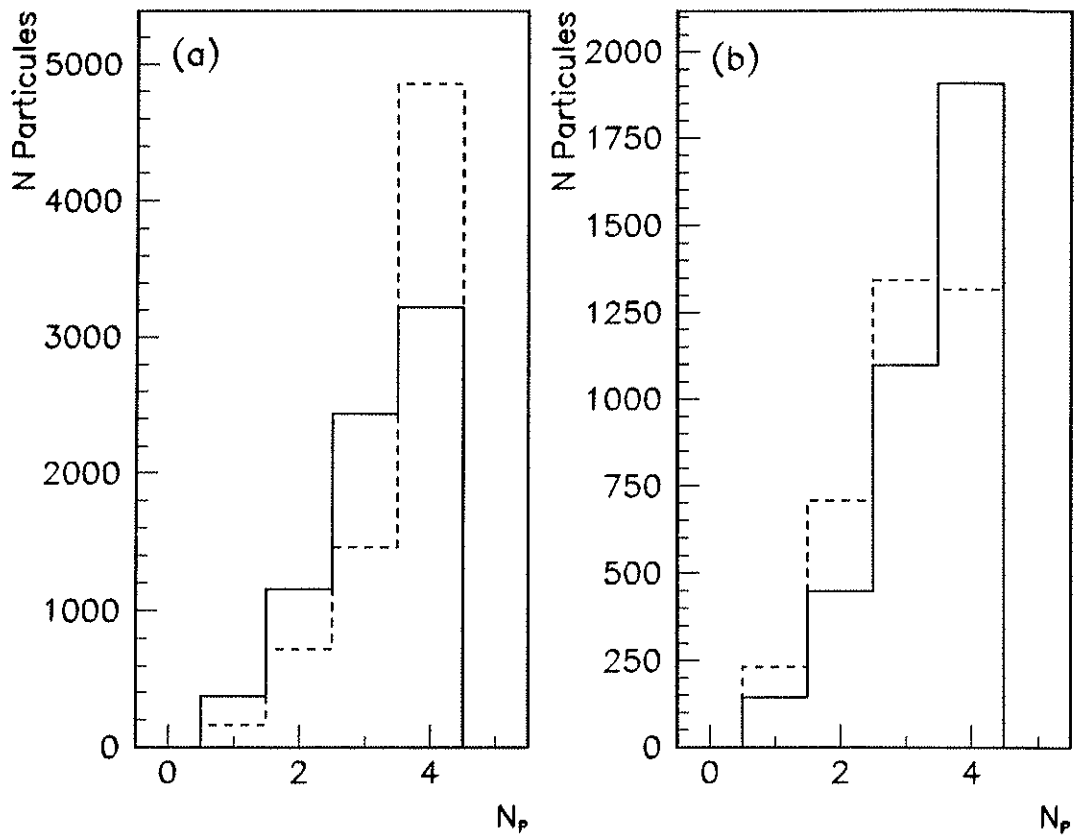


Figure 6.12

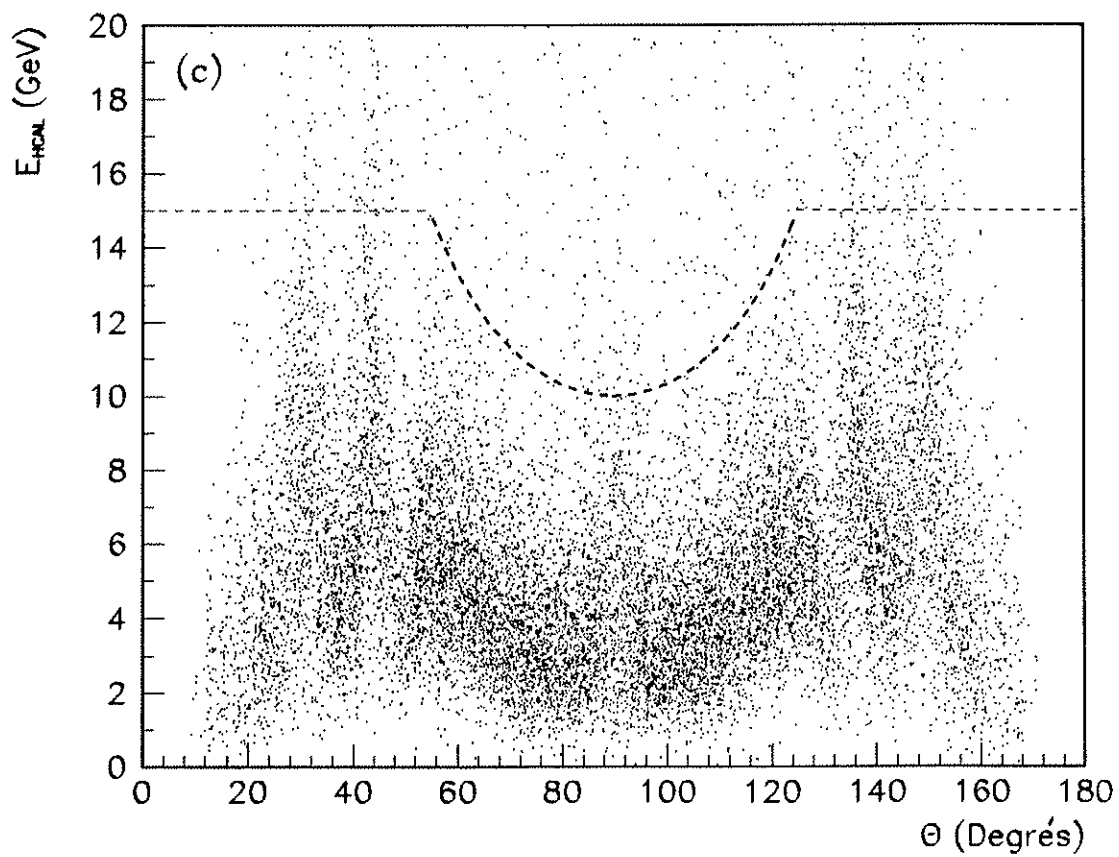
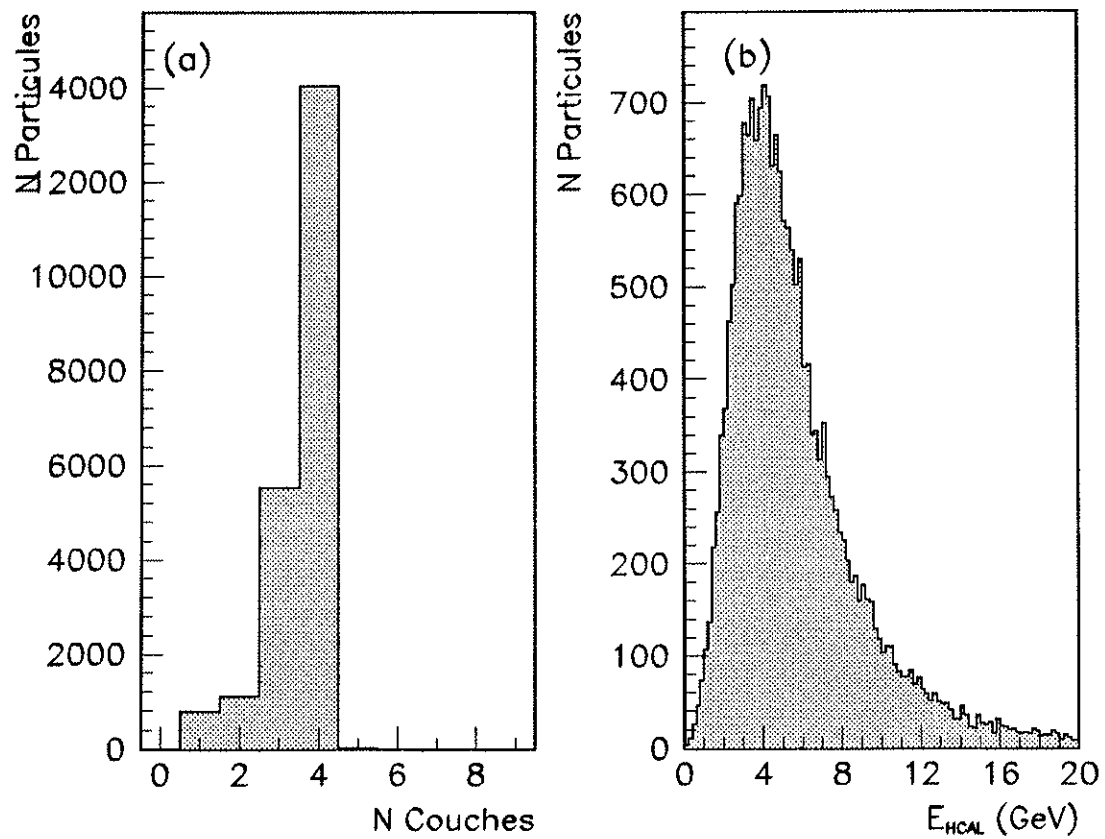


Figure 6.13

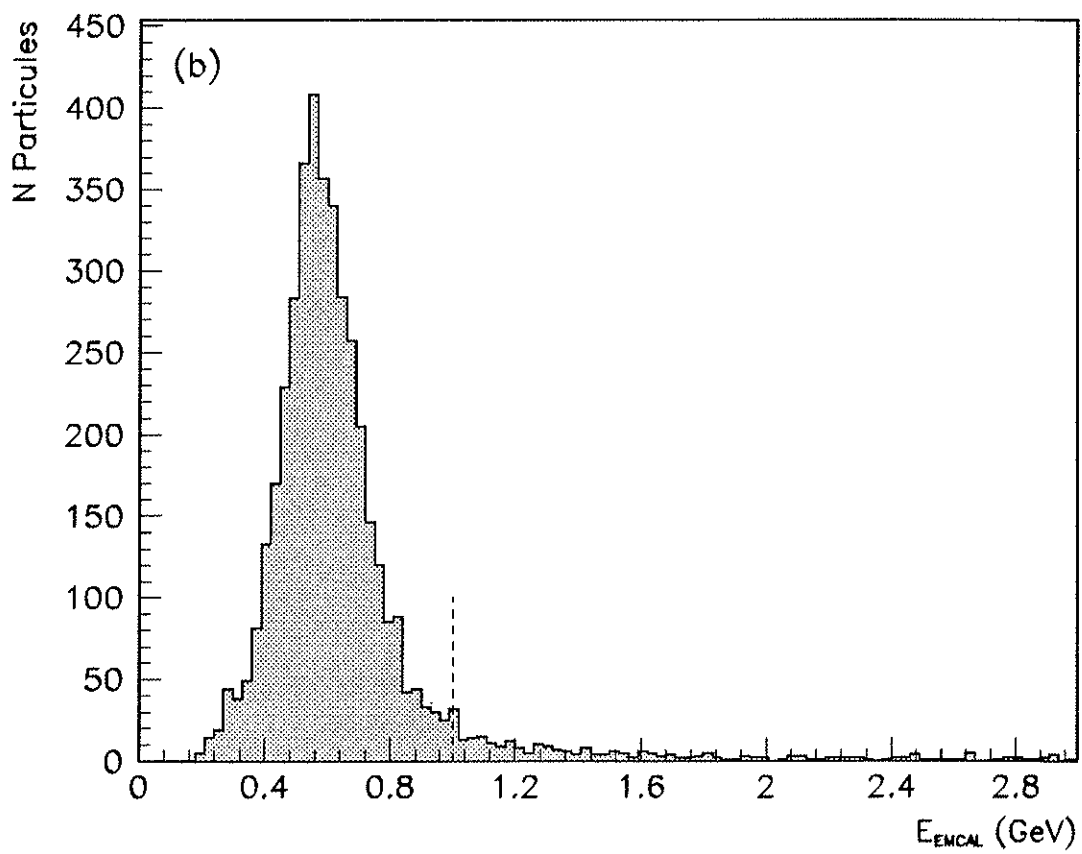
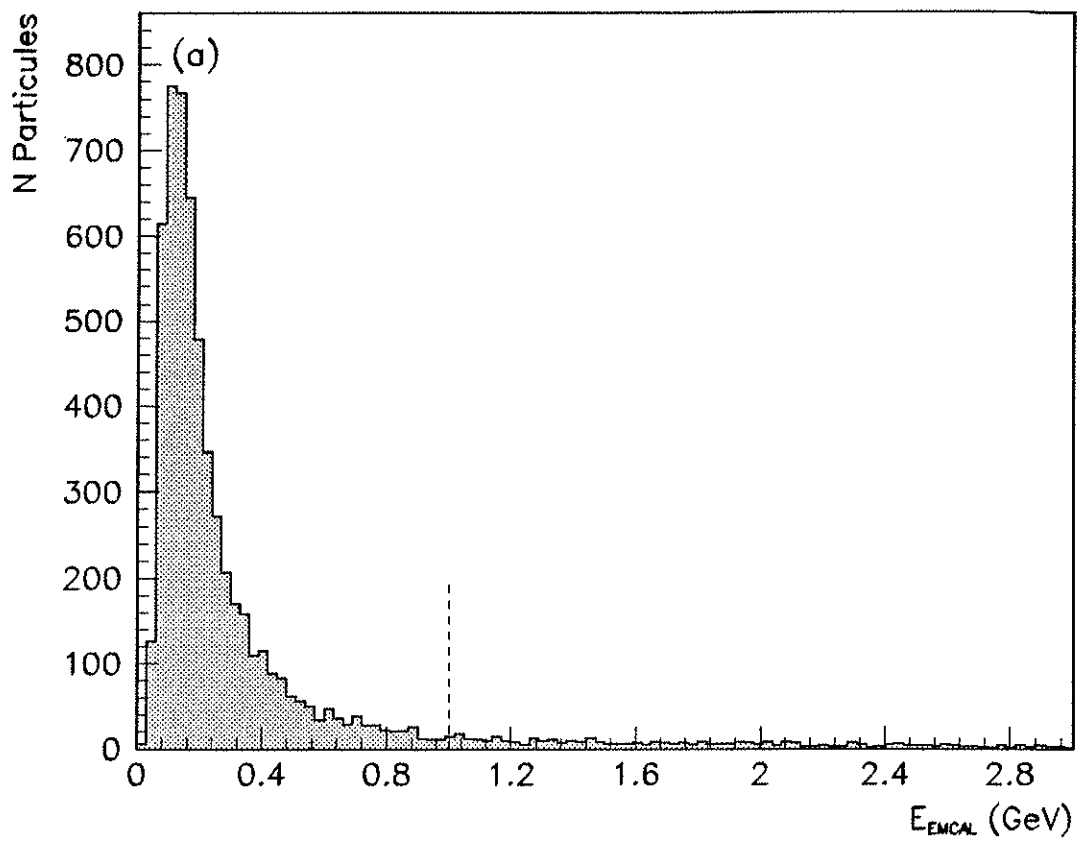


Figure 6.14

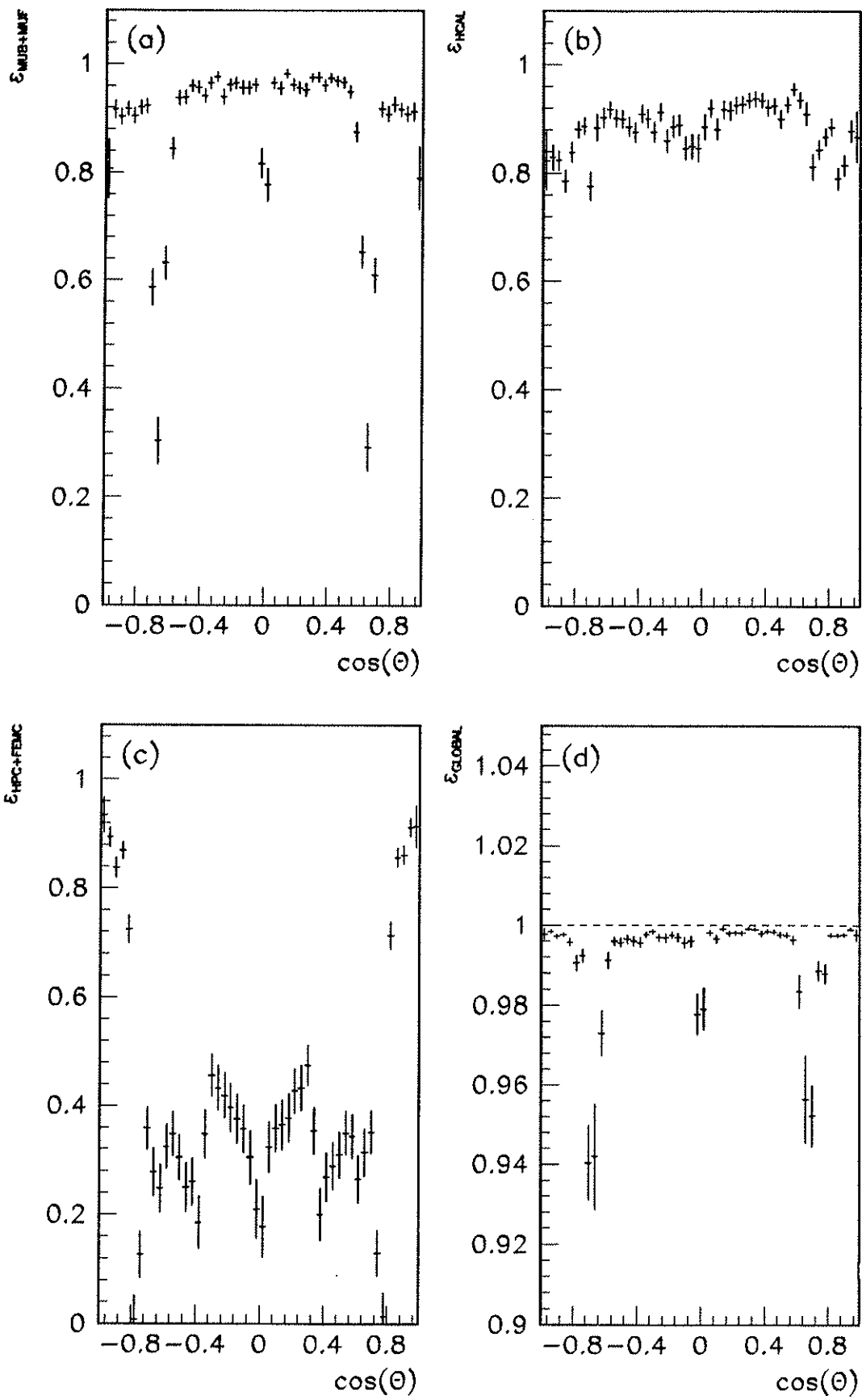


Figure 6.15

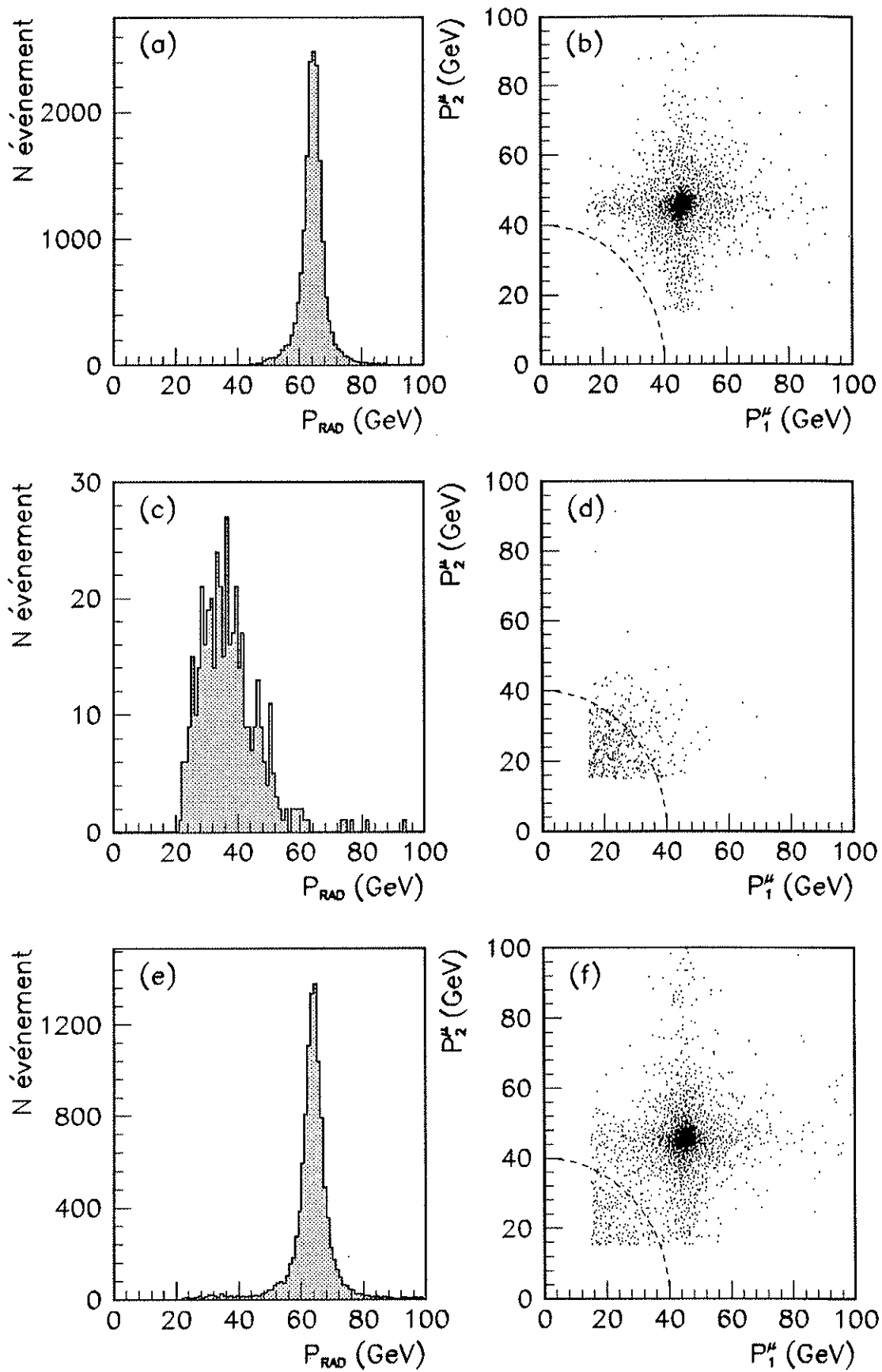


Figure 6.16

(a) $\Delta t = \text{TOD 2} - \text{TOD 1}$

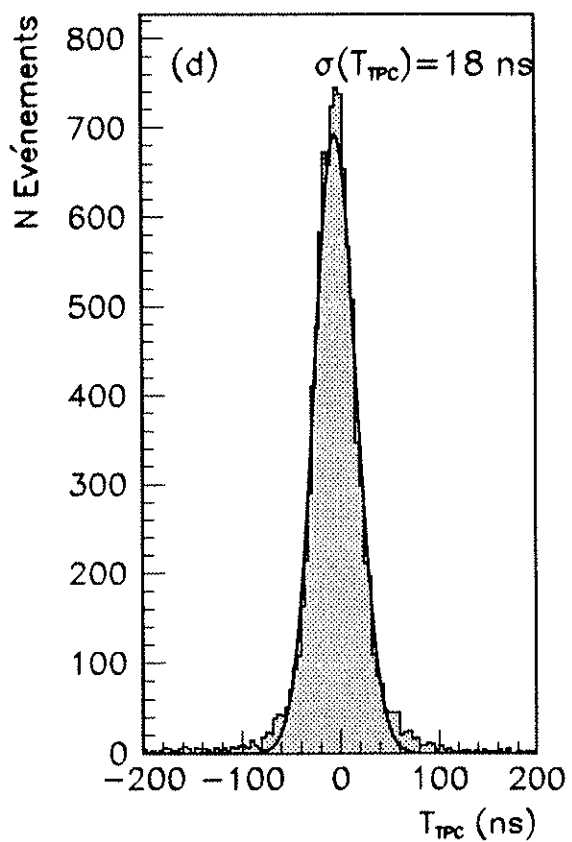
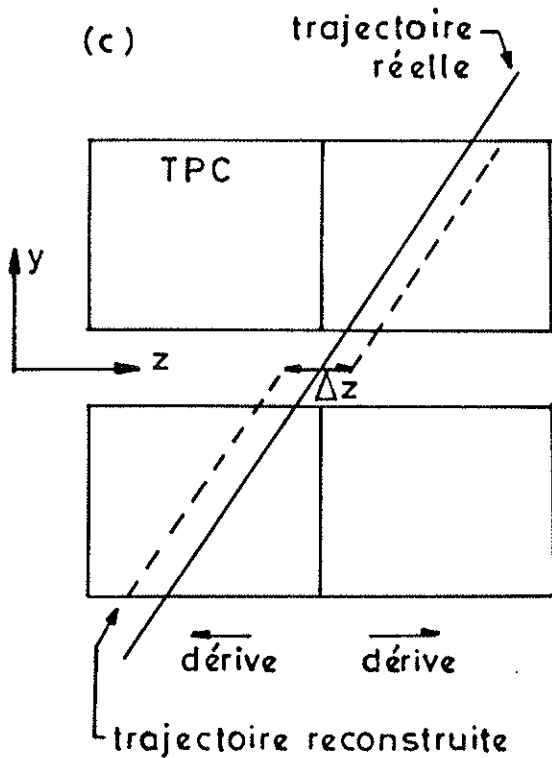
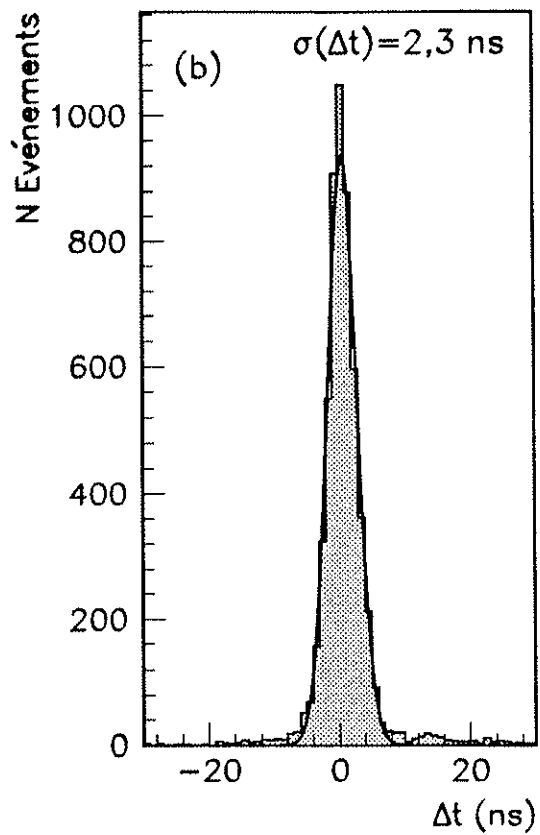
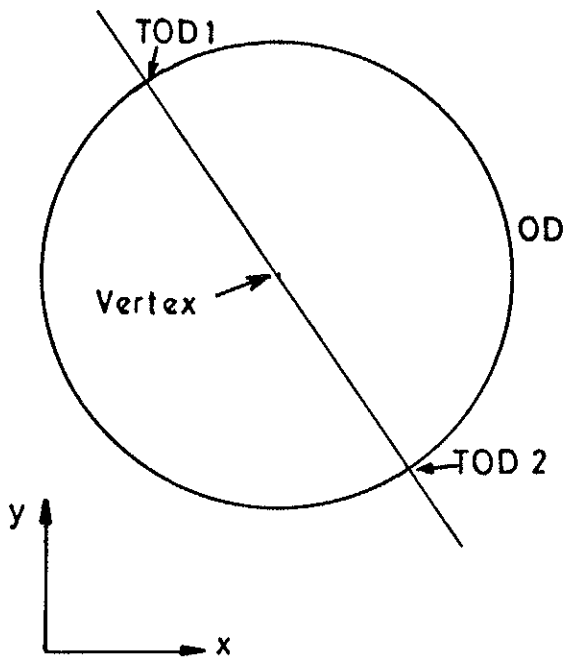


Figure 6.17

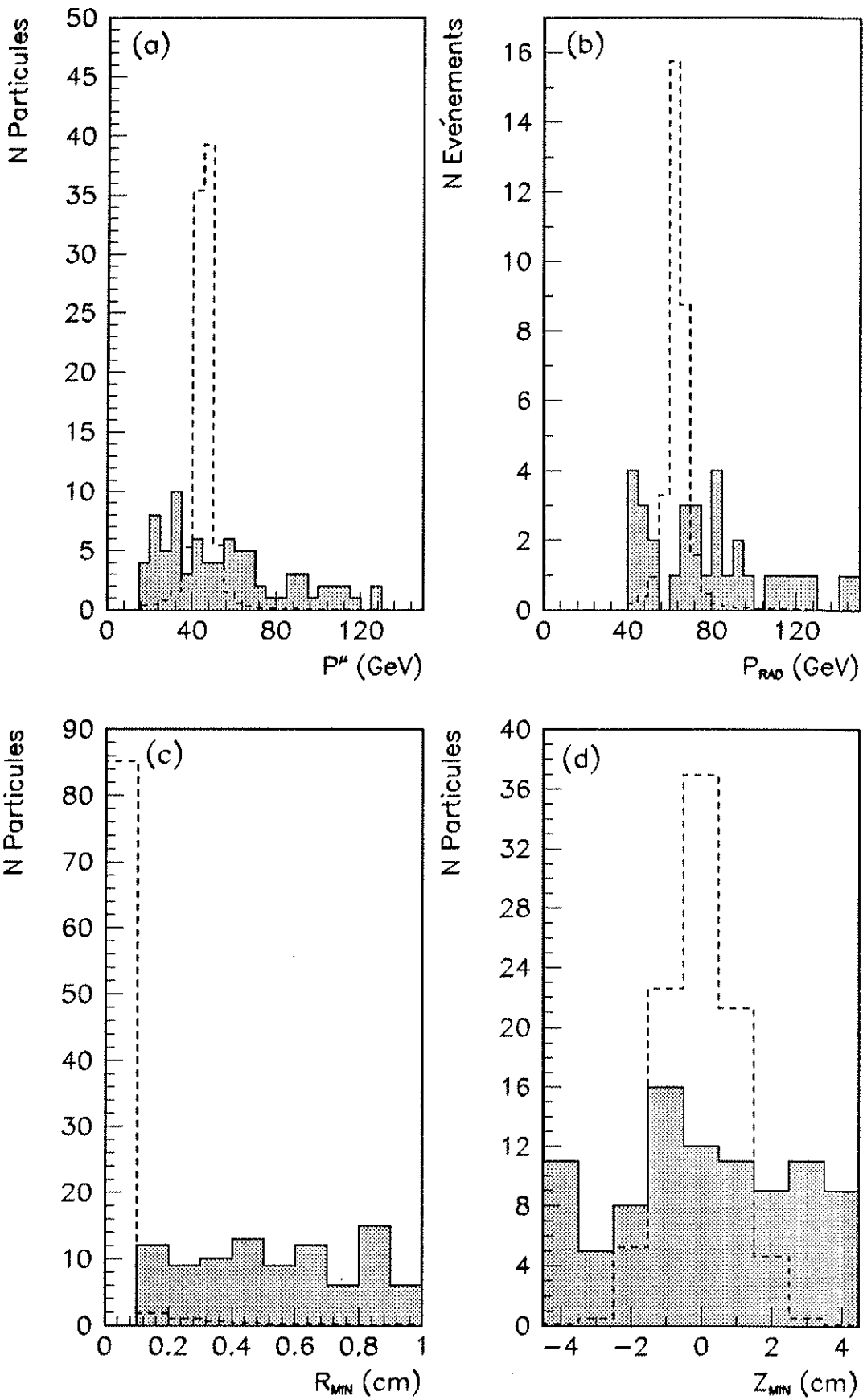


Figure 6.18

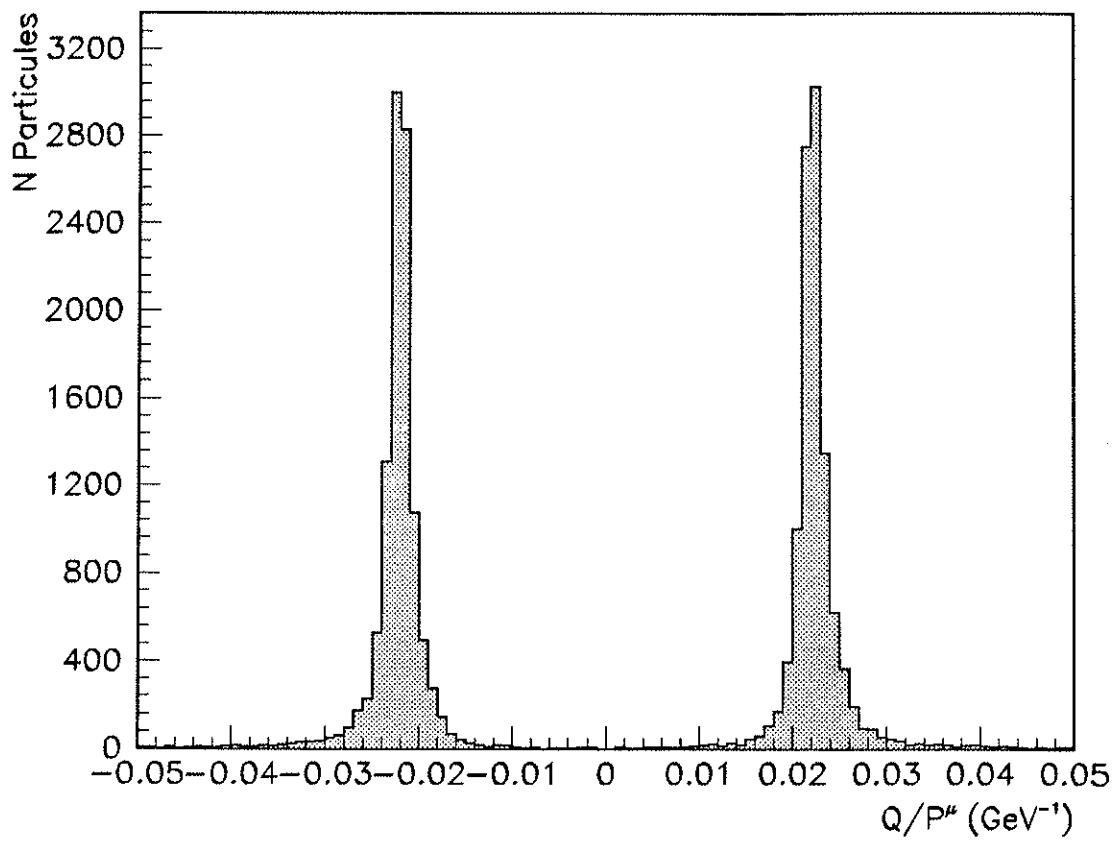


Figure 6.19

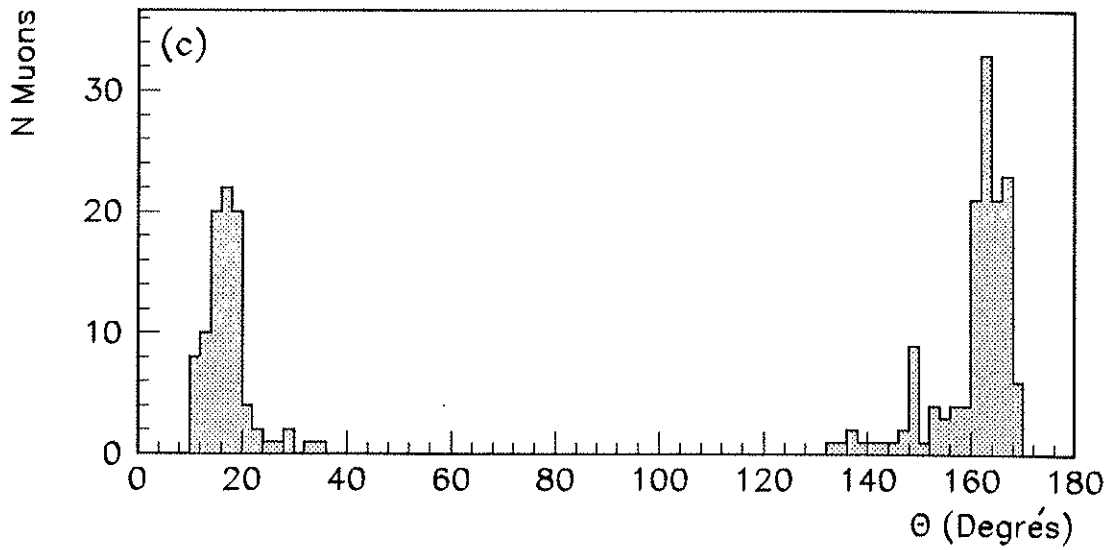
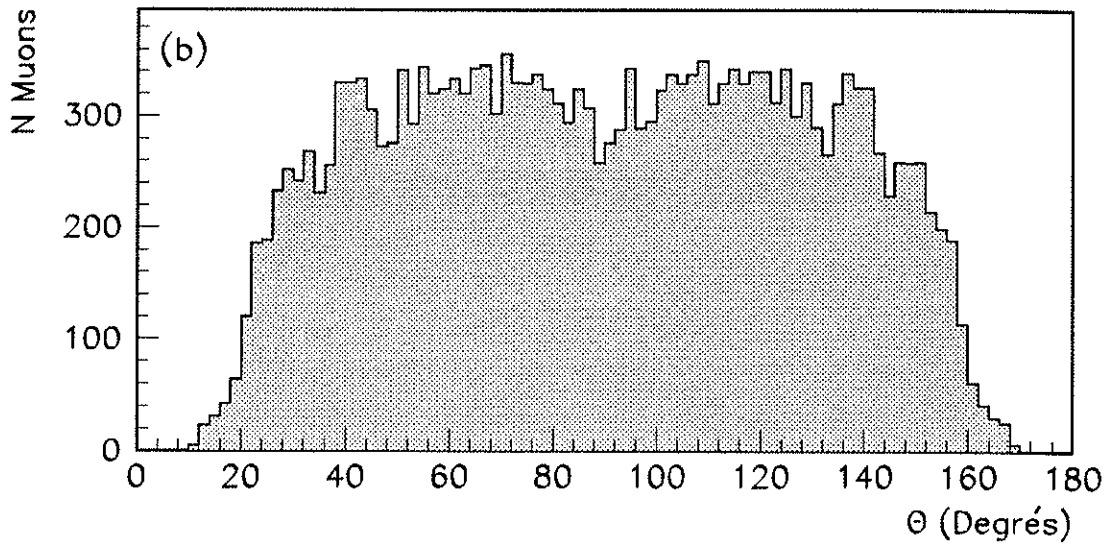
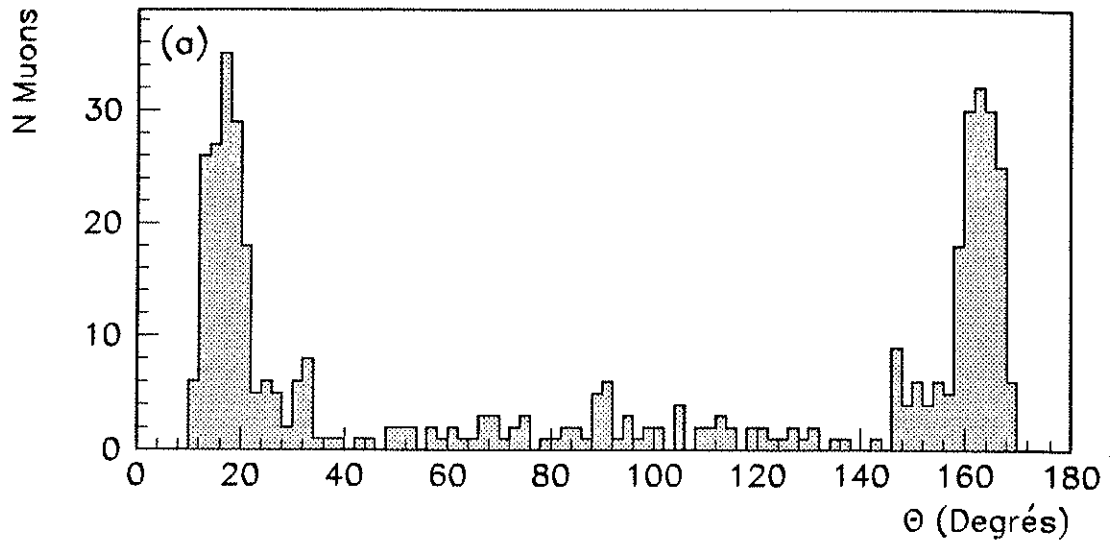


Figure 6.20

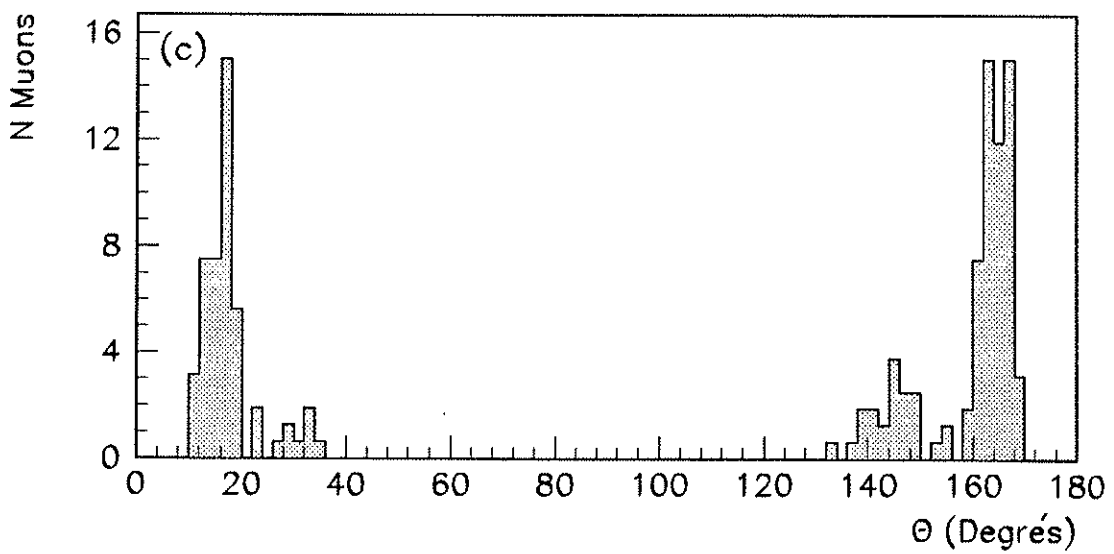
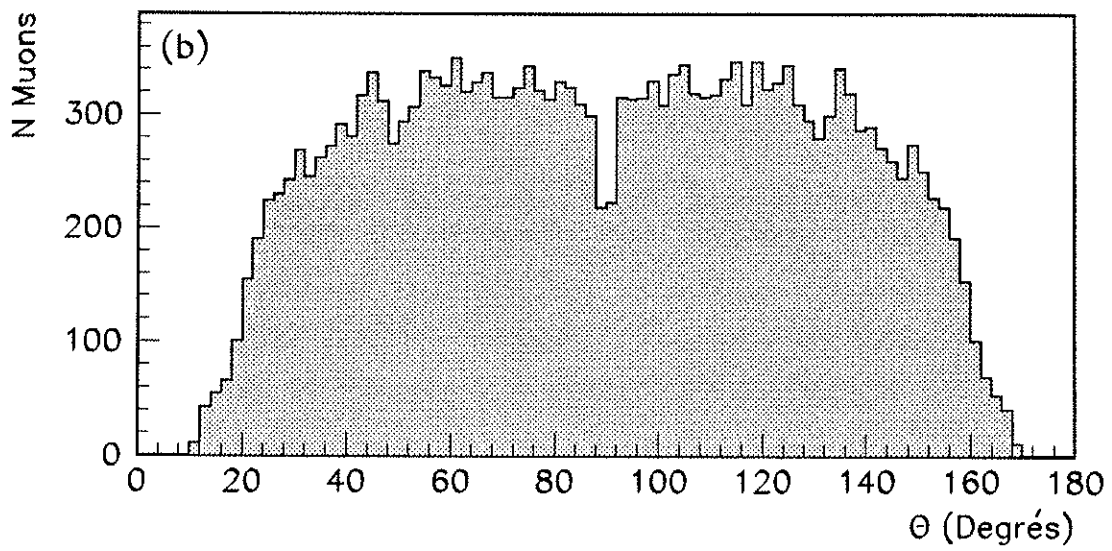
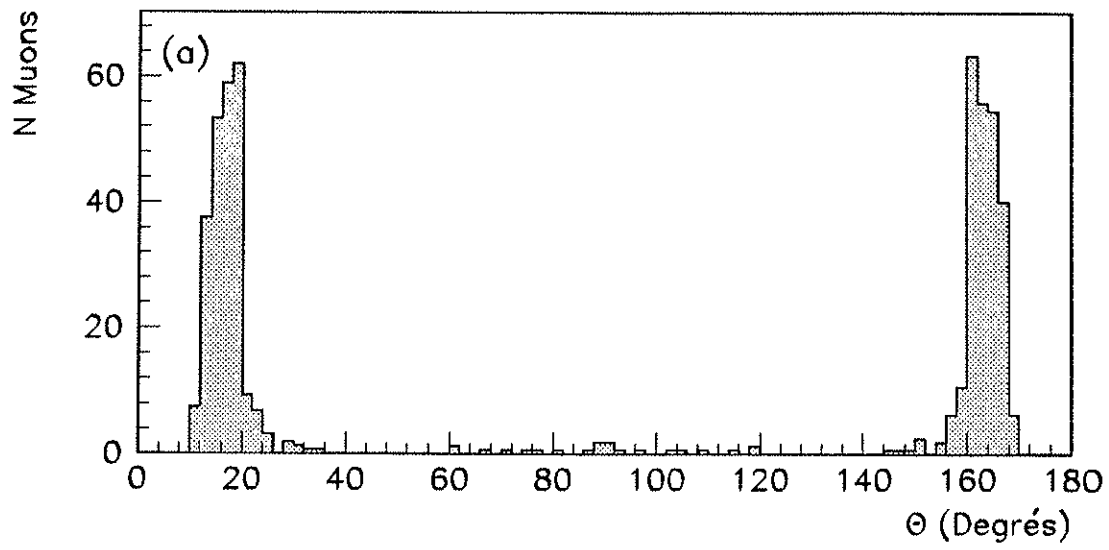


Figure 6.21

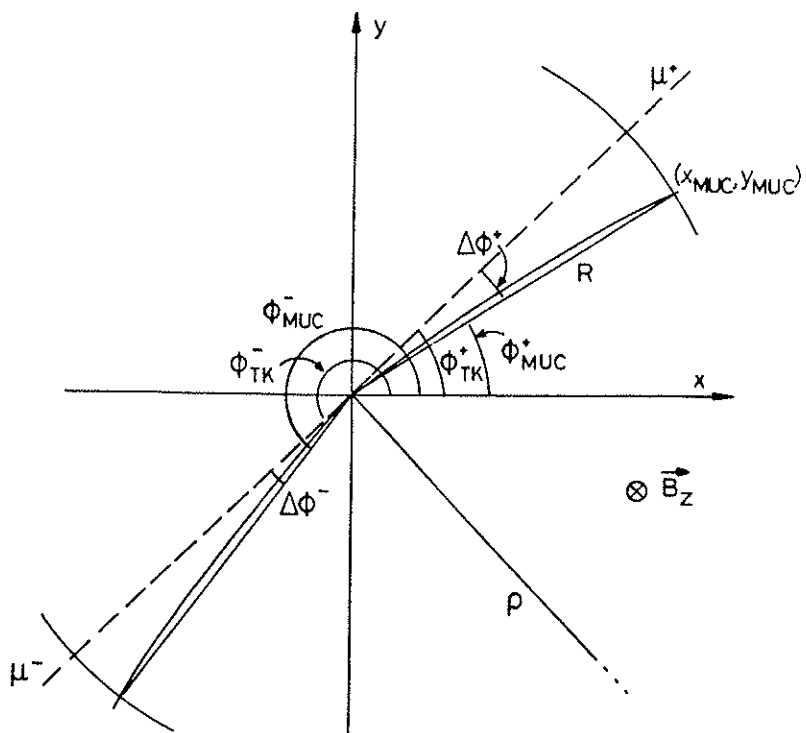


Figure 6.22

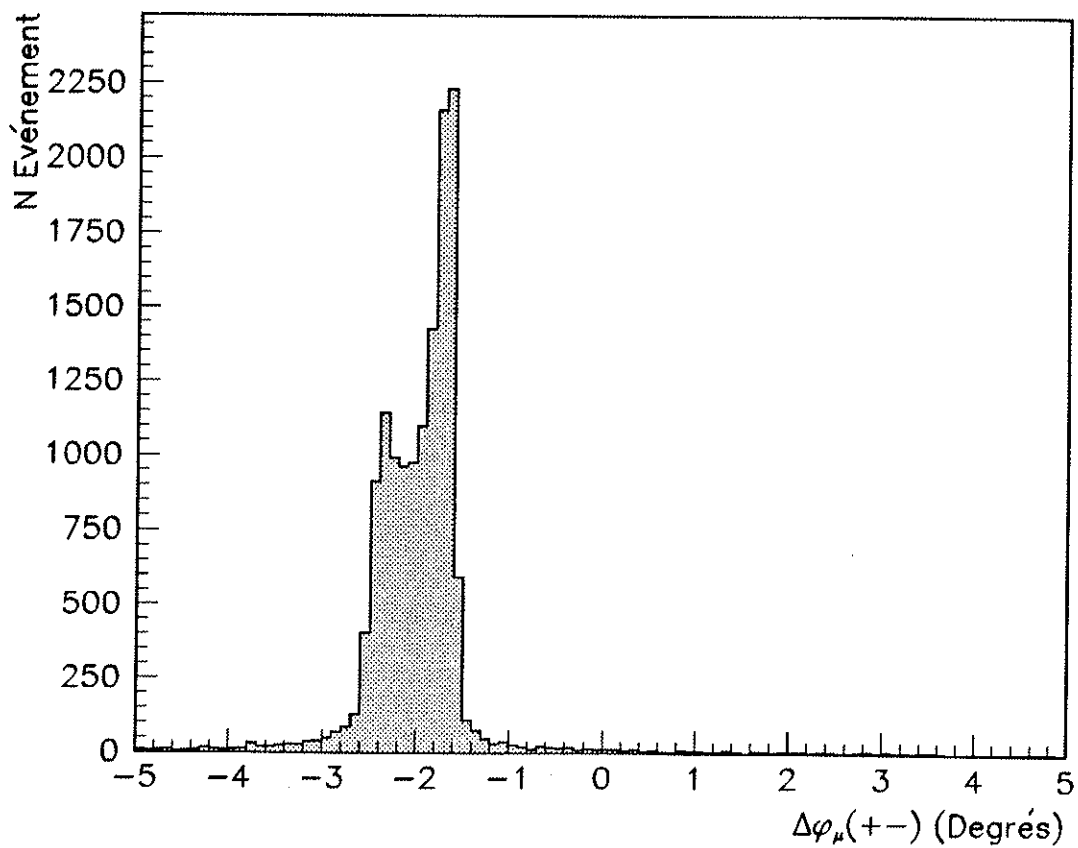


Figure 6.23

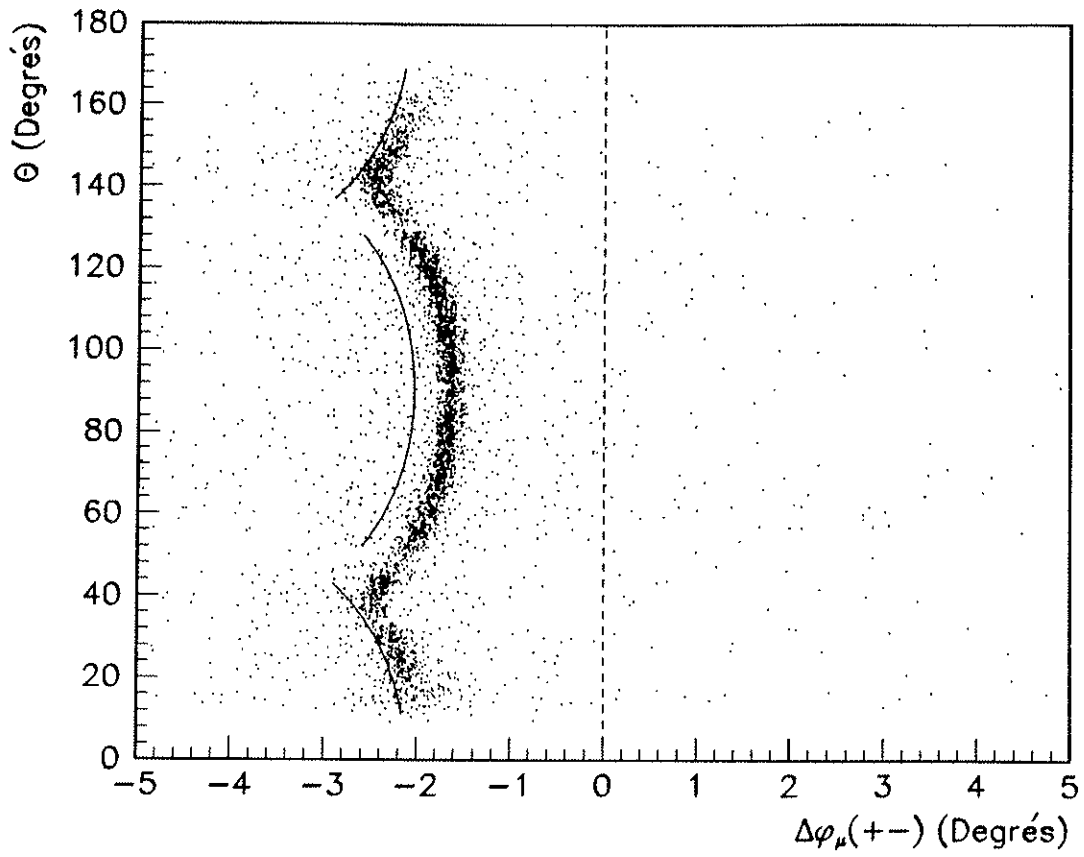


Figure 6.24

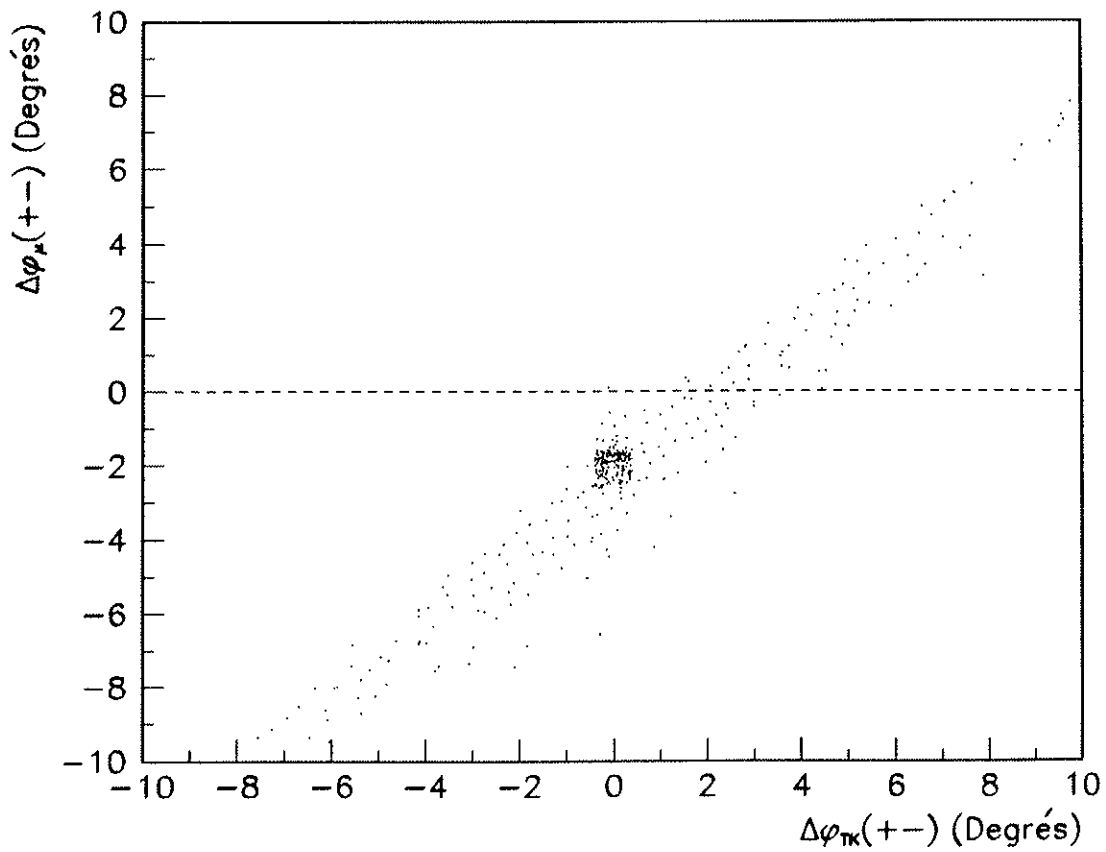


Figure 6.25

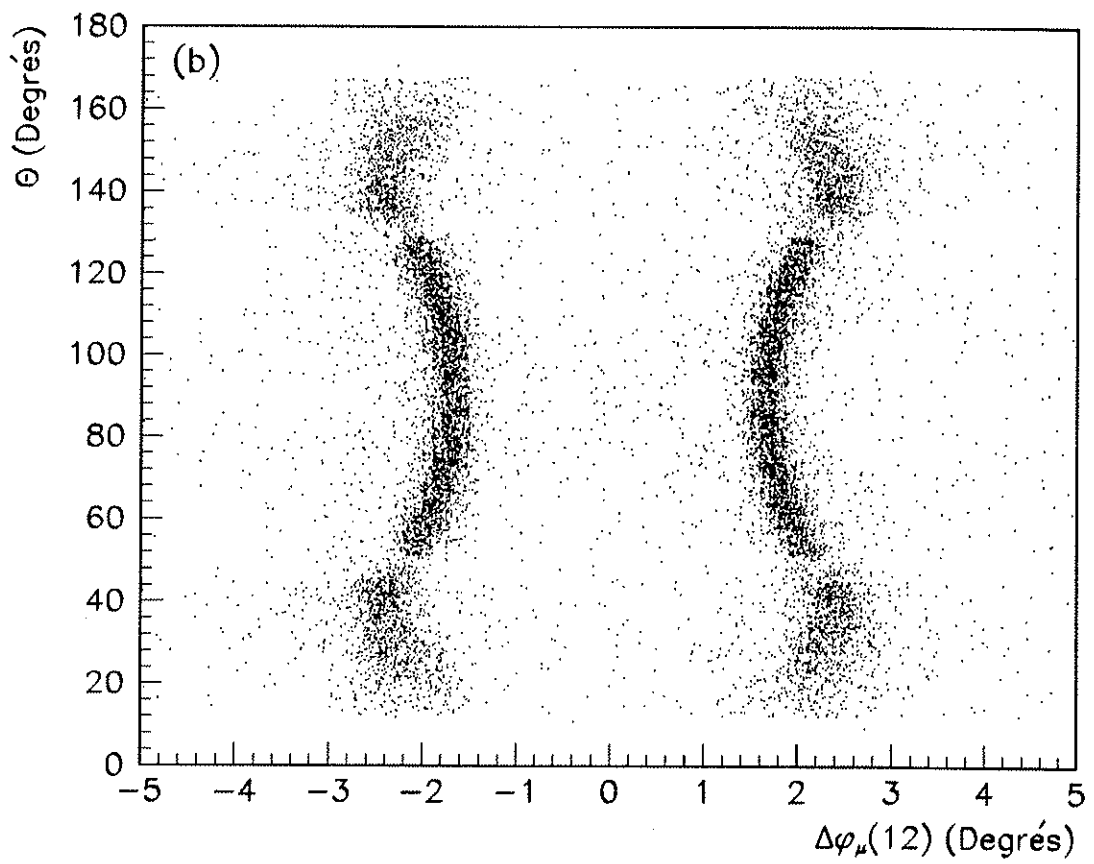
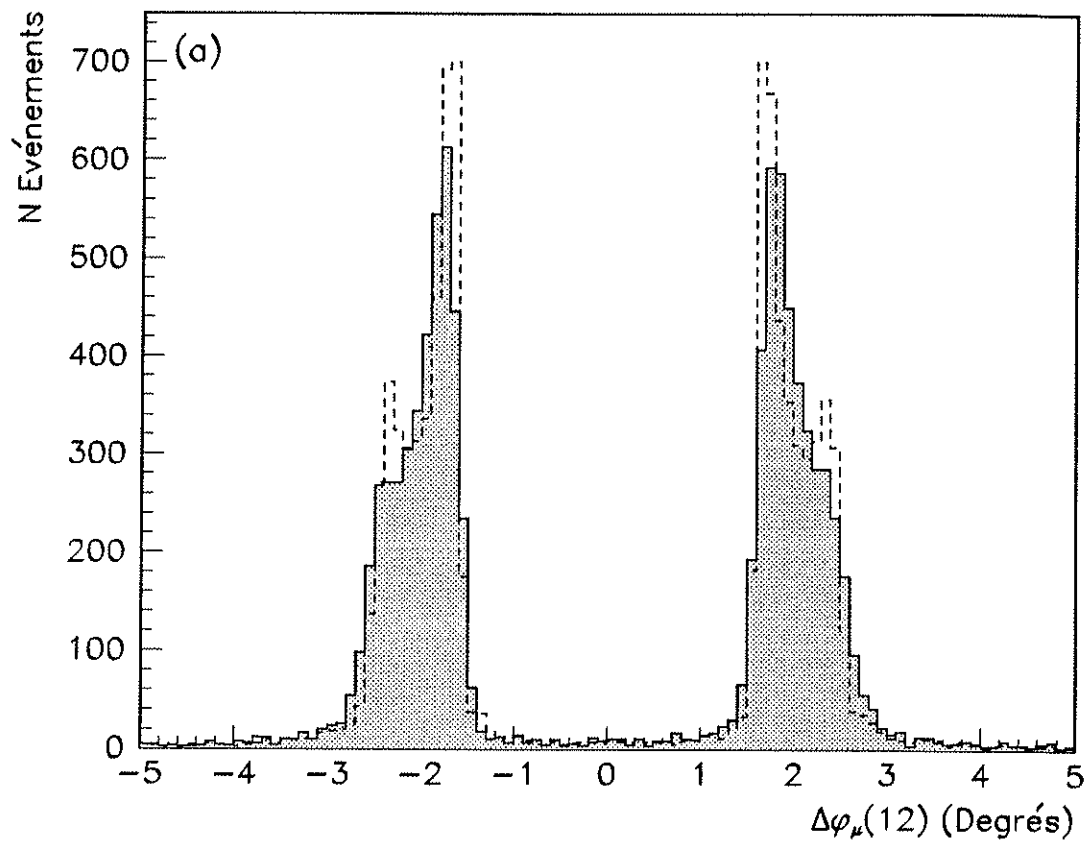


Figure 6.26

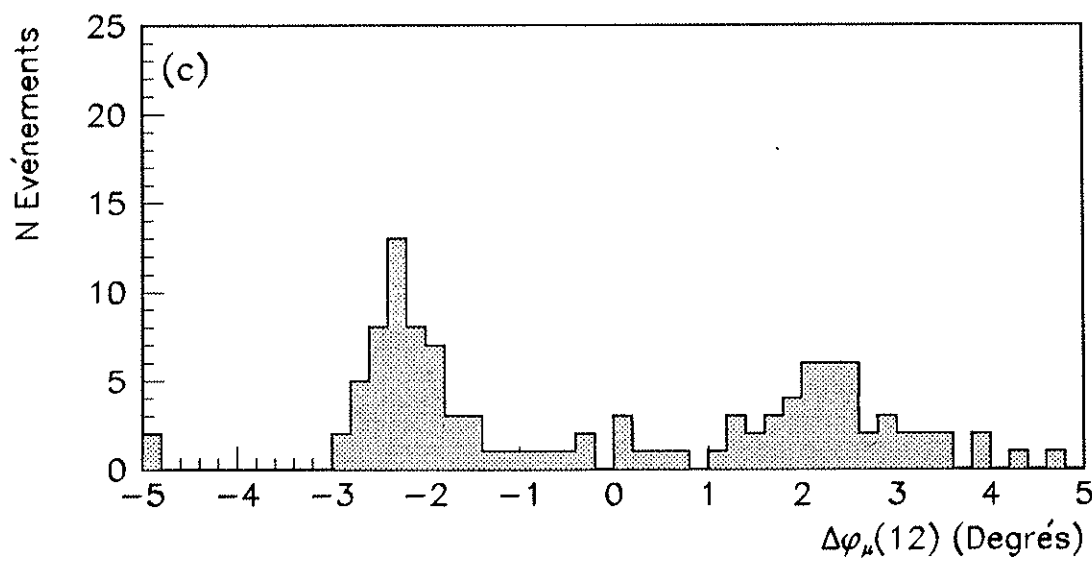
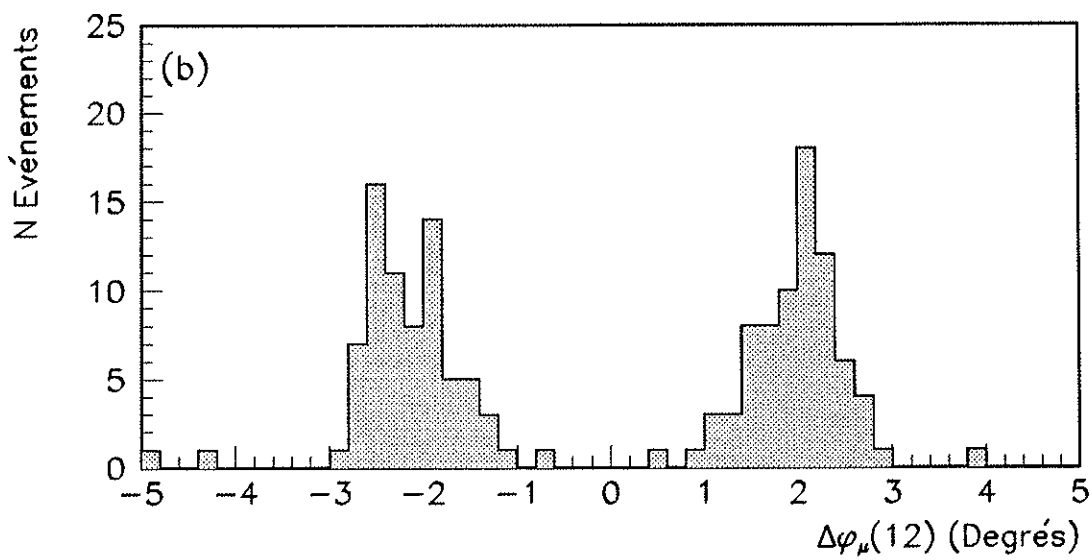
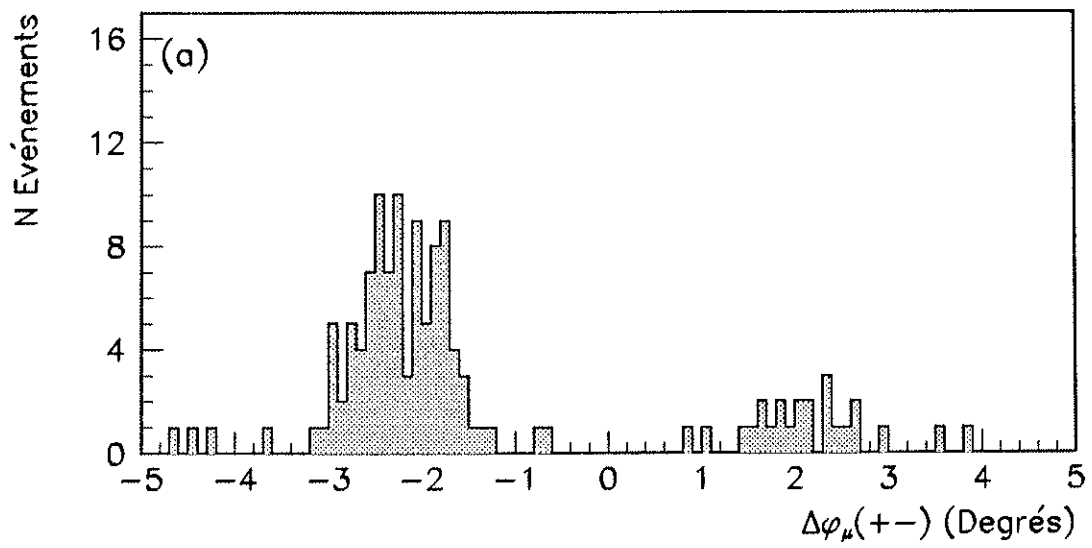


Figure 6.27

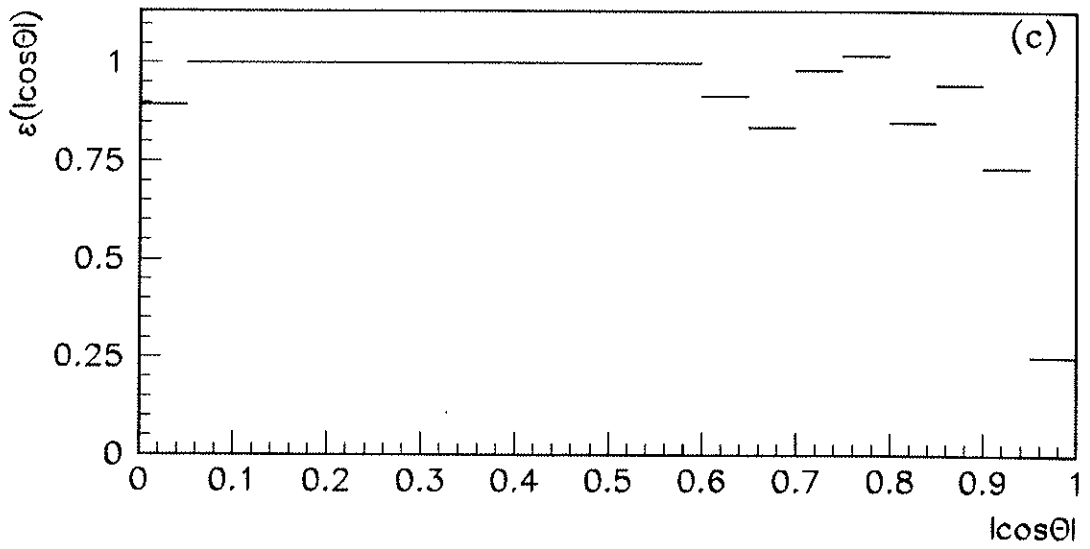
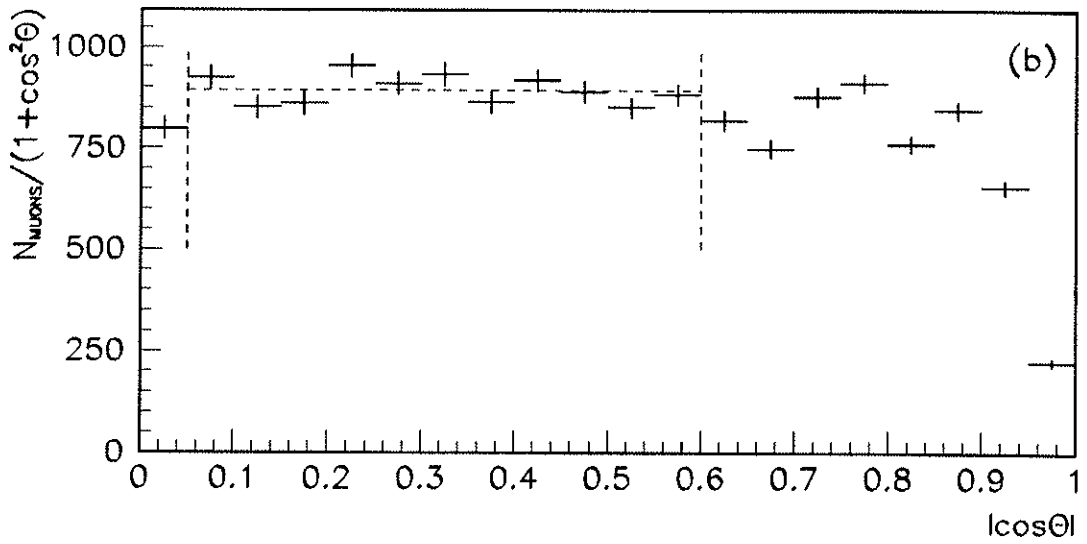
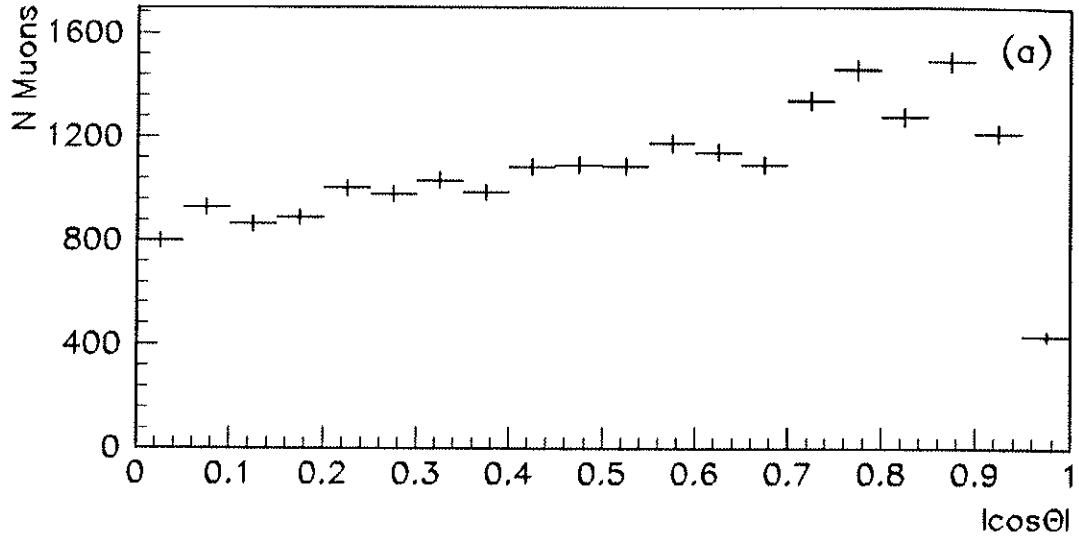


Figure 6.28

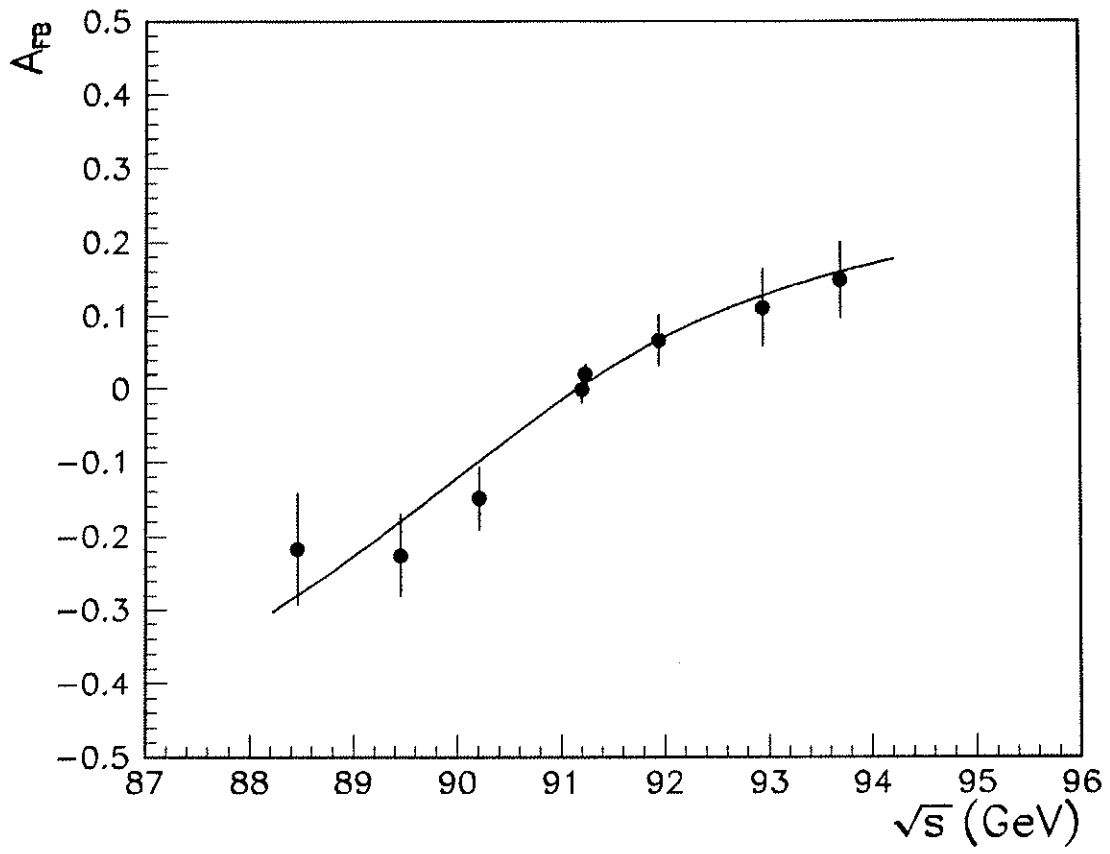


Figure 6.29

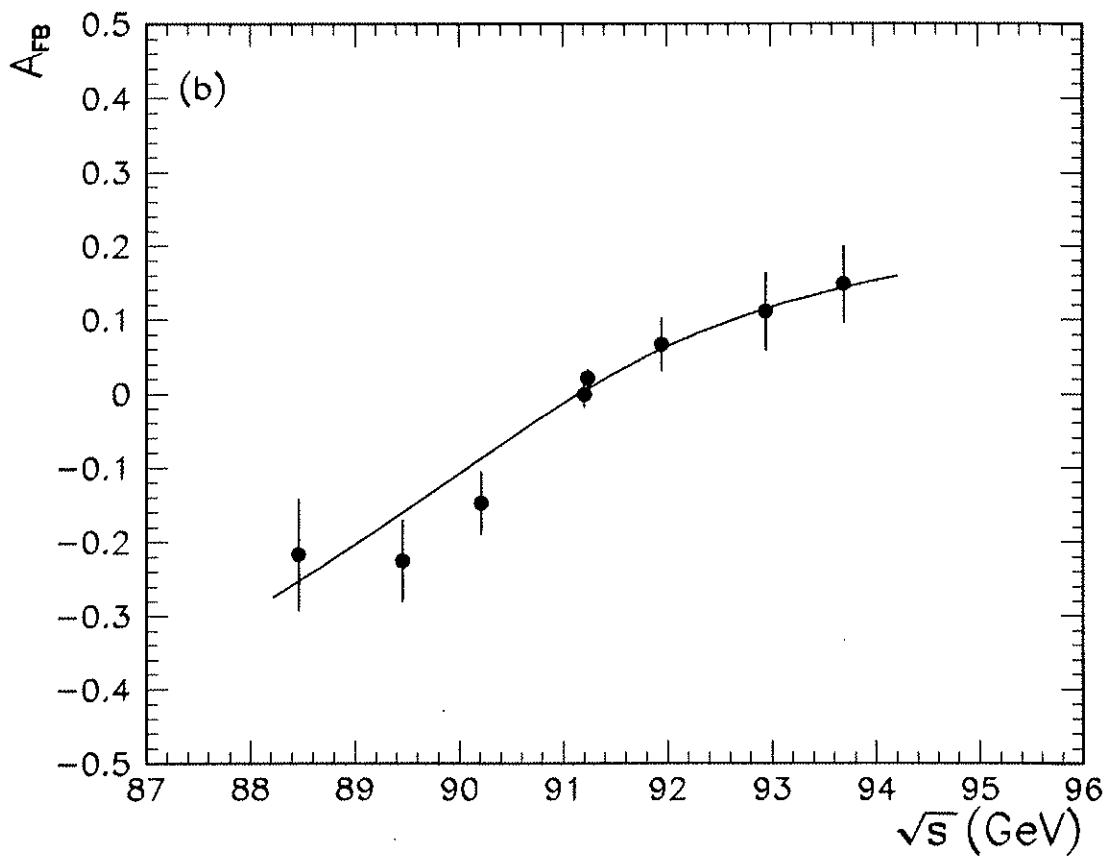
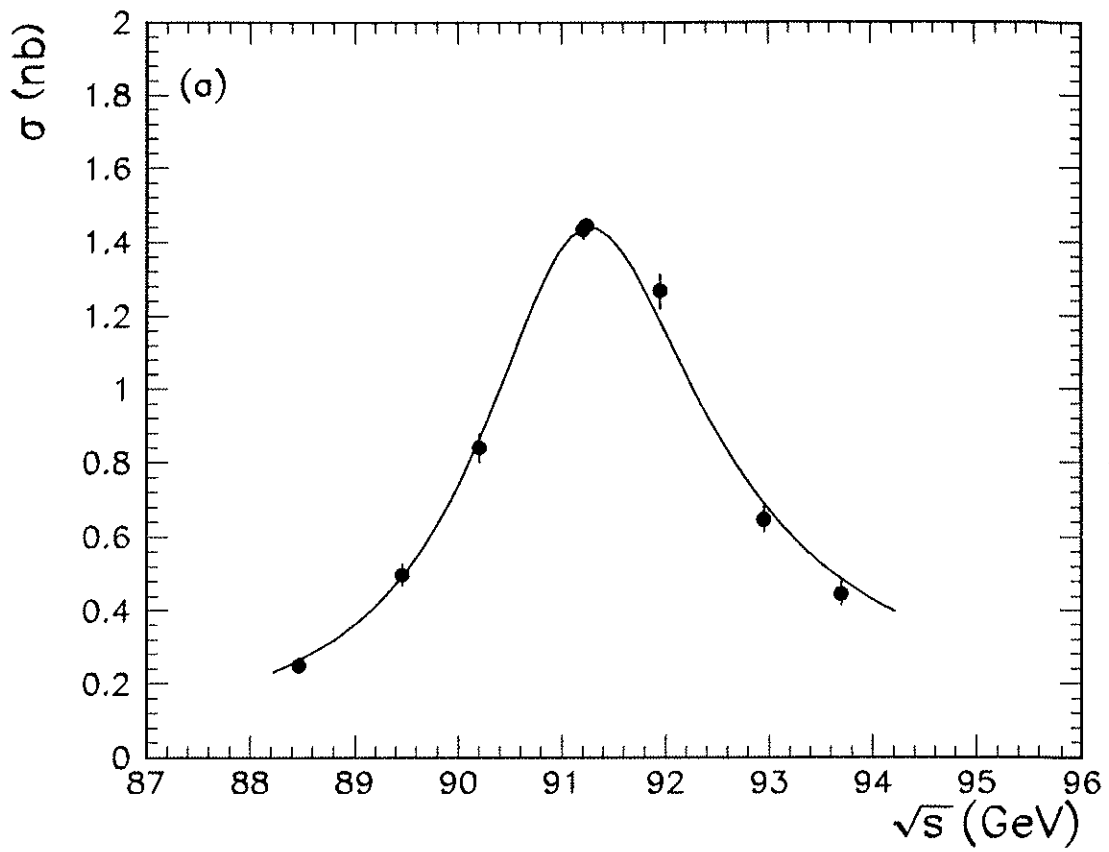


Figure 6.30

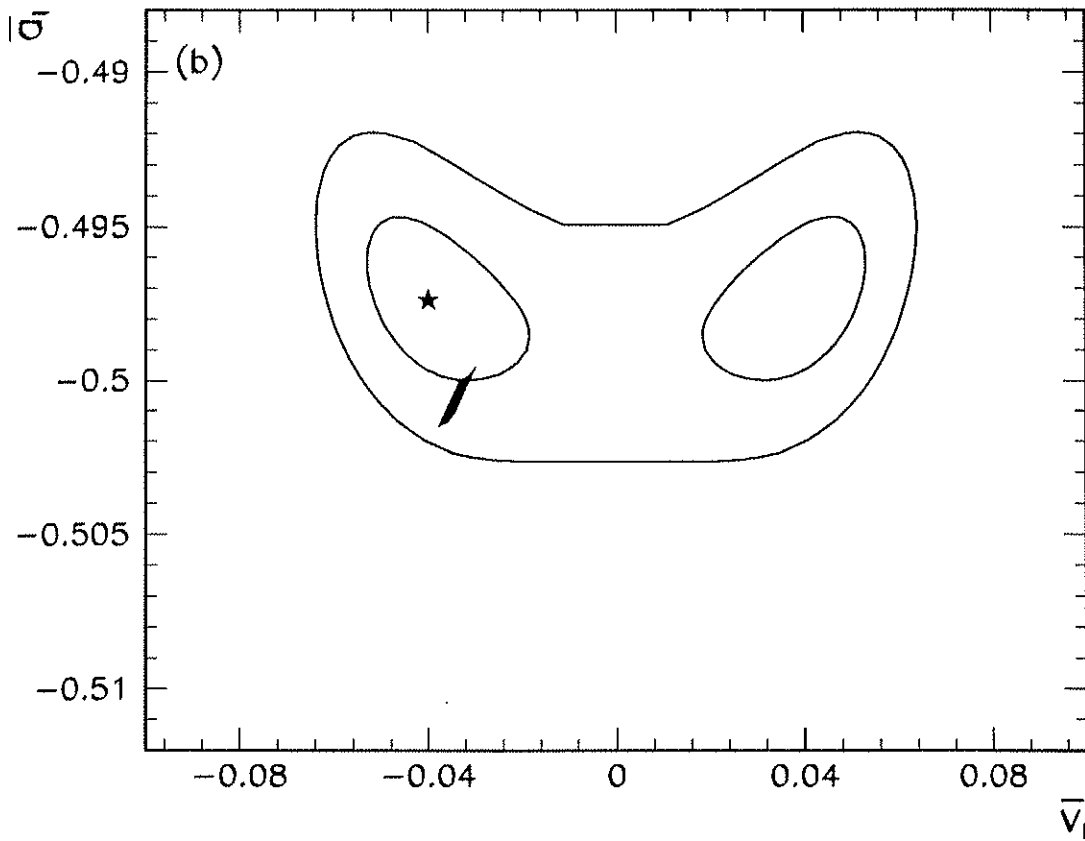
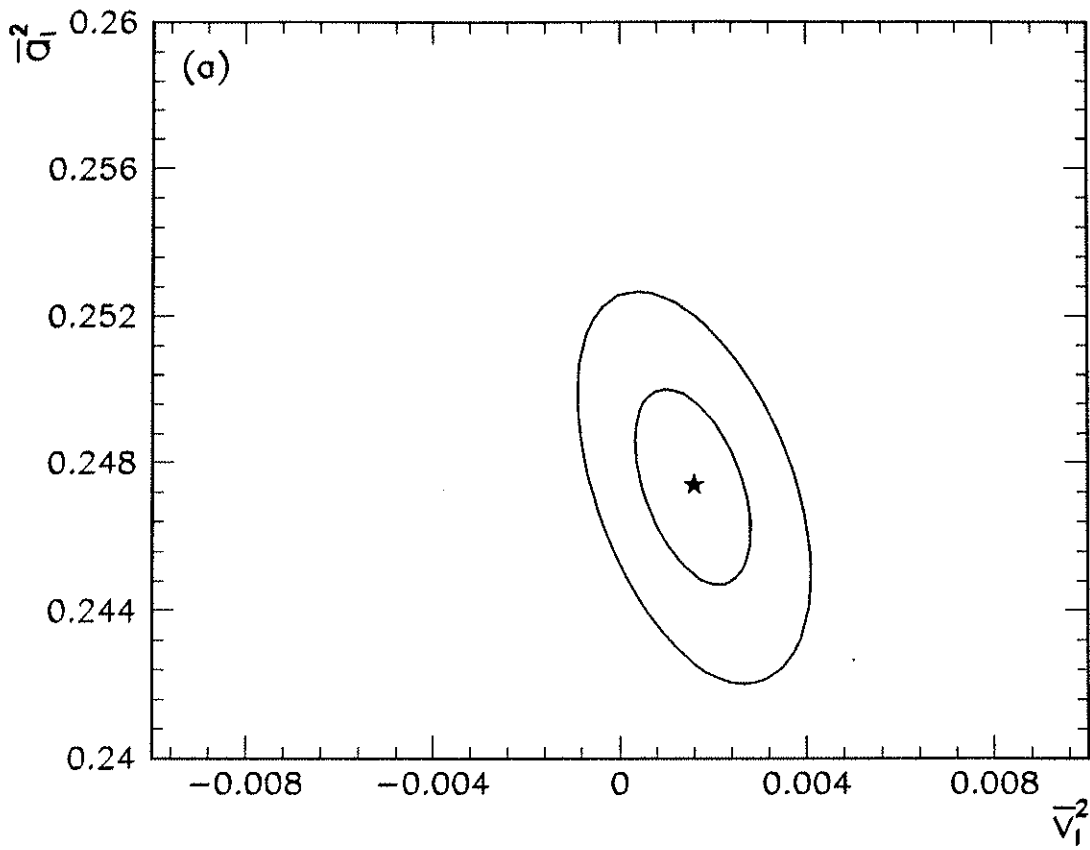
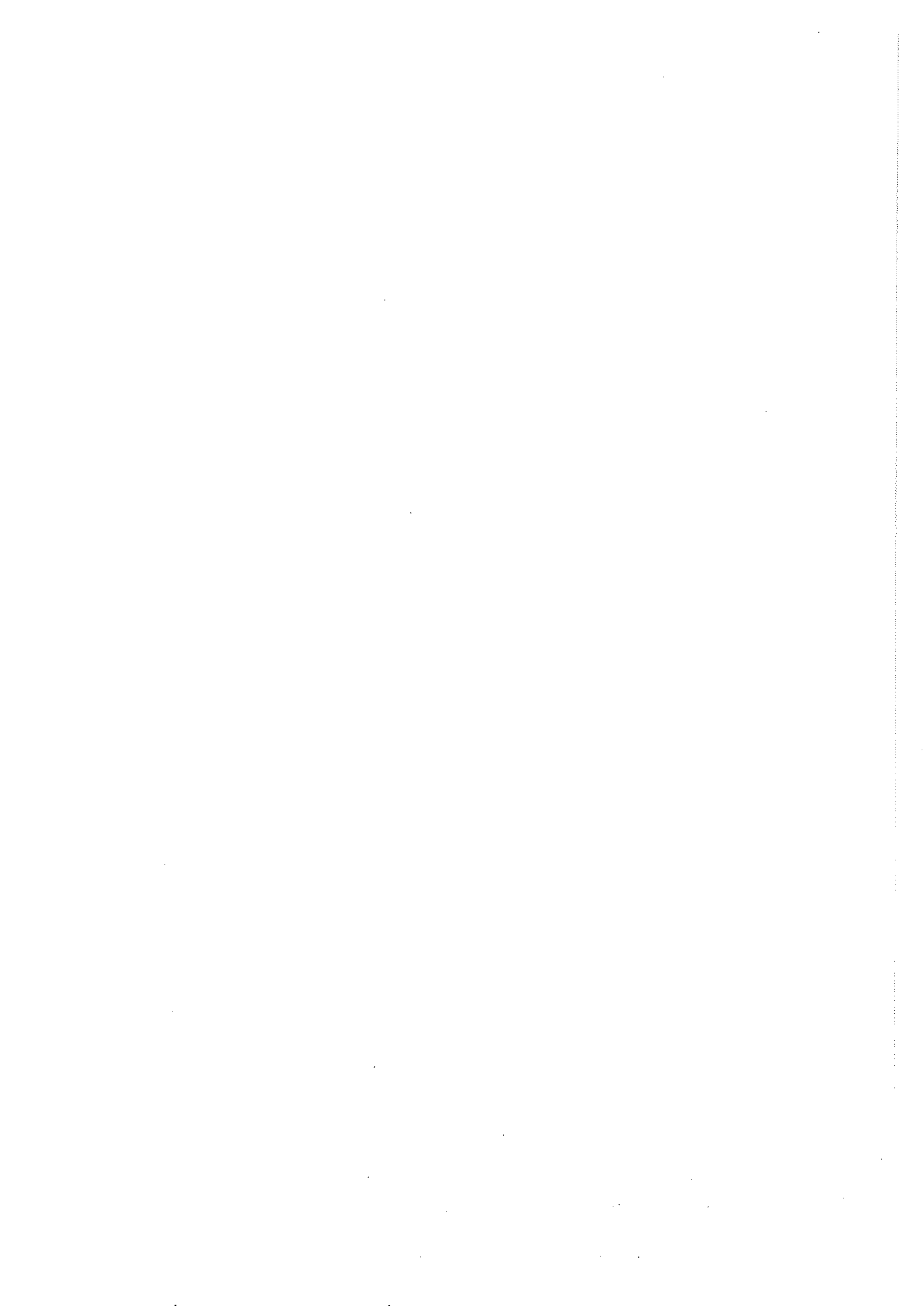


Figure 6.31



CONCLUSIONS

Depuis sa mise en service en août 1989, le LEP a conduit à l'observation de plusieurs millions d'interactions électron-positon à une énergie proche de la masse du boson Z^0 au repos. Cette statistique considérable a rendu possible une vérification détaillée des prédictions du Modèle Standard des interactions électrofaibles. La précision de la mesure de certains paramètres de ce modèle théorique permet aujourd'hui de tester sa validité au niveau des corrections radiatives. Par ailleurs, le LEP a également permis de rechercher de nouvelles particules prédites par le Modèle Standard ou par des extensions de celui-ci. Toutes ces recherches se sont toutefois révélées infructueuses et ne mènent qu'à l'établissement de limites inférieures de masse voisines de l'énergie des faisceaux du LEP (~45 GeV).

La participation belge à ce vaste programme expérimental s'inscrit dans le cadre de l'expérience DELPHI, un des quatre détecteurs multifonctionnels installés dans les zones de croisement des faisceaux du LEP. Quatre universités belges ont uni leurs efforts pour réaliser le détecteur de muons vers l'avant de DELPHI.

Ce détecteur comporte deux plans de détection installés dans chacun des bouchons de DELPHI. Chaque plan couvre une surface sensible de quelque 75 m^2 et est découpé en quadrants. Ces quadrants, qui ont été assemblés entièrement à Bruxelles, sont constitués de deux couches de 22 chambres à dérive, croisées à angle droit. Le corps d'une chambre à dérive est un tube en aluminium extrudé, de dimension $435 \times 20 \times 3 \text{ cm}^3$, au centre duquel est tendu un fil d'anode longitudinal. Sa surface interne est recouverte d'électrodes qui, portées à des potentiels dégressifs, créent au sein de la chambre un champ électrique transversal d'intensité uniforme. La chambre est remplie d'un mélange gazeux $\text{Ar}/\text{CO}_2/\text{iC}_4\text{H}_{10}$ (14,4/70/14,4 %) auquel est ajouté 1,2 % d'alcool isopropylique. Suite au passage d'une particule chargée, les électrons libérés par l'ionisation des molécules du gaz dérivent en direction du fil d'anode pour y être collectés. Cette anode est portée à une tension positive de plusieurs kiloVolts, de manière à entraîner une multiplication des électrons et produire une impulsion électronique détectable. La mesure du temps de dérive des électrons primaires permet de déterminer la distance au fil d'anode du point d'impact de la particule. Face à l'anode est disposée une ligne à retard qui, grâce à

la mesure des temps de propagation vers ses deux extrémités du signal induit par l'impulsion d'anode, fournit la coordonnée longitudinale du point d'impact.

Les chambres que nous avons construites fonctionnent en mode à dard limité, ce qui, pour un détecteur possédant une distance de dérive maximale de 10 cm, constitue une grande originalité. Ce mode de multiplication des électrons dans la région du fil d'anode permet d'obtenir des impulsions d'une amplitude de plusieurs centaines de millivolts aux bornes d'une résistance de 50 Ω . Grâce à cela, une électronique simplifiée, ne comprenant pas d'amplificateur, a pu être utilisée pour la lecture des signaux anodiques. De plus, nous avons pu munir nos chambres de lignes à retard qui, grâce à une vitesse de propagation des signaux relativement lente (170 cm/ μ s), conduisent à une excellente résolution spatiale, équivalente à 0,06 % de la longueur totale des lignes.

Une partie importante de ce travail a été consacrée à l'étude détaillée du fonctionnement de ces chambres à dérive. A l'aide de deux dispositifs expérimentaux complémentaires, nous avons concentré nos efforts sur la détermination de :

- 1°) l'efficacité de détection des chambres ;
- 2°) la paramétrisation des relations espace-temps permettant de convertir en coordonnées spatiales les temps mesurés dans une chambre ;
- 3°) la résolution spatiale du détecteur.

L'étude des caractéristiques de la dérive des électrons nous a permis de tirer les conclusions suivantes :

- 1°) L'efficacité moyenne de détection du signal d'anode, déterminée pour une chambre utilisée dans des conditions de fonctionnement optimales, est de $99,20 \pm 0,05$ % pour les distances de dérive inférieures à 9,4 cm, la demi-largeur d'une chambre étant de 9,85 cm.
- 2°) Etant donné que nous désirons obtenir une résolution voisine du mm, il apparaît que la relation espace-temps est décrite de manière satisfaisante par une relation parabolique pour les distances de dérive inférieures à 1,5 cm et par une relation linéaire dans le reste de l'espace de dérive. Les variations des vitesses de dérive à gauche et à droite du fil d'anode sont de l'ordre de 2 %, de même que celles des vitesses mesurées dans les différentes chambres d'une même couche. Pour les distances de dérive comprises entre 1,5 cm et 8 cm, les écarts systématiques par rapport à la linéarité restent en moyenne inférieurs à 1 mm.

3°) La résolution intrinsèque de nos chambres reste meilleure que le mm pour les distances de dérive inférieures à 6 cm et atteint 2,5 mm pour les distances supérieures à 8 cm. Nous avons montré que, pour les distances supérieures à 1,5 cm, une résolution moyenne de $1,23 \pm 0,01$ mm est atteinte en utilisant une relation espace-temps linéaire, identique pour toutes les chambres d'une même couche.

L'étude du comportement des lignes à retard nous a apporté les enseignements suivants :

- 1°) L'efficacité moyenne de détection des signaux d'une ligne à retard est de $99,76 \pm 0,01$ % si on demande qu'un signal soit présent sur au moins une des deux extrémités de la ligne. Exigeant qu'un signal soit détecté des deux côtés de la ligne, et que ces signaux soient compatibles avec l'impulsion d'anode, l'efficacité d'une ligne est alors de $95,2 \pm 0,1$ % en moyenne.
- 2°) Les vitesses de propagation des signaux le long des lignes à retard sont différentes pour chacune d'elles. Utilisant la différence des temps enregistrés aux deux extrémités d'une ligne pour déterminer la position du signal induit, les non-linéarités de la relation espace-temps restent inférieures à 2 mm en moyenne. Lorsqu'on utilise le temps enregistré sur une seule extrémité, ces non-linéarités peuvent atteindre près de 1,5 cm. Toutefois, une procédure de correction - identique pour toutes les lignes - permet de les réduire à moins de 2 mm. Nous avons observé que la distance séparant une ligne et la carcasse de la chambre influence la vitesse de propagation des signaux et la rend dépendante de l'orientation des chambres par rapport à la verticale.
- 3°) La résolution intrinsèque d'une ligne à retard s'échelonne entre 1,5 mm en son milieu et 2,5 mm à ses extrémités. Combinée avec la bonne linéarité de la relation espace-temps, cette résolution conduit à une précision moyenne de $2,34 \pm 0,01$ mm sur les coordonnées reconstruites à partir de la différence des temps enregistrés aux deux extrémités de la ligne.

L'ensemble des résultats obtenus montre que les performances de nos chambres dans la direction de la dérive sont proches de celles souhaitées lors de la conception du détecteur, à savoir : une efficacité de 100% et une résolution de 1 mm. Par contre, notre analyse indique que la résolution des lignes à retard est quatre fois meilleure que celle de 10 mm prévue.

Lors des études préliminaires à l'expérience, les quadrants

n'ont pu être testés, pour des raisons pratiques, qu'en position horizontale. Ces quadrants étant placés à la verticale dans DELPHI, nous avons procédé à une vérification de leur comportement sur base des événements enregistrés lors des prises de données de l'expérience DELPHI en 1990 et 1991. Cette étude, réalisée essentiellement à l'aide du halo de muons accompagnant les faisceaux du LEP, a montré que :

- 1°) L'efficacité de détection d'un point d'impact dans une couche de chambres du bouchon C est de $92,12 \pm 0,08$ %, la contribution des espaces morts à l'inefficacité étant de l'ordre de 5 %. Cette efficacité de détection n'atteint que $83,58 \pm 0,15$ % dans le bouchon A, suite à un mauvais fonctionnement de l'électronique de lecture au cours de l'année 1991.
- 2°) Les coordonnées d'un point d'impact sont déterminées avec une précision moyenne de $5,30 \pm 0,07$ mm. Cette résolution est nettement moins bonne que celles de $1,23 \pm 0,01$ mm et de $2,34 \pm 0,01$ mm obtenues respectivement en dérive et le long des lignes à retard lors des tests préliminaires à l'expérience. Cette dégradation de la résolution est due essentiellement, d'une part, à l'utilisation dans le programme de reconstruction des événements DELPHI de paramètres inadéquats pour décrire la relation espace-temps en dérive, et d'autre part, à l'influence du champ magnétique de DELPHI sur le comportement des lignes à retard. La recalibration des relations espace-temps en dérive et la correction des effets du champ magnétique conduit à une résolution de $3,00 \pm 0,03$ mm.

En définitive, le comportement du détecteur de muons vers l'avant de DELPHI s'avère pleinement satisfaisant, malgré des performances légèrement moins bonnes que celles escomptées sur base des études préliminaires.

Pour illustrer le rôle de notre détecteur dans l'identification des muons, nous avons déterminé l'asymétrie avant-arrière de l'interaction $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ en analysant les données enregistrées par l'expérience DELPHI en 1991. Nous avons développé une procédure de sélection qui nous a permis d'obtenir un échantillon de 10882 événements dimuons. L'efficacité de cette procédure, estimée à partir d'événements $\mu^+\mu^-$ simulés, est de $89,8 \pm 0,2$ %. La contamination des muons cosmiques représente $0,8 \pm 0,1$ % de l'échantillon final, celle des états finals $\tau^+\tau^-$ étant de $1,12 \pm 0,08$ %. Parmi les événements sélectionnés, $2,0 \pm 0,1$ % contiennent deux muons de charge identique et $2,1 \pm 0,1$ % ne contiennent qu'une seule trace de particule chargée reconstruite.

Nous avons montré que, pour les muons émis avec un angle polaire $\theta < 20^\circ$ ou $\theta > 160^\circ$, la détermination de leur charge à l'aide des informations fournies par les détecteurs de trace est peu fiable : la probabilité que cette charge soit fautive est de $31,4 \pm 3,9$ %. Tirant parti de la trajectoire courbe suivie par une particule chargée dans le plan perpendiculaire au champ magnétique de DELPHI, nous avons développé une méthode originale permettant de déterminer la charge des deux muons en utilisant uniquement les coordonnées de leurs points d'impact au sein de l'identificateur de muons. Appliquée sur des événements $\mu^+\mu^-$ simulés, cette méthode conduit à un échantillon ne contenant plus que $0,15 \pm 0,03$ % d'événements où la charge d'au moins un des deux muons est mal déterminée, contre $3,25 \pm 0,13$ % précédemment.

Nous avons déterminé la valeur de l'asymétrie avant-arrière pour 8 valeurs de l'énergie disponible dans le centre de masse, comprises entre 88,5 GeV et 93,7 GeV. Pour l'énergie la plus proche du pôle du boson Z^0 , égale à 91,24 GeV, nous obtenons la valeur

$$A_{FB} = 0,0208 \pm 0,0131 \text{ (stat.)} \pm 0,005 \text{ (syst.)}$$

sur base d'un échantillon de 5328 événements.

Ajustant les prédictions théoriques du Modèle Standard sur les mesures expérimentales de l'asymétrie avant-arrière et de la section efficace du processus $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$, nous avons déterminé les valeurs effectives des constantes de couplage vecteur et vecteur-axial :

$$\bar{v}_1^{-2} = 0,0016 \pm 0,0008 \text{ (stat.)} \pm 0,0003 \text{ (syst.)} \pm 0,0001 (M_Z, \Gamma_Z)$$

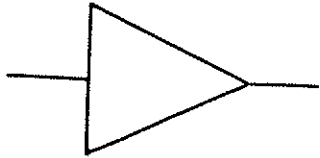
$$\bar{a}_1^{-2} = 0,2474 \pm 0,0015 \text{ (stat.)} \pm 0,0010 \text{ (syst.)} \pm 0,0013 (M_Z, \Gamma_Z)$$

Dans le cadre de l'approximation de Born améliorée, nous en avons déduit les valeurs de différents paramètres du Modèle Standard :

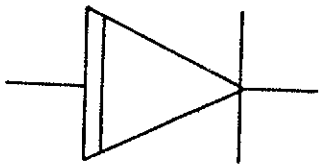
- 1°) la largeur partielle de désintégration du boson Z^0 en leptons chargés : $\Gamma_1 = 82,6 \pm 0,8$ MeV ;
- 2°) le paramètre de Veltman effectif : $\bar{\rho} = 0,990 \pm 0,009$;
- 3°) l'angle de mélange faible effectif : $\sin^2 \bar{\theta}_w = 0,230 \pm 0,006$.

Tous ces résultats se révèlent en bon accord avec les prédictions du Modèle Standard des interactions électrofaibles, ainsi qu'avec les résultats obtenus en 1990 par les 4 expériences du LEP.

APPENDICE A : Légende des schémas de câblage



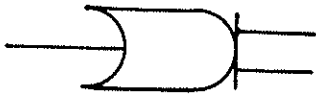
Amplificateur de charge



Discriminateur



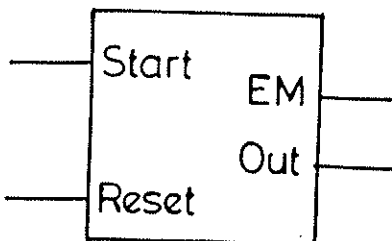
Unité de coïncidence



Fan-Out logique



Délai de câbles



Unité de temporisation

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [1.1] " Elementary Particle Physics ", O.Nachtman, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg 1990.
- [1.2] - " A Model of Leptons ", S.Weinberg, Phys.Rev.Lett. 19(1967), 1264.
- " Elementary Particle Theory ", A.Salam, ed. N.Svertholm, Almquist et Wiksells, Stockholm 1968.
- [1.3] " Partial-Symmetries of Weak Interactions ", S.L.Glashow, Nucl. Phys. B22 (1961), 579.
- [1.4] " Weak Interactions with Lepton-Hadron Symmetry ", S.L.Glashow, J.Iliopoulos et L.Maiani, Phys.Rev. D2 (1970), 1285.
- [1.5] - " Renormalization of Massless Yang-Mills Fields ", G.'t Hooft, Nucl. Phys. B33 (1971), 173.
- " Renormalizable Lagrangians for Massive Yang-Mills Fields ", G.'t Hooft, Nucl. Phys. B35 (1971), 167.
- [1.6] " Gauge Theories of the Strong, Weak and Electromagnetic Interactions ", C.Quigg, The Benjamin/Cummings Publishing Company, Inc., 1983.
- [1.7] " CP-Violation in the Renormalizable Theory of Weak Interaction " M.Kobayashi et T.Maskawa, Prog. Theor. Phys. 49 (1973), 652.
- [1.8] - " Broken Symmetries, Massless Particles and Gauge Fields ", P.W.Higgs, Phys. Lett. 12 (1964), 132.
- " Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons ", P.W.Higgs, Phys. Rev. Lett. 13 (1964), 508.
- " Broken Symmetries and the Mass of Gauge Vector Mesons ", T.Englert et R.Brout, Phys. Rev. Lett. 13 (1964), 321.
- [1.9] " Radiative Effects and Flavor Mixing in the Standard Model ", R.D.Peccei, DESY 88-180 (1988).
- [1.10] " Bosons de Higgs au-delà du modèle standard minimal ", P.Taxil, CPT-90/P.2482 (1990).
- [1.11] - " Tests of the Standard Theory of Electroweak Interactions ", C.Kiesling, Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg 1988.
- " Electroweak Physics with LEP ", M.Davier, LAL 92-18 (1992).
- [1.12] - " Search for Elastic Muon-Neutrino Electron Scattering ", F.J.Hasert et al., Phys. Lett. 46B (1973), 121.
- " Observation of Neutrino-like Interactions without Muon or Electron in the Gargamelle Neutrino Experiment ", F.J.Hasert et al., Phys.Lett. 46B (1973), 138.

- [1.13] - " Experimental Observation of Isolated Large Transverse Energy Electrons with Associated Missing Energy at $\sqrt{s} = 540$ GeV ", G.Arnison et al., UA1 Collaboration, Phys. Lett. 122B (1983), 103.
- " Experimental Observation of Lepton Pairs of Invariant Mass around $95 \text{ GeV}/c^2$ at the CERN SPS Collider ", G.Arnison et al., UA1 Collaboration, Phys. Lett. 126B (1983), 398.
- " Observation of Single Isolated Electrons of High Transverse Momentum in Events with Missing Transverse Energy at the CERN $p\bar{p}$ Collider ", M.Banner et al., UA2 Collaboration, Phys. Lett. 122B (1983), 476.
- " Evidence for $Z^0 \rightarrow e^+e^-$ at the CERN $p\bar{p}$ Collider ", M.Banner et al., UA2 Collaboration, Phys. Lett. 129B (1983), 130.
- [1.14] " A Precise Determination of the W and Z masses at the CERN $p\bar{p}$ Collider ", J.Alitti et al., UA2 Collaboration, Phys.Lett. 241B (1990), 150.
- [1.15] " Determination of Z^0 Resonance Parameters and Couplings from its Hadronic and Leptonic Decays ", P.Abreu et al., DELPHI Collaboration, Nucl. Phys. B367 (1991), 511.
- [1.16] " Results from LEP and the SLC ", F.Dydak, CERN-PPE/91-14 (1991).
- [1.17] " Z^0 Physics at LEP 1 ", édité par G.Altarelli, R.Kleiss et C.Verzegnassi, CERN 89-08 (1989), volume 1.
- [2.1] " ECFA Workshop on LEP200 ", Aachen, Septembre 1986, CERN 87-08 (1987), volumes 1 et 2.
- [2.2] " Report of the Working Group on High Luminosities at LEP ", édité par E.Blucher et al., CERN 91-02 (1991).
- [2.3] " Polarization at LEP ", édité par G.Alexander et al., CERN 88-06 (1988), volumes 1 et 2.
- [2.4] " ALEPH: a Detector for Electron-Positron Annihilations at LEP", D.Decamp et al., Collaboration ALEPH, Nucl. Instr. and Meth. A294(1990), 121.
- [2.5] " The DELPHI Detector at LEP ", P.Aarnio et al., Collaboration DELPHI, Nucl. Instr. and Meth. A303 (1991), 233.
- [2.6] " The Construction of the L3 Experiment ", B.Adeva et al., Nucl. Instr. and Meth. A289(1990), 35.
- [2.7] " The OPAL Detector at LEP ", K.Ahmet et al., Collaboration OPAL, Nucl. Instr. and Meth. A305 (1991), 275.

- [2.8] "The DELPHI Trigger in 1992", G.Valenti, note DELPHI 92-18 DAS 123 (1992).
- [2.9] "Evaluation of the Trigger Efficiency for $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ in 1991", P.Kluit, note DELPHI 92-34 PHYS 167 (1992).
- [3.1] " DELPHI Technical Proposal ", Collaboration DELPHI, CERN-LEPC/83-3 (1983).
- [3.2] " Principles of Operations of Multiwire Proportional and Drift Chambers ", F.Sauli, CERN 77-09 (1977).
- [3.3] " Electrons in Gases ", J.Townsend, Hutchinson, London, 1947.
- [3.4] " Drift and Diffusion of Electrons in Gases : a Compilation ", A.Peisert et F.Sauli, CERN 84-08 (1984).
- [3.5] " Recent Observations and Measurements with High-Accuracy Drift Chambers ", A.Breskin et al., Nucl. Instr. and Meth. 124 (1975), 189.
- [3.6] " Etude d'un détecteur de particules à très haute précision spatiale ", G.Schultz, Thèse (1976), Université de Strasbourg, non publié.
- [3.7] " Investigation of some Properties of Multiwire Proportional Chambers ", R.Bouclier et al., Nucl. Instr. and Meth. 88 (1970), 149.
- [3.8] " On a High-Current Mode of Wire-Chamber Performance ", G.D.Alekseev et al., Nucl. Instr. and Meth. 153 (1978), 157.
- [3.9] " Some Observations Concerning the Construction of Proportional Chambers with Thick Sense Wires ", S.Brehin et al., Nucl. Instr. and Meth. 123 (1975), 225.
- [3.10] " Self-Quenching Streamers ", M.Atac et al., Nucl. Instr. and Meth. 200 (1982), 345.
- [3.11] " Investigations of Self-Quenching Streamer Discharge in a Wire Chamber ", G.D.Alekseev et al., Nucl. Instr. and Meth. 177 (1980), 385.
- [3.12] " A Model of the Limited Streamer Mechanism ", F.E.Taylor, Nucl. Instr. and Meth. A289 (1990), 283.
- [3.13] " A Possible Mechanism of the Self Quenching Streamer Mode ", L.S.Zhang, Nucl. Instr. and Meth. A247 (1986), 343.
- [3.14] " Nonflammable Gas Mixtures for Streamer Tubes ", J.H.Moromisato et al., Nucl. Instr. and Meth. A274 (1989), 177.
- [3.15] " Observation of Large Saturated Pulses in Wire Chambers Filled with Argon-Carbon Dioxide Mixtures ", T.A.Mulera et

- V.Perez-Mendez, Nucl. Instr. and Meth. 203 (1982), 609.
- [3.16] " Operation of Limited Streamer Tubes ", G.Battistoni et al., Nucl. Instr. and Meth. 164 (1979), 57.
- [3.17] " Self-Quenching Streamer in Magic Gas Mixtures ", N.Koori et al., Nucl. Instr. and Meth. A243 (1986), 486.
- [3.18] " Self-Quenching Streamer Discharge under Extremely Large Amounts of Quenching Gas ", T.J. You et al., Nucl. Instr. and Meth. A252 (1986), 61.
- [3.19] " The Self-Quenching Streamer Discharge in Ar-CO₂ Mixtures ", Y.Kamyshkov et al., Nucl. Instr. and Meth. A257 (1987), 125.
- [3.20] " Quenching Gases for Limited-Streamer Operation ", P.Rapp, Nucl. Instr. and Meth. A244 (1985), 430.
- [3.21] " A Study of Nonflammable Gas Mixtures for Limited Streamer Tubes in the VENUS Detector at TRISTAN ", T.Uebayashi et al., Nucl. Instr. and Meth. A265 (1988), 457.
- [3.22] " Plastic Streamer Tubes and their Applications in High Energy Physics ", E.Iarocci, Nucl. Instr. and Meth. 217 (1983), 30.
- [3.23] " Influence of Gas Mixture and Cathode Material on Limited Streamer Operation ", G.Battistoni et al., Nucl. Instr. and Meth. 217 (1983), 433.
- [3.24] " Properties of Streamer in Streamer Tubes ", R.Baumgart et al., Nucl. Instr. and Meth. 222 (1984), 448.
- [3.25] " Wire Chamber Aging ", J.A.Kadyk, Nucl. Instr. and Meth. A300 (1991), 436.
- [3.26] " CDF Central Muon Detector ", G.Ascoli et al., Nucl. Instr. and Meth. A268 (1988), 33.
- [3.27] " Tension Measurement of 7.6 m Drift Tubes of the VENUS Muon Detector ", Y.Asano et al., Nucl. Instr. and Meth. A254 (1987), 35.
- [3.28] " Electromagnetic Delay Lines in Spark, Proportional and Drift Chamber Applications ", P.Lecomte et al., Nucl. Instr. and Meth. 153 (1978), 543.
- [3.29] " Drift Chambers Operated in the Limited Streamer Mode ", C.De Clercq et al., Nucl. Instr. and Meth. A243 (1986), 77.
- [3.30] " Drift Chambers with Delay Line Readout Operated in the Limited Streamer Mode ", E.Daubie et al., Nucl. Instr. and Meth. A252 (1986), 435.
- [3.31] " Test Results of a Streamer Drift Chamber for the Forward Muon Identifier of the DELPHI Experiment in the Presence of a

- Magnetic Field ", E.Daubie et al., note DELPHI 87-29 TRACK 45 (1987).
- [3.32] " Etude de chambres à dérive d'électrons exploitées en mode streamer limité avec une distance de dérive maximale de 10 cm ", E.Daubie, Thèse de doctorat (1990), Université de Mons Hainaut, non publié.
- [3.33] " Performance Improvement of Streamer Drift Chambers by the Addition of Organic Vapours to the Gas Mixture ", E.Daubie et al., Nucl. Instr. and Meth. A273 (1988), 553.
- [3.34] " The Forward Muon Detector of the DELPHI Experiment at LEP ", J.Buytaert et al., Nucl. Instr. and Meth. A310 (1991), 596.
- [3.35] " MECL : System Design Handbook ", W.R.Blood Jr., Motorola Semiconductor Products (1980).
- [3.36] " The LTD : a FASTBUS Time Digitizer for LEP Detectors ", G.Delavallade et J.P.Vanuxem, Nucl. Instr. and Meth. A252 (1986), 596.
- [3.37] " The DELPHI FASTBUS read-out ", Ph.Charpentier et C.M.Story, note DELPHI 86-47 DAS 32 (1986).
- [4.1] " MINUIT - a System for Function Minimization and Analysis of the Parameter Errors and Correlation ", F.James et M.Roos, Comp.Phys.Comm. 10 (1975), 343.
- [4.2] " The DELPHI Fastbus Data Acquisition System ", Ph. Charpentier et al., note DELPHI 91-92 DAS 112 (1991).
- [4.3] " Testrig Reference Systems ", W. Van Doninck, note interne (1988).
- [4.4] " Manuel pour les tests des lignes à retard ", C. De Clercq, B. Goorens et W. Van Doninck, note interne (1986).
- [5.1] " DELPHI Data Analysis Program (DELANA) User's Guide ", note DELPHI 89-44 PROG 137 (1989).
- [5.2] " Le Modèle Standard à l'Épreuve du LEP ", D.Bertrand, Thèse d'Agrégation de l'Enseignement Supérieur, ULB, 1992.
- [5.3] " Lecture de la seconde coordonnée dans des chambres à dérive fonctionnant en mode à dard ", F.Rasio et H.Waelbroeck, mémoire de fin d'étude (1985), Université Libre de Bruxelles, non publié.
- [5.4] " On the Possibility of the Calibration of the DELPHI Forward Detectors with LEP Halo Muons ", S.I.Bitukov et al., note

- DELPHI 89-90 TRACK 59 (1989).
- [5.5] P.Klee, communication privée.
- [6.1] " EMMASS : Muon Identification Within DELPHI ", N.Crosland et al., note DELPHI 92-17 PHYS 157 (1992).
- [6.2] " DELANA Tags for 1991 Data ", J.Wickens, note DELPHI 91-20 PHYS 91 (1991).
- [6.3] " Physics Team Tagging Criteria in PXTAG ", J.Wickens, note DELPHI 92-44 PROG 184 (1992).
- [6.4] " DELSIM : DELPHI Event Generation and Detector Simulation - User's Guide ", note DELPHI 89-67 PROG 142 (1989).
- [6.5] " Electromagnetic Radiative Corrections at LEP-SLC Energies for Experimentalists ", J.E.Champagne et R.Zitoun, Z.Phys. C43 (1989), 469.
- [6.6] " Monte-Carlos for Electroweak Physics ", R.Kleiss et al., dans 'Z Physics at LEP 1', volume 3, CERN 89-08 (1989), 69.
- [6.7] M.Vollmer, communication privée.
- [6.8] " Beam Position Study for 1991 Data ", P.Billoir, F.Ledroit et Tz.Spasooff, note DELPHI 92-3 PHYS 152 (1992).
- [6.9] " A Measurement of the $b\bar{b}$ Forward-Backward Asymmetry Using the Semileptonic Decay into Muons ", P.Abreu et al., Collaboration DELPHI, Phys. Lett. B276 (1992), 536.
- [6.10] " DELPHI Status Report ", U.Amaldi, note DELPHI 91-108 GEN 122 (1991).
- [6.11] " ODTIME Package Write-Up ", P.Astier et A.Letessier-Selvon, note DELPHI 91-106 PHYS 148 (1991).
- [6.12] " Studies of Muon-Pair Production in e^+e^- Annihilations at the LEP Collider ", N.Crosland, Thèse de doctorat, Oxford (1991), non publié.
- [6.13] " An Analytical Program for Fermion Pair Production in e^+e^- Annihilation ", D.Bardin et al., note CERN-TH 6443 (1992).
- [6.14] " Preliminary DELPHI Results on the Z^0 Resonance Parameters and its Electroweak Couplings ", D.Bardin et al., note DELPHI 92-114 PHYS 220 (1992).
- [6.15] " The Energy Calibration of LEP in 1991 ", L.Arnaudon et al., note CERN-PPE/92-125 (1992).
- [6.16] " Theory of Precision Electroweak Experiments ", G.Altarelli, Proceedings of the 1989 International Symposium on Lepton and Photon Interaction at High Energies, Stanford University, Août

- 1989, 286.
- [6.17] " Improved Measurements of Electroweak Parameters from Z Decays into Fermion Pairs ", D.Decamp et al., Collaboration ALEPH, Z. Phys. C53 (1992), 1.
- [6.18] " Measurements of Electroweak Parameters from Hadronic and Leptonic Decays of the Z^0 ", B.Adeva et al., Collaboration L3, Z. Phys. C51 (1991), 179.
- [6.19] " Measurements of the Z^0 Line Shape Parameters and the Electroweak Couplings of Charged Leptons ", G.Alexander et al., Collaboration OPAL, Z. Phys. C52 (1991), 175.
- [6.20] " Model Independent Fitting to the Z Line Shape ", M.Martinez et al., Z. Phys. C49 (1991), 645.
- [6.21] " Electroweak Parameters of the Z^0 Resonance and the Standard Model ", Collaborations ALEPH, DELPHI, L3 et OPAL, Phys. Lett. B276 (1992), 247.

REMERCIEMENTS

Je tiens tout d'abord à exprimer mes plus vifs remerciements aux Professeurs Jean Sacton de l'ULB et Jacques Lemonne de la VUB pour m'avoir accueilli au sein de leur laboratoire. Je leur suis très reconnaissant du soutien et des encouragements qu'ils m'ont apporté tout au long de mon travail, ainsi que de l'attention qu'ils ont consacrée à la lecture du manuscrit.

Tout au long de mes travaux de recherche, mes pas ont été guidés par le Docteur Walter Van Doninck. Son intérêt marqué pour les résultats de mes travaux et ses remarques pertinentes m'ont permis de mener ce travail à son terme. Travailler en sa compagnie a été un enchantement pour moi et je l'en remercie chaleureusement.

Ma plus vive reconnaissance s'adresse également au Docteur Catherine Vander Velde, pour sa lecture attentive du manuscrit de cette thèse et ses critiques toujours constructives.

Je tiens encore à remercier le Professeur Fernand Grard de l'Université de Mons-Hainaut de m'avoir permis d'utiliser les ressources de son laboratoire pour réaliser une partie de ce travail.

Il me tient à coeur d'adresser mes remerciements à Myriam Pins pour le soin qu'elle a apporté dans la réalisation d'une partie des figures.

Ce travail a pu voir le jour grâce à la collaboration d'un grand nombre de personnes participant à l'expérience DELPHI. Il m'est impossible de les citer tous ici mais je tiens cependant à remercier tout particulièrement les Docteurs Catherine Declercq, John Wickens et Omer Pingot.

Enfin, je remercie mon épouse Judith pour sa patience et son soutien continu, ainsi que ma fille Mathilde pour la joie qu'elle apporte dans notre vie depuis sa naissance.

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION

CHAPITRE 1 : LA PHYSIQUE AU LEP

1.1	LES INTERACTIONS ELECTROFAIBLES	1-1
1.1.1	Introduction	1-1
1.1.2	Historique des interactions faibles	1-4
1.1.3	Le Modèle Standard des interactions électrofaibles	1-7
1.1.4	Vérifications expérimentales du Modèle Standard ..	1-14
1.2	L'INTERACTION $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$	1-17
1.2.1	Introduction	1-17
1.2.2	La section efficace	1-17
1.2.3	L'asymétrie avant-arrière	1-21
1.2.4	Les corrections radiatives	1-23
1.2.5	Conclusion	1-27
	LEGENDE DES FIGURES	1-28

CHAPITRE 2 : LE LEP ET LE DETECTEUR DELPHI

2.1	LE LEP.....	2-1
2.2	LE DETECTEUR DELPHI	2-4
2.2.1	Introduction	2-4
2.2.2	Description générale	2-5
2.2.3	La bobine supraconductrice	2-7
2.2.4	Les détecteurs de trace	2-7
2.2.5	Les compteurs Cherenkov	2-12
2.2.6	Les calorimètres électromagnétiques	2-14
2.2.7	La calorimètre hadronique	2-15
2.2.8	Les scintillateurs	2-16
2.2.9	Les chambres à muons	2-16
2.2.10	Les moniteurs de luminosité	2-19
2.2.11	Le système de déclenchement sélectif	2-20
	LEGENDE DES FIGURES	2-23

CHAPITRE 3 : L'IDENTIFICATEUR DE MUONS VERS L'AVANT DE DELPHI

3.1	PRINCIPE D'UN DETECTEUR DE MUONS	3-1
3.2	CONCEPTION DE L'IDENTIFICATEUR DE MUONS VERS L'AVANT DE DELPHI	3-2
3.3	PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT DES CHAMBRES A DERIVE	3-4
3.3.1	Interaction d'une particule chargée avec un milieu gazeux	3-5
3.3.2	Dérive et diffusion des charges dans un gaz	3-8
3.3.2.a	: Dérive des ions positifs	3-8
3.3.2.b	: Dérive des électrons	3-9
3.3.2.c	: Diffusion des charges	3-10
3.3.2.d	: Attachement des électrons lors de la dérive	3-11
3.3.3	Multiplication des électrons autour du fil d'anode	3-12
3.4	LE MODE A DARD LIMITE	3-15
3.4.1	Modèle de développement des avalanches en mode à dard limité	3-16
3.4.2	Conditions d'apparition du mode à dard limité	3-17
3.4.3	Phénomènes secondaires liés au mode à dard limité	3-19
3.4.4	Avantages du mode à dard limité	3-22
3.5	LECTURE DE LA SECONDE COORDONNEE PAR UNE LIGNE A RETARD	3-23
3.6	L'IDENTIFICATEUR DE MUONS MUF	3-25
3.6.1	Description des chambres à dérive	3-25
3.6.2	Etudes de mise au point des chambres à dérive	3-28
3.6.2.a	: Etude de prototypes de chambre à dérive et de ligne à retard	3-28
3.6.2.b	: Etude de l'influence d'un champ magnétique	3-29
3.6.2.c	: Détermination du mélange gazeux	3-32
3.6.3	Structure des quadrants	3-33
3.6.4	Infrastructure de l'identificateur de muons au sein de DELPHI	3-36
	LEGENDE DES FIGURES	3-40

**CHAPITRE 4 : ETUDE DES PERFORMANCES DES CHAMBRES A DERIVE DE
L'IDENTIFICATEUR DE MUONS VERS L'AVANT DE DELPHI**

4.1	INTRODUCTION	4-1
4.2	RECONSTRUCTION THEORIQUE DES POINTS D'IMPACT	4-2
4.2.1	Reconstruction de la distance de dérive d	4-2
4.2.2	Reconstruction de la coordonnée y le long de la ligne à retard	4-4
4.3	DISPOSITIFS EXPERIMENTAUX	4-7
4.3.1	Le petit hodoscope	4-7
4.3.1.a	: Système des petites chambres à dérive	4-8
4.3.1.b	: Système des grandes chambres à dérive	4-9
4.3.1.c	: Système d'acquisition des données	4-10
4.3.1.d	: Calibration des petites chambres de l'hodoscope	4-12
4.3.2	Le grand hodoscope	4-16
4.3.2.a	: Système de détection des particules cosmiques	4-17
4.3.2.b	: Structure mécanique de l'empilement des quadrants	4-17
4.3.2.c	: Système de distribution du mélange gazeux	4-17
4.3.2.d	: Système d'acquisition de données	4-18
4.3.2.e	: Sélection des données de calibration	4-19
4.3.2.f	: Système de référence	4-21
4.3.2.g	: Conditions générales de prises de données	4-22
4.4	ETUDE DES PERFORMANCES DES LIGNES A RETARD	4-23
4.4.1	Etude de l'efficacité de détection	4-23
4.4.2	Etude de la relation espace-temps	4-24
4.4.2.a	: Détermination des vitesses des lignes à retard avec des signaux injectés	4-24
4.4.2.b	: Etude de la paramétrisation des lignes à retard dans le grand hodoscope	4-26
4.4.2.c	: Comparaison des vitesses	4-30
4.4.2.d	: Etude des non-linéarités	4-31
4.4.2.e	: Paramétrisation des non-linéarités	4-34
4.4.2.f	: Origine des non-linéarités	4-40
4.4.2.g	: Influence du seuil de discrimination des signaux des lignes à retard	4-42

4.4.2.h : Variation des paramétrisations dans le temps	4-43
4.4.3 Etude de la résolution spatiale	4-45
4.4.3.a : Petit hodoscope	4-45
4.4.3.b : Grand hodoscope	4-46
4.5 ETUDE DES PERFORMANCES EN DERIVE	4-49
4.5.1 Etude de l'efficacité de détection	4-49
4.5.2 Etude de la relation espace-temps	4-49
4.5.2.a : Petit hodoscope	4-49
4.5.2.b : Grand hodoscope	4-53
4.5.3 Etude de la résolution spatiale	4-55
4.6 CONCLUSION	4-56
LEGENDE DES FIGURES	4-59

**CHAPITRE 5 : ETUDE DES PERFORMANCES DE L'IDENTIFICATEUR DE
MUONS VERS L'AVANT DANS DELPHI**

5.1 INTRODUCTION	5-1
5.2 RECONSTRUCTION DES POINTS D'IMPACT DANS LE MUF	5-2
5.3 RECALIBRATION DES VITESSES DES LIGNES A RETARD	5-7
5.3.1 Mesure des retards dus aux câbles	5-8
5.3.2 Détermination des nouvelles vitesses des lignes à retard	5-10
5.4 ETUDE DES PERFORMANCES DU MUF A L'AIDE DE MUONS PARALLELES	5-13
5.4.1 Méthodes d'analyse des muons parallèles	5-14
5.4.2 Etude de l'efficacité de détection du MUF	5-15
5.4.2.a : Etude des canaux morts	5-15
5.4.2.b : Détermination des potentiels d'anode	5-16
5.4.2.c : Etude de l'efficacité de détection	5-17
5.4.3 Vérification des paramétrisations en dérive et le long des lignes à retard	5-19
5.4.4 Influence du champ magnétique de DELPHI sur les lignes à retard	5-22
5.4.5 Etude de la résolution spatiale	5-24
5.5 ETUDE DES PERFORMANCES DU MUF A L'AIDE D'EVENEMENTS $\mu^+ \mu^-$	5-26
5.6 CONCLUSION	5-28
LEGENDE DES FIGURES	5-30

CHAPITRE 6 : DETERMINATION DE L'ASYMETRIE AVANT-ARRIERE DANS**L'INTERACTION $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$**

6.1	INTRODUCTION	6-1
6.2	RECONSTRUCTION DES EVENEMENTS	6-2
6.3	REDUCTION DES DONNEES	6-6
6.4	SELECTION DES EVENEMENTS DIMUONS	6-9
6.4.1	Introduction	6-9
6.4.2	Nombre de particules chargées	6-10
6.4.3	Impulsion des particules chargées	6-11
6.4.4	Angle d'acolinéarité	6-13
6.4.5	Zone d'interaction	6-14
6.4.6	Identification des muons	6-16
6.4.6.a	: Les chambres à muons	6-17
6.4.6.b	: Le calorimètre hadronique	6-20
6.4.6.c	: Les calorimètres électromagnétiques	6-21
6.4.6.d	: Efficacité d'identification des muons	6-21
6.4.7	Etude des bruits de fond	6-23
6.4.7.a	: Etats finals $\tau^+\tau^-$	6-23
6.4.7.b	: Muons cosmiques	6-25
6.4.7.c	: Autres sources de bruit de fond	6-27
6.4.8	Conclusion	6-28
6.5	IDENTIFICATION DE LA CHARGE DES MUONS	6-28
6.5.1	Introduction	6-28
6.5.2	Détermination des charges des muons pour des événements simulés	6-30
6.5.3	Utilisation des chambres à muons pour déterminer la charge des muons	6-33
6.5.3.a	: Exposé de la méthode	6-33
6.5.3.b	: Application de la méthode aux données simulées	6-35
6.5.3.c	: Application de la méthode aux données réelles	6-39
6.5.4	Conclusion	6-41
6.6	DETERMINATION DE L'ASYMETRIE AVANT-ARRIERE	6-41
6.6.1	Méthode de comptage	6-42
6.6.2	Ajustement de la distribution angulaire attendue	6-43
6.6.3	Erreurs systématiques	6-44

6.7 DETERMINATION DES CONSTANTES DE COUPLAGE VECTEUR ET VECTEUR-AXIAL	6-46
6.8 CONCLUSION	6-52
LEGENDE DES FIGURES	6-54

CONCLUSIONS

APPENDICE A

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

REMERCIEMENTS