

ORSAY

n° d'ordre

LAL 88-19

Juin 1988

UNIVERSITE PARIS VII

THESE

*présentée
pour obtenir*

*le titre de DOCTEUR EN SCIENCES PHYSIQUES
de l'Université PARIS VII*

par

Pierre ANTILOGUS

***Calibration de la TPC de DELPHI pour la mesure du dE/dx
Etude des oscillations des mésons beaux dans DELPHI***

soutenue le 10 Juin 1988 devant la Commission d'Examen

MM. M. DAVIER *Président*
M. BAUBILLIER
H.J. HILKE
F. PIERRE
F. RICHARD
G. SMADJA

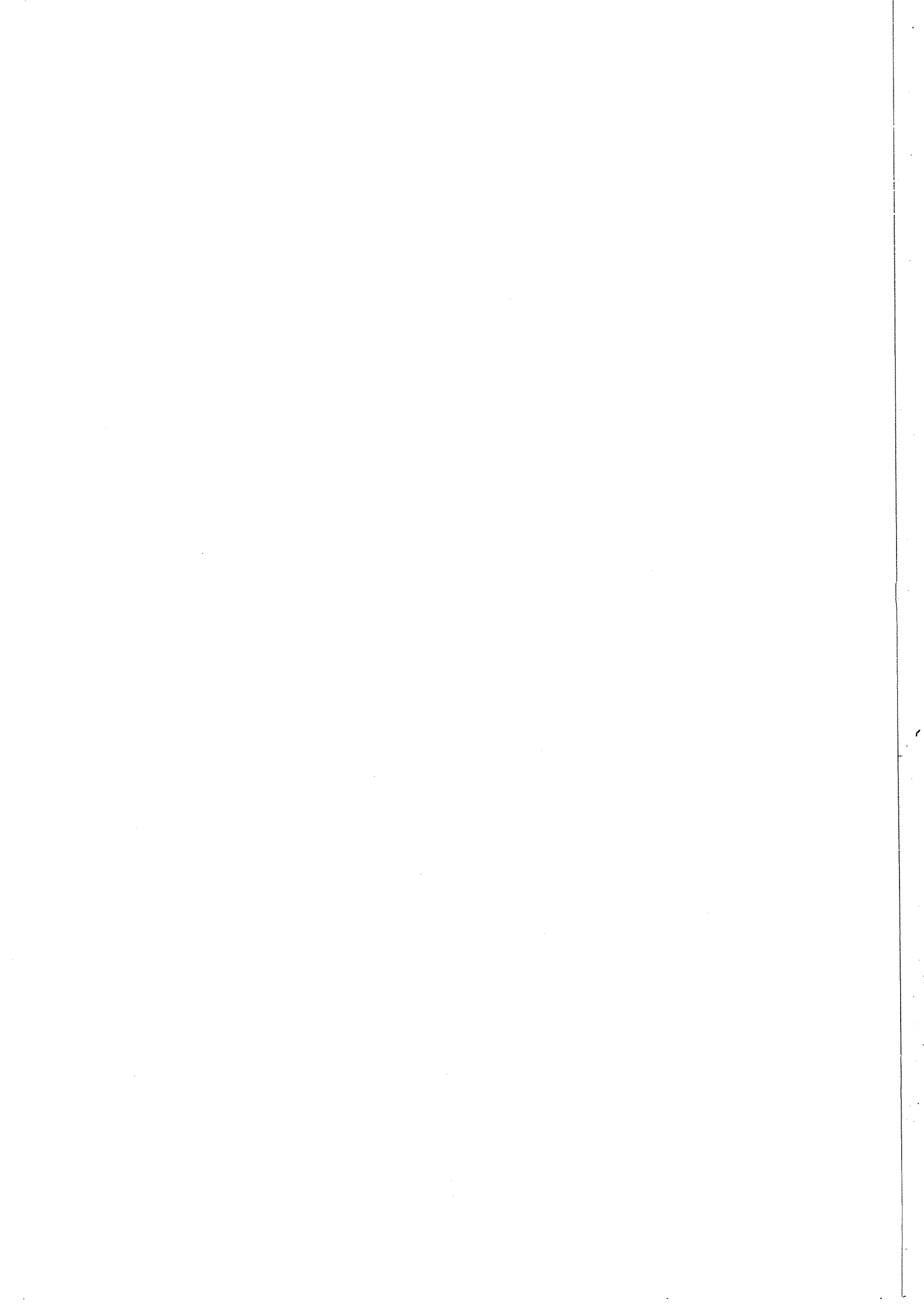
100402

Thesis - 1988 - Antilogus



CERN
BIBLIOTHEQUE

A mon frère



PREMIERE PARTIE - LA TPC DE DELPHI	1
CHAPITRE I - DELPHI	3
I.1 μ -VERTEX	3
I.2 DETECTEURS DE TRACES CHARGÉES	5
I.2.1 DÉTECTEUR INTERNE	5
I.2.2 TPC	5
I.2.3 DÉTECTEUR EXTERNE	5
I.2.4 CHAMBRES AVANT	7
I.2.5 COMBINAISON DES DIFFÉRENTS DÉTECTEURS DE TRACES CHARGÉES	7
I.3 RICH	9
I.4 CALORIMETRES ELECTROMAGNETIQUES	11
I.5 CALORIMETRE HADRONIQUE	11
I.6 CHAMBRES À MUONS	12
I.7 S.A.T	12
I.8 DÉCLENCHEMENT	12
CHAPITRE II - LA TPC	15
II.1 INTRODUCTION	15
II.2 PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT	15
II.3 DESCRIPTION DE LA TPC DE DELPHI	18
II.3.1 ENCEINTE	18
II.3.2 SECTEUR	19
3.2.1) <i>Damiers</i>	19
3.2.2) <i>Grilles</i>	21
3.2.3) <i>Electronique</i>	23
3.2.4) <i>Outil de calibration</i>	25
II.4 RESOLUTION SPATIALE	25
II.4.1 FLUCTUATION DE LANDAU	25
II.4.2 DIFFUSION	27
II.4.3 EFFET EXB	28
II.4.4 ÉLECTRONIQUE	29
II.4.5 CONCLUSION	31
II.5 DE/DX	33
II.5.1 PROCESSUS D'IONISATION	33
5.1.1 $\frac{d\sigma}{dE}$	33
5.1.2 <i>Ionisation dans l'argon</i>	34
II.5.2 MESURE DU dE/dx	35

II.5.3 IDENTIFICATION	37
CHAPITRE III - CALIBRATION DES FILS DE LA TPC DE DELPHI.....	41
III.1 INTRODUCTION	41
III.2 PHYSIQUE D'UNE CHAMBRE PROPORTIONNELLE	41
III.2.1 PROCESSUS D'AMPLIFICATION	41
III.2.2 LE GAZ.....	43
III.2.3 CHAMP ÉLECTRIQUE.....	46
III.3 CALIBRATION DES SECTEURS, MOYENS UTILISES	47
III.3.1 SOURCE DE Fe^{55}	48
III.3.2 MONTAGE UTILISÉ POUR LA CALIBRATION	50
III.3.3 FORMES DES SPECTRES, EXTRACTION DES DONNÉES	53
III.3.4 MÉTHODE DE CALIBRATION.....	57
III.4 MESURES PRELIMINAIRES	66
III.4.1 MESURE DE LA DÉPENDANCE DU GAIN EN FONCTION DE LA DENSITÉ ET DE LA TENSION.....	66
III.4.2 EFFET DE LA POLLUTION SUR LE GAIN.....	70
III.4.3 VIEILLISSEMENT	72
III.5 MESURE DES CARTES DE GAIN.....	75
III.5.1 CONDITION DE MESURE DES CARTES DE GAIN	75
III.5.2 CARTES DE GAIN	77
III.6 INTERPRETATION DES CARTES DE GAIN	80
III.6.1 TROUS LOCAUX	80
III.6.2 FLUCTUATION FIL À FIL.....	80
III.6.3 TEMPÉRATURE.....	82
III.6.4 TAILLE DES GAPS	86
III.6.5 EFFET DE BORD	86
III.7 UTILISATION DES CARTES DE GAIN DANS LA MESURE DU DE/DX	92
III.7.1 ERREURS SYSTÉMATIQUES SUR LA MESURE DU DE/DX	92
III.7.2 UTILISATION DES CARTES DE GAIN	94
III.8 CONCLUSION.....	102
REFERENCES - 1ère PARTIE.....	103

DEUXIEME PARTIE - OSCILLATION B_q^0/\bar{B}_q^0	107
CHAPITRE I - INTRODUCTION THEORIQUE.....	109
I.1 DEFINITION DES OSCILLATIONS, INTRODUCTION DE x ET y	109
I.2 x ET y DANS LE MODELE STANDARD.....	111
I.3 RESULTATS EXPERIMENTAUX DISPONIBLES SUR LE MELANGE B_q^0/\bar{B}_q^0	114
I.4 ETUDE DETAILLEE DES OSCILLATIONS.....	117
I.4.1 EXPRESSION DE $ B_q^0(t)\rangle B_q^0(t)\rangle$	117
I.4.2 EFFET DU MELANGE SUR DES $B_q^0-\bar{B}_q^0$ PRODUITS AU Z^0	117
4.2.1) <i>Evolution temporelle du mélange</i>	117
4.2.2) <i>Expression de $\langle f H B_q^{(-)}(t)\rangle^2$</i>	124
CHAPITRE II - SIGNATURE DU MELANGE B_q^0/\bar{B}_q^0	127
II.1 SIGNATURE DES QUARKS $b\bar{b}$	127
II.1.1 SIGNATURE SEMI-LEPTONIQUE.....	127
II.1.2 SIGNATURE L^+K^-	130
II.1.3 IDENTIFICATION PAR LES K CHARGÉS.....	131
II.2 MESURE DES OSCILLATIONS.....	132
II.2.1 INTRODUCTION.....	132
II.2.2 DILEPTON.....	135
2.2.1) <i>Expression de R</i>	135
2.2.2) <i>Précision statistique</i>	136
2.2.3) <i>Erreur systématique</i>	137
II.2.3 ASYMÉTRIE.....	137
2.3.1) <i>Effet du mélange sur l'asymétrie</i>	137
2.3.2) <i>Précision de la méthode</i>	139
2.3.3) <i>Comparaison entre la mesure de χ par la méthode des dileptons et par la méthode de l'asymétrie</i>	140
II.2.4 CONTRIBUTION DES MÉSONS OSCILLANTS À LA VALEUR DE χ	141
II.2.5 CONTRAINTE SUR LE MÉLANGE A PARTIR D'UNE MESURE DE χ_s	143
II.2.6 RÉSULTATS.....	145
CHAPITRE III - MESURE TEMPORELLE DES OSCILLATIONS.....	147
III.1 INTRODUCTION.....	147
III.2 DEFINITIONS DES OBSERVABLES POUR UNE MESURE DIFFERENTIELLE DU MELANGE.....	148
III.2.1 $\chi(t)$, $S(t)$	148
III.2.2 $R(t)$, $f(t)$	150

III.3 SENSIBILITE AUX DIFFERENTS PARAMETRES DES OSCILLATIONS.....	150
III.3.1 EXEMPLE DE MÉLANGE.....	150
III.3.2 ACTION DE $\Delta M_q, \rho_q$ SUR LES OSCILLATIONS.....	153
III.4 RESOLUTION EN TEMPS	153
III.4.1 ESTIMATION DE LA RÉOLUTION	153
III.4.2 EFFET DE LA RÉOLUTION EN TEMPS SUR LES OBSERVABLES	158
4.2.1) <i>Fonction de résolution</i>	158
4.2.2) <i>Comportement de $f_{obs}(t)$ et $R_{obs}(t)$</i>	160
III.5 ERREUR STATISTIQUE.....	161
III.5.1 INTRODUCTION	161
III.5.2 DILEPTONS	162
III.6 RESUME ET CONCLUSIONS	166

ANNEXE A

COMPLEMENT SUR L'EVOLUTION TEMPORELLE DES OSCILLATIONS.....	167
---	-----

ANNEXE B

RESOLUTION GAUSSIENNE - CALCUL DE $\chi_{obs}(T)$ et $S_{obs}(T)$	171
---	-----

ANNEXE C

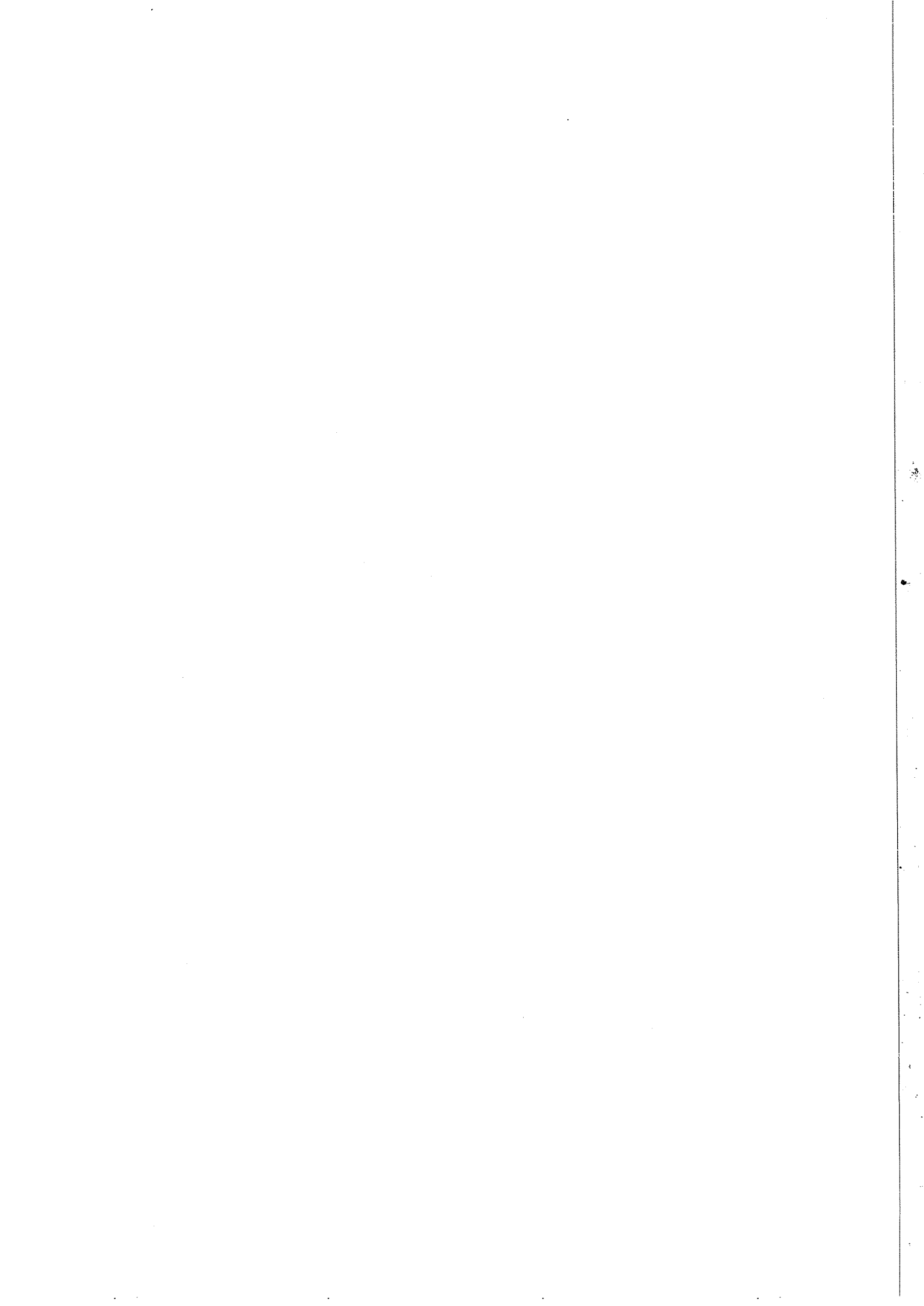
LE MELANGE $B_d^0 - \bar{B}_d^0$ à l'Y (4S).....	175
--	-----

REFERENCES - 2ème PARTIE.....	179
-------------------------------	-----

REMERCIEMENTS

PREMIERE PARTIE

LA TPC DE DELPHI



PREMIERE PARTIE

LA TPC DE DELPHI

L'anneau de collision e^+e^- du L.E.P. en fin de construction actuellement au C.E.R.N, a été conçu pour fonctionner dans sa première phase au pôle du Z^0 avec une luminosité de $\approx 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ (soit $\approx 1.10^6$ Z^0 "visibles"/ 50 jours pleins). L'étude de la physique sera réalisée à l'aide de quatre détecteurs Aleph, DELPHI, L_3 et Opal, chacun apportant, à sa manière, une réponse à l'étude des événements Z^0 .

42 laboratoires collaborent actuellement sur le projet DELPHI (Detector with Lepton Photon Hadron Identification), détecteur à vocation générale, développé dans l'optique d'une étude détaillée des événements L.E.P. Sa conception est régie par trois principes de base :

- une identification des hadrons et des leptons dans plus de 90 % de l'angle solide,
- une fine granularité adaptée à la topologie jet des événements
- une information tri-dimensionnelle pour toutes les traces chargées.

Une étude sur la beauté utilisant les propriétés originales de ce détecteur sera développée dans la seconde partie de cette thèse. Nous allons nous concentrer ici sur l'appareillage. Après une présentation générale du détecteur, nous nous intéresserons à la TPC qui constitue l'élément central des détecteurs de traces chargées et dont la mesure du dE/dx est un apport important dans l'identification des particules.

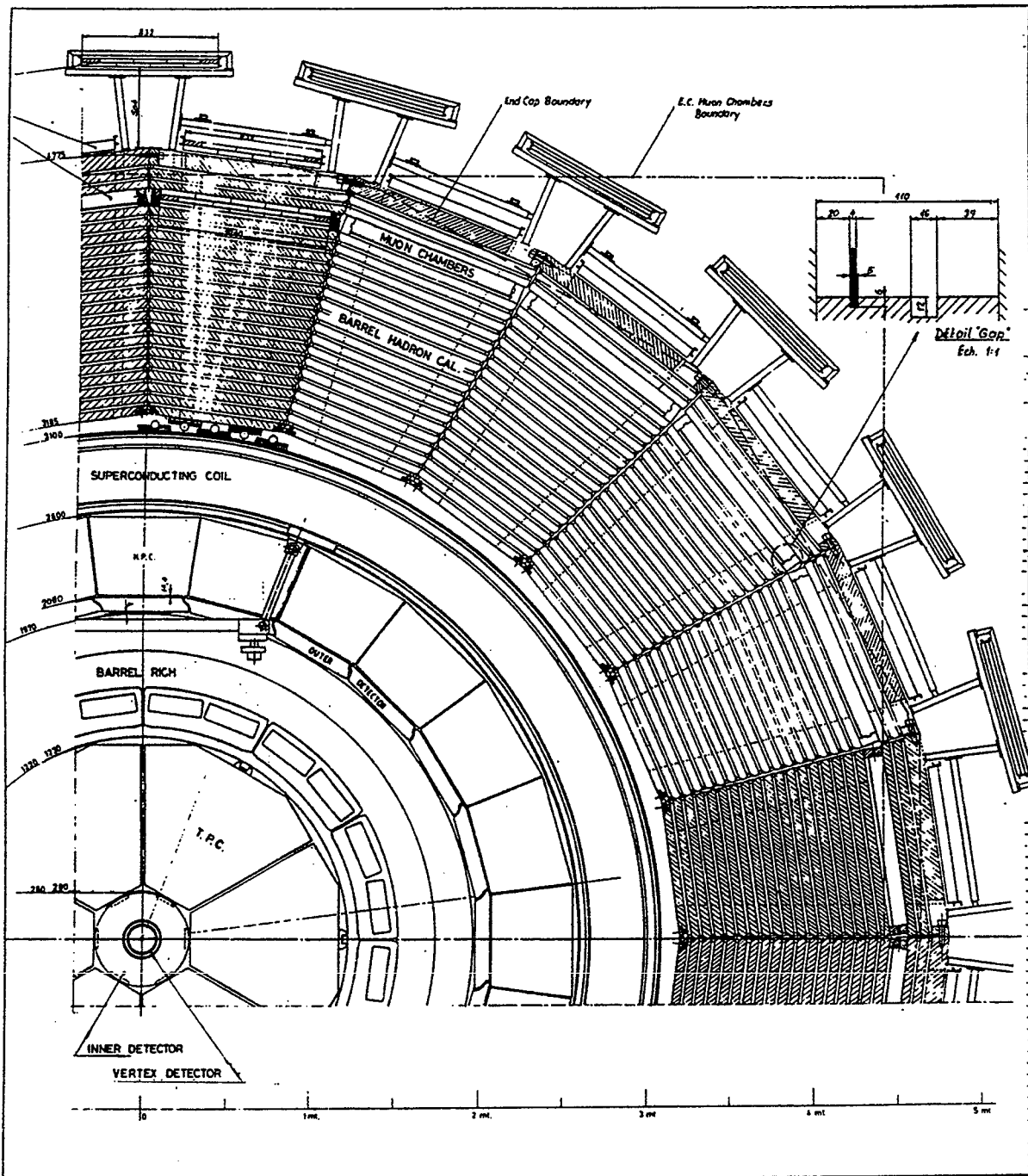


Figure I-1. Vue transversale de DELPHI (Rφ).

CHAPITRE I

DELPHI

Des représentations transversales ($R\phi$ cf : figure I.1) et longitudinale (RZ : figure I.2) permettent de visualiser l'agencement des différents éléments du détecteur.

Les choix de conception évoqués ci-dessus ont été suivis, d'une part, en utilisant de façon extensive les techniques de chambre à projection temporelle (TPC) pour les détecteurs de traces chargées et le calorimètre, et, d'autre part, en introduisant un RICH (Ring Imaging Cerenkov) au pouvoir d'identification des particules unique à L.E.P.

I.1 μ -VERTEX

L'élément de DELPHI le plus proche de l'axe du faisceau est un détecteur de μ -vertex. Il permet la reconstruction des vertex secondaires ce qui rend possible une étude fine des saveurs lourdes.

Le μ -vertex est constitué de deux couches de détection l'une à 9 cm, et l'autre à 11 cm de l'axe du faisceau. Il est formé de 192 compteurs μ -strip au silicium chacun contenant environ 1700 bandes parallèles à l'axe Z, disposées avec un pas de 16.7 μm .

Ainsi pour chaque trace chargée, faisant un angle supérieur à 42° par rapport à l'axe du faisceau, il fournit 2 points de mesure dans le plan $R\phi$ avec une précision de 5 μm .

La résolution sur la position au niveau de l'axe du faisceau (paramètre d'impact), en tenant compte de la diffusion multiple, est représentée figure I.3 en fonction de l'impulsion de la particule. Rappelons que cette résolution sur le paramètre d'impact ($\approx 40 \mu\text{m}$ pour $P = 4 \text{ GeV}$) est à comparer au ct des particules, soit :

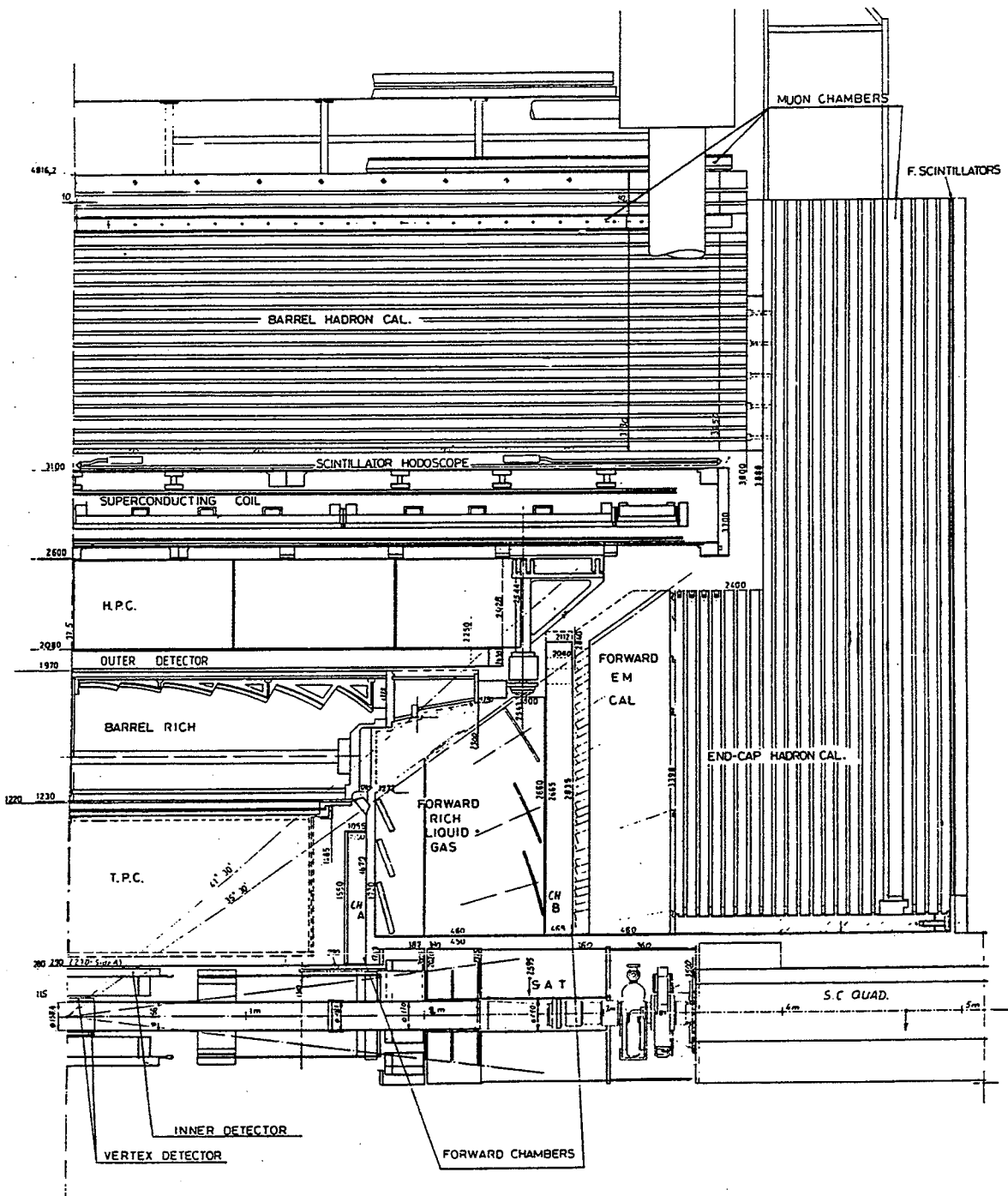


Figure I-2 Vue longitudinale de DELPHI (RZ).

- 330 μm pour la beauté
- 300 μm pour $D^{+/-}$
- 130 μm pour D^0 .

I.2 DETECTEURS DE TRACES CHARGÉES

I.2.1 DÉTECTEUR INTERNE

Il est constitué de deux parties :

- d'une part d'une chambre à dérive cylindrique, divisée en 24 secteurs, chacun contenant 24 fils superposés radialement et parallèles à l'axe Z. Chaque fil mesure par le temps de dérive, la coordonnée $R\phi$ avec une précision de 80 μm et assure une séparation spatiale meilleure que le millimètre à l'intérieur des jets,
- d'autre part, 5 couches concentriques de chambres proportionnelles qui fourniront des informations aux trigger $R\phi$ et Z ($\sigma_{R\phi} \approx 2.5 \text{ mm}$, $\sigma_{RZ} \approx 0.5 \text{ mm}$).

I.2.2 TPC

La TPC (Time Projection Chamber) de DELPHI est une grande chambre à dérive de $2 \times 1.3 \text{ m}$, mesurant à ses extrémités un maximum de 16 points tri-dimensionnels par trace, dans un rayon compris entre 40 cm et 110 cm de l'axe du faisceau. Ces points ont une précision typique de 250 μm en $R\phi$ et de 700 μm en Z (cf chapitre II.4).

La mesure de l'énergie déposée par ionisation le long de la trace ($\frac{dE}{dx}$) est réalisée à l'aide de 192 fils sensibles. Cette dernière mesure permettra à la pression nominale de fonctionnement de 1 atm, une séparation e/π à 3σ allant jusqu'à 7.5 GeV si on prend une résolution sur le $\frac{dE}{dx}$ de 5.5 %, résolution estimée à l'aide d'un prototype.

Nous donnerons une description plus détaillée de ce détecteur dans les deux chapitres suivants qui lui sont entièrement consacrés.

I.2.3 DÉTECTEUR EXTERNE

Situé à $\approx 2 \text{ m}$ de l'axe du faisceau, le détecteur externe est constitué de ≈ 3500 tubes à dérive de 4.62 m de long, superposés en 5 couches décalées les unes par rapport

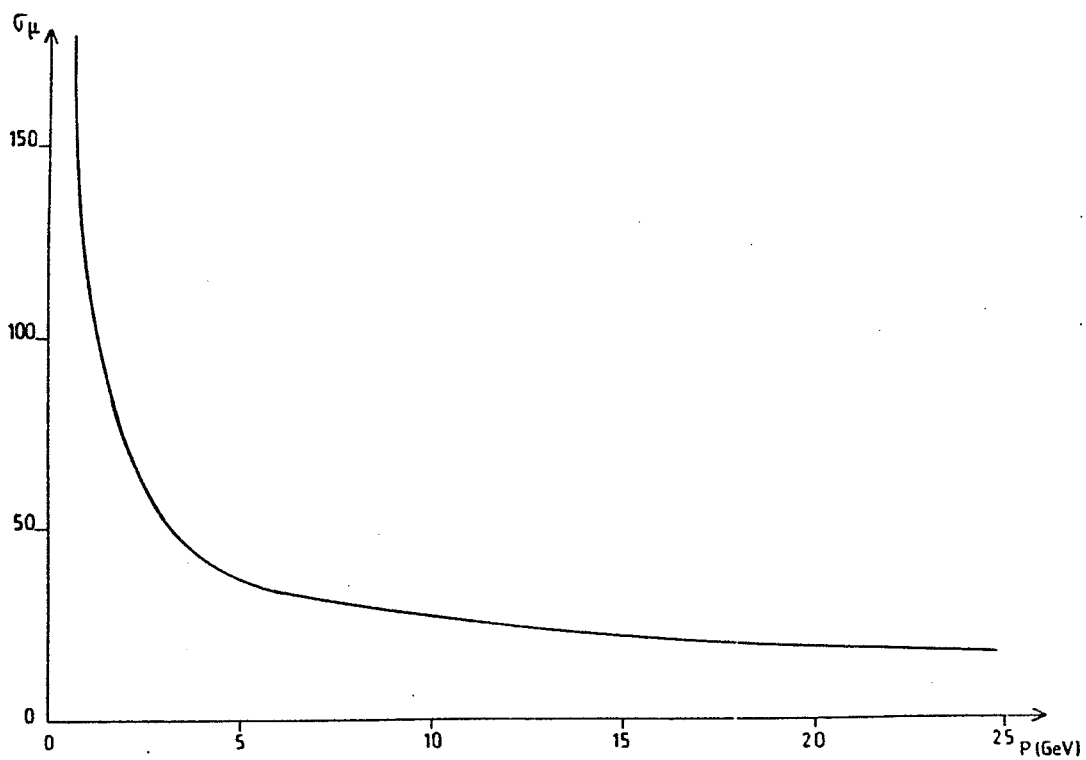


Figure I-3 Précision sur le paramètre d'impact à l'aide du μ -vertex.

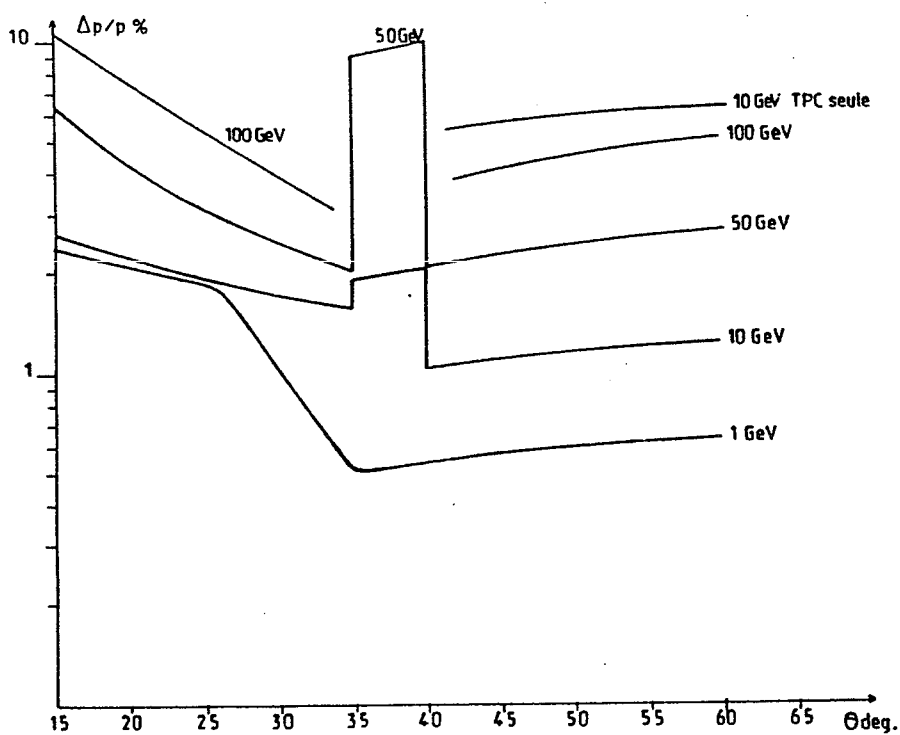


Figure I-4 Résolution en impulsion obtenue en combinant l'information de tous les détecteurs de traces chargées.

aux autres. On obtient ainsi une couverture, sans zone morte, pour toutes particules chargées faisant un angle supérieur à 40° avec l'axe du faisceau.

La mesure en $R\phi$ se fait par une mesure du temps de dérive avec une précision de $200 \mu\text{m}$ et la mesure en Z est déduite des dates d'arrivée des signaux aux deux extrémités des fils, elle correspond à une granularité ΔZ de $\pm 3.5 \text{ cm}$, cette dernière mesure étant réalisée sur 3 couches parmi les 5 présentes.

I.2.4 CHAMBRES AVANT

Les chambres avant sont divisées en deux parties séparées par le RICH-avant.

Une première chambre (FCA), située à 1.6 m du point d'interaction, est constituée de 3 doubles plans de tubes à dérives avec une rotation de 120° dans la direction des tubes d'un plan à l'autre. Elle fournit donc pour chaque trace 6 mesures de temps de dérive qui permettent, grâce aux différentes orientations des tubes à dérive, de reconstruire les points dans l'espace et ceci avec une résolution de l'ordre de $150 \mu\text{m}$. Sa couverture angulaire s'étend de 11° à 32° de l'axe du faisceau.

La seconde chambre FCB, située à 2.7 m du point d'interaction, est constitué de chambres à dérive comportant un ensemble de 12 plans de fil présentant eux aussi une rotation de 120° dans la direction de leur fil par groupe de deux plans successifs. La résolution attendue est de l'ordre de $200 \mu\text{m}$. Sa couverture angulaire s'étendant de 10° à 37° de l'axe du faisceau.

I.2.5 COMBINAISON DES DIFFÉRENTS DÉTECTEURS DE TRACES CHARGÉES

On a résumé Table I.1, les informations apportées par chacun des détecteurs de traces chargées.

L'ensemble de ces détecteurs est articulé autour de la TPC qui, en fournissant $\zeta 16$ points tri-dimensionnels par trajectoire, joue un rôle de pivot dans la reconstruction des traces.

On peut résumer les apports des autres détecteurs de traces de la façon suivante :

- le détecteur interne présente une meilleure résolution et une meilleure granularité en $R\phi$ que la TPC. Ce dernier point important à petit rayon ($< 30 \text{ cm}$) permet de limiter les superpositions de traces,

- la contrainte, pour des raisons de taille, de mettre le RICH assez proche du point d'interaction, a limité le rayon externe de la TPC. Le détecteur externe permet, par sa position, d'accroître le bras de levier pour la mesure des impulsions. Son information n'est à priori pertinente que pour des particules de hautes impulsions (≥ 1 GeV), peu affectées par la diffusion multiple. Cette limitation n'est pas gênante, la TPC + le détecteur interne ayant un bras de levier suffisant pour faire une bonne mesure pour des impulsions plus basses,
- les chambres avant complètent l'information de la TPC pour les petits angles ($< 37^\circ$),
- de plus, tous ces détecteurs de trace servent de couverture ; ils limitent l'effet des zones mortes de la TPC.

Détecteur	Rayon	Couverture angulaire	Précision en $R\phi$	Nombre de points mesurés
μ vertex	9 et 11 cm	$\theta > 42^\circ$	5 μm	2
Détecteur interne	12 cm	$\theta > 12^\circ$	80 μm	5
TPC	40 cm	$\theta > 39^\circ$ $\theta > 20^\circ$	250 μm //	16 au moins 3
Détecteur externe	198 cm	$\theta > 40^\circ$	200 μm (100 μm)	5 (1)
	Position en z			
Chambre avant A	164 cm	$11^\circ < \theta < 32^\circ$	150 μm (65 μm)	6 (1)
Chambre avant B	275 cm	$10^\circ < \theta < 37^\circ$	200 μm (65 μm)	12 (1)

Table I.1 - Détecteurs de trace.

Les chiffres entre parenthèses dans l'avant-dernière colonne correspondent à la résolution obtenue avec 1 point équivalent ^[5].

La combinaison de ces différents détecteurs donne les résolutions reportées figure I.4.

I.3 RICH

Le RICH (Ring Imaging Cerenkov) est un détecteur spécialisé dans l'identification des particules. Son principe physique d'identification est basé sur la mesure de l'angle d'émission des photons Cerenkov produits par une particule chargée. En effet le demi-angle au sommet θ du cône formé par ces photons est relié à la vitesse de la particule incidente ($\beta = \frac{P}{E}$) et à l'indice n du milieu par la relation :

$$\cos \theta = \frac{1}{n\beta}$$

Il est clair que l'angle d'ouverture du cône dépend implicitement de l'énergie du photon émis, cette dépendance étant dans la formule précédente introduite au niveau de l'indice du milieu n . Cependant l'utilisation de fenêtre de quartz entre le milieu de production et de détection des photons, ainsi que l'utilisation d'un gaz photo-sensible, délimite l'énergie des photons détectables à une zone comprise entre 5.5 eV et 7.5 eV, limitant les excursions possibles de n , remplacé alors par un n effectif.

Connaissant n_{effectif} et mesurant θ d'une part et P d'autre part, on peut alors remonter à la masse de la particule. Afin de couvrir un grand champ de vitesse on utilise deux milieux avec des indices différents :

- un milieu gazeux d'environ 40 cm contenant du Fréon $C_5 F_{12}$ ($n_{\text{eff}} \approx 1.002$, le nombre moyen de photons émis étant au maximum de 11 par trace à 90°). Les photons sont produits dans des cônes concentriques le long de la trace. Ces différents photons sont focalisés à l'aide de miroir (cf figure I.5) afin de retrouver une image en anneau dans la chambre à dérive où s'effectue leur conversion,
- un milieu liquide contenant 1 cm de Fréon $C_6 F_{14}$ ($n_{\text{eff}} \approx 1.27$, le nombre moyen de photons émis étant au maximum de 21 par trace à 90°). La faible épaisseur du radiateur liquide permet de se passer d'une focalisation des photons pour une reconstitution des anneaux.

Les chambres à dérive situées entre les deux volumes de production de la lumière Cerenkov, contiennent du TMAE à la base de la détection des photons. On trouve

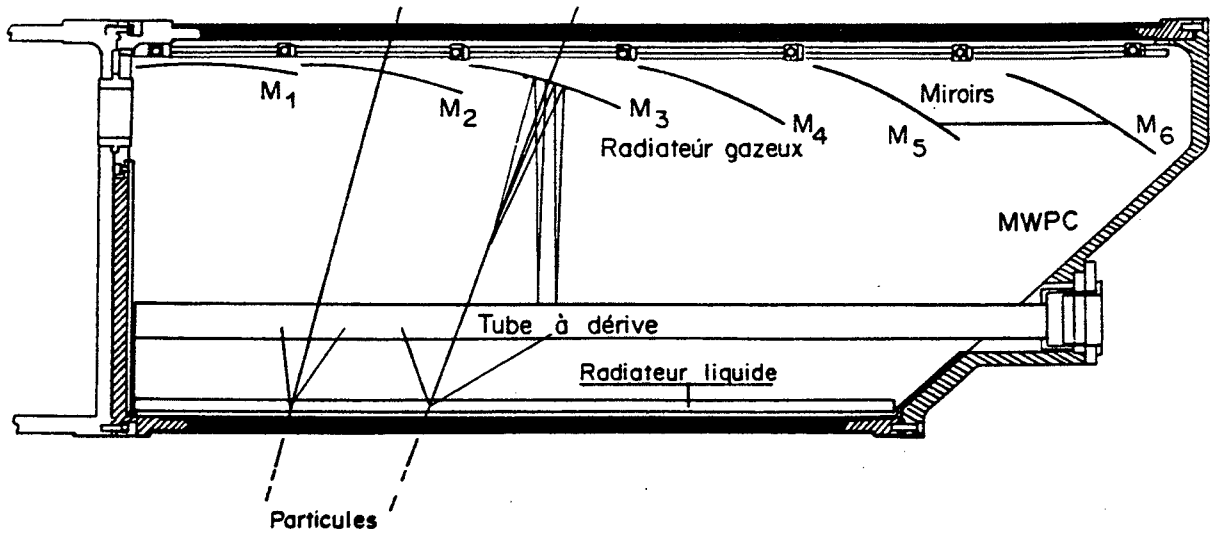


Figure I-5 Vue longitudinale du Barrel RICH.

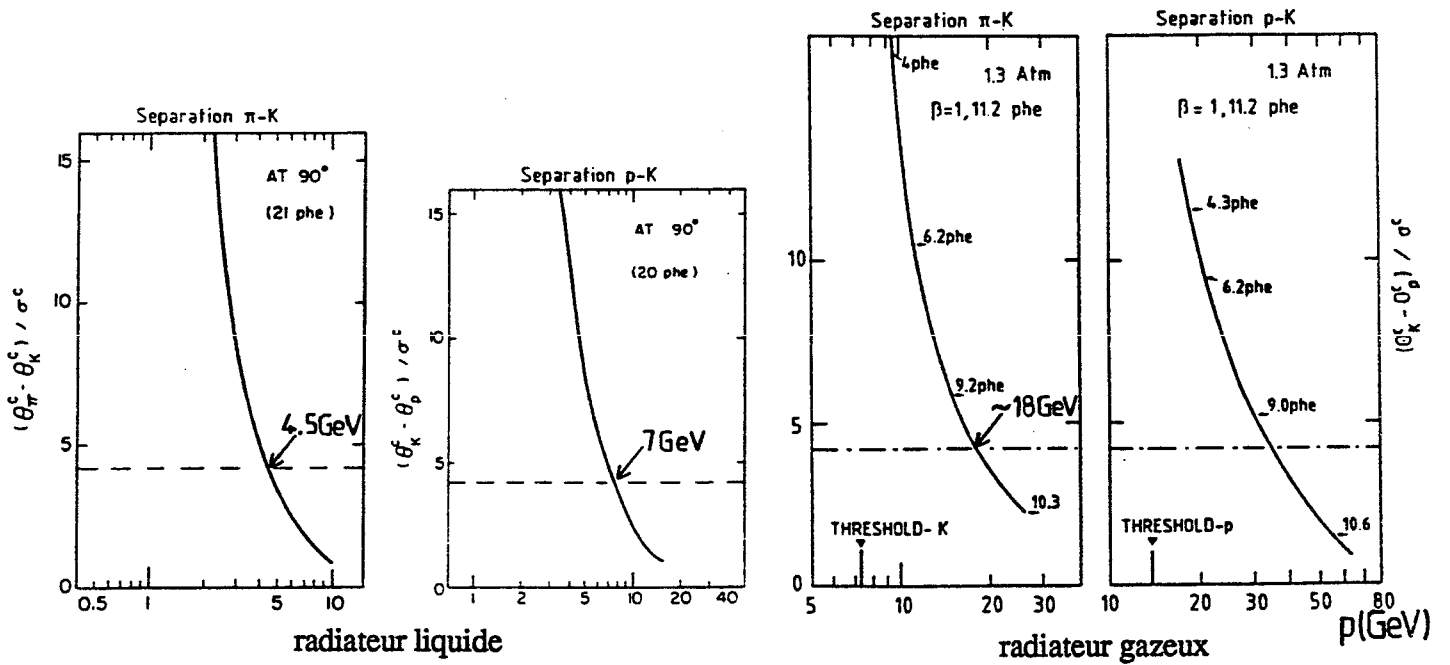


Figure I-6 Identification par le Barrel RICH.

à l'extrémité de ces tubes des chambres proportionnelles qui permettent une reconstruction tri-dimensionnelle des points d'absorption des photons.

Le détecteur est sensiblement le même dans sa partie baril et dans sa partie avant. La partie baril assure une séparation π/K entre .25 GeV (seuil π avec 3 photons émis) et 20 GeV et la séparation K/P de .85 GeV à 30 GeV (cf figure I.6) avec cependant une zone ambiguë autour de 8 GeV. La partie avant pour sa part réalise la séparation π/K jusqu'à 30 GeV et K/P jusqu'à 50 GeV.

I.4 CALORIMETRES ELECTROMAGNETIQUES

Le détecteur électromagnétique du baril (HPC) est situé à l'intérieur de l'aimant supraconducteur, limitant ainsi le nombre de longueurs de radiation rencontré avant ce détecteur (58 %). Il couvre une région située au delà de $41^{\circ}30'$ de l'axe du faisceau.

Dans la HPC (High density Projection Chamber) les gerbes se développent à partir de feuilles de plomb et sont échantillonnées à l'aide d'un grand nombre de chambres à dérive formées par ces mêmes feuilles de plomb. Un champ électrique parallèle aux chambres, assure une collecte des électrons d'ionisation vers les chambres proportionnelles situées en bout de module qui permettent une reconstruction tri-dimensionnelle de la gerbe.

La résolution en énergie attendue est de $\frac{21\%}{\sqrt{E}}$. La granularité du détecteur permet une résolution sur la position d'une gerbe, de 2 mm, dans la direction de dérive (Z), et de 6 mm en $R\phi$, la séparation entre gerbe étant possible pour une distance en Z de ≈ 2 cm ou en $R\phi$ de ≈ 4 cm.

Les calorimètres électromagnétiques, situés aux deux extrémités du détecteur couvrent, pour leur part, les angles entre $9^{\circ}30' < \theta < 35^{\circ}30'$. Ils sont constitués tous deux de 4500 blocs de verre au plomb. Leur résolution en énergie est de $\frac{\Delta E}{E} \approx \frac{10\%}{\sqrt{E}}$.

I.5 CALORIMETRE HADRONIQUE

Le calorimètre Hadronique couvre 99 % de l'angle solide. Il est constitué d'une alternance de plaques de Fer de 5 cm et de chambres de détection à lecture cathodique. Les cathodes sont divisées en damiers, formant pour plusieurs couches des tours à géométrie projective dirigées vers le point d'interaction. La résolution en énergie est de $\approx 100\%/\sqrt{E}$.

I.6 CHAMBRES A MUONS

L'identification des muons est réalisée à l'aide de deux chambres à μ , l'une située dans le calorimètre hadronique, l'autre au delà. Elles sont composées de chambres à dérive.

Les chambres du baril ont une résolution $\sigma(R\phi) \leq 1$ mm et $\sigma(Z) \approx 10$ mm ; les fils étant parallèles à l'axe Z, la coordonnée Z est mesurée par le temps d'arrivée des signaux aux deux extrémités des fils.

Les chambres avant, formées de quadrants possédant deux couches de fils sensibles orientés à 90° les uns par rapport aux autres, ont une résolution de 1 à 4 mm dans le plan transverse à l'axe du faisceau.

I.7 S.A.T

Le S.A.T (Small Angle Tagger) est disposé dans la partie avant, il couvre une région angulaire comprise entre 3° et 8° . Il est constitué d'un détecteur de traces et d'un calorimètre électromagnétique. Il servira essentiellement dans la détection des événements Bhabha.

I.8 DECLENCHEMENT

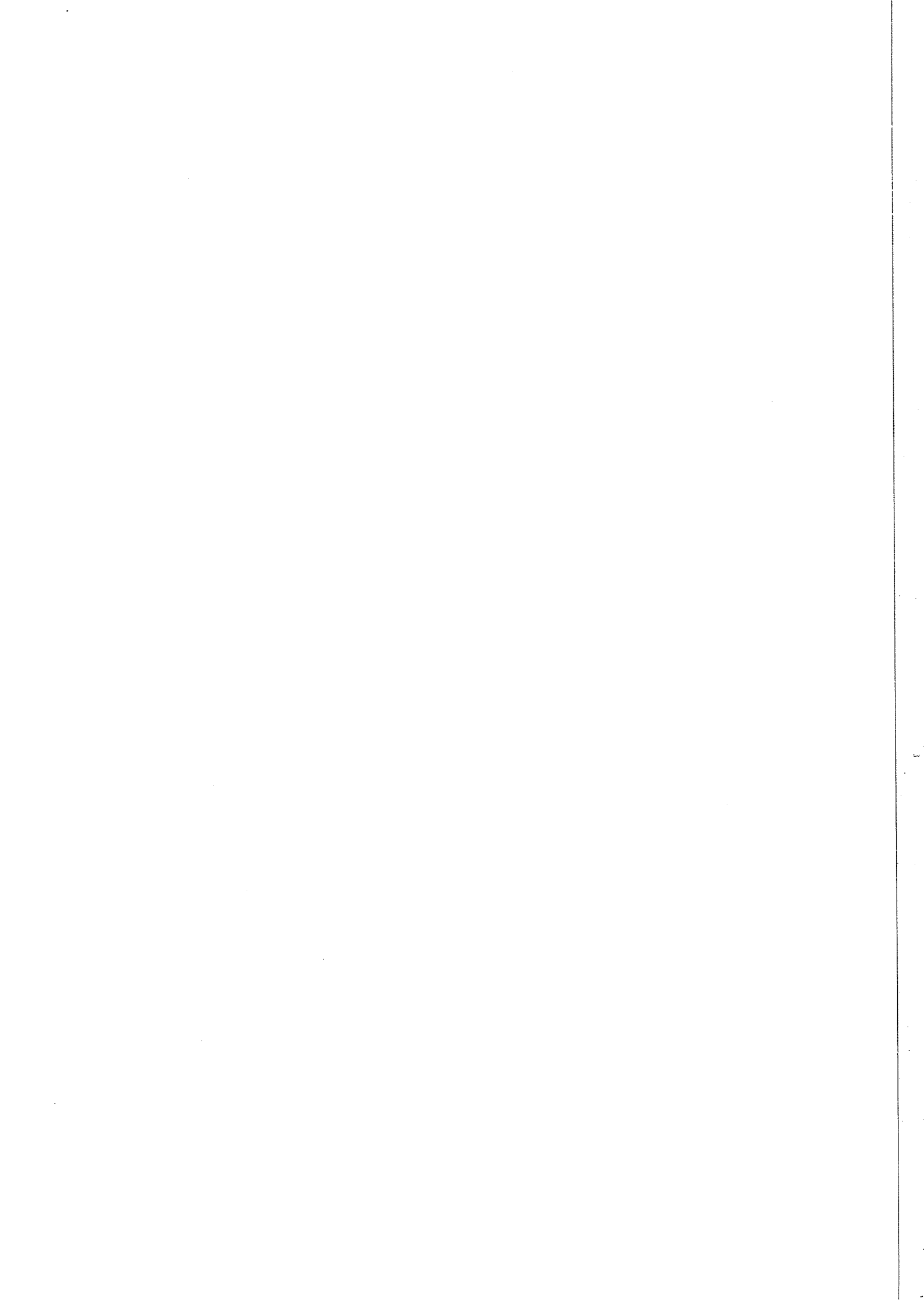
DELPHI comprend 4 niveaux de déclenchement qui combinent les informations des différentes parties du détecteur afin de sélectionner les événements intéressants.

Des compteurs à scintillation, de réponse très rapide, situés au delà de l'aimant supraconducteur, assurent la réjection du rayonnement cosmique par une mesure du temps de vol (TOF). Cette information ainsi que celle fournie par les "détecteurs rapides", contribuent au déclenchement de premier niveau qui donne sa réponse en moins de $3 \mu\text{s}$. Ce court laps de temps permet aux détecteurs à longue dérive comme la TPC de ne collecter des électrons que si cela est nécessaire, le reste du temps étant consacré à éliminer les ions positifs de l'espace de dérive afin d'éviter les problèmes de charge d'espace (cf chapitre. II).

Il existe deux autres niveaux de déclenchement diminuant le flot de faux événements et un quatrième niveau réalisant un pré-traitement de l'événement dont les résultats seront stockés avec les données brutes permettant ainsi une sélection hors-ligne rapide des événements (cf Table I.2).

Niveau de déclenchement	Temps de réponse	Flot d'événement en entrée par seconde
1	$\leq 3 \mu\text{s}$	40 000
2	$\leq 35 \mu\text{s}$	1 000
3	$\sim 15 \text{ ns}$	20
4	-	~ 1

Table I.2 - Déclenchement



CHAPITRE II

LA TPC

II.1 INTRODUCTION

Comme nous l'avons souligné précédemment, la TPC contribue de façon prépondérante à la reconnaissance de traces en reconstruisant pour chacune d'elles, un maximum de 16 points tri-dimensionnels. Elle joue également un rôle dans l'identification des particules par une mesure du $\frac{dE}{dx}$. Avant d'aborder ce dernier point qui constitue un élément important de cette thèse, nous allons présenter de façon détaillée le fonctionnement et la conception de cette grande chambre à projection temporelle.

II.2 PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT

Afin de placer dans leur contexte les points ultérieurement abordés, nous allons donner ici une description globale de la TPC ; nous aborderons essentiellement l'articulation des différents éléments de ce détecteur, le reste du chapitre les développant individuellement avec précision.

La TPC est constituée de deux volumes de dérive cylindriques séparés par une plaque HT (≈ 20 kVolts) qui crée un champ électrique (≈ 150 Volts cm^{-1}) parallèle à l'axe du faisceau (cf figure II.1). Une particule chargée traversant la TPC produit une ionisation du gaz le long de sa trajectoire. Les électrons primaires ainsi produits (≈ 70 e-/cm au minimum d'ionisation) dérivent sous l'action du champ électrique en direction des chambres proportionnelles (secteurs) situées aux extrémités du cylindre. Le champ magnétique de 1.2 Tesla parallèle au champ électrique, est bien sûr fondamental pour la mesure de l'impulsion, mais il contribue également à diminuer l'effet de la diffusion transverse en "canalisant" les électrons primaires parallèlement à la direction de dérive. Il

diminue ainsi les perturbations subies par la trace de la trajectoire lors de son transport dans l'espace de dérive. La collecte de l'information se fait à chaque extrémité de la TPC à l'aide de 6 secteurs disposés en étoile.

Chaque secteur est composé :

- d'une grille de blocage, utilisée dans la collecte des charges positives évitant ainsi les problèmes de charge d'espace rencontrés dans les grandes chambres à dérive,
- de deux plans de fils constituant la chambre proportionnelle, soit une grille cathode et une grille fils sensibles/fils de champs,
- d'une plaque de cuivre segmentée en 16 rangées de damiers jouant le rôle de la seconde cathode.

Les fils sensibles constituent la partie active du détecteur, ils font $20 \mu\text{m}$ et sont portés à un potentiel élevé (1400 Volts). Les électrons primaires soumis dans cette région à un fort champ accélérateur donnent naissance à une avalanche. Le signal reçu par les fils sensibles, dans les conditions normales de fonctionnement, est ainsi amplifié d'un facteur $\approx 2 \cdot 10^4$. La charge récoltée, proportionnelle à l'ionisation déposée par la particule initiale, contient l'information du dE/dx .

A l'aide des fils sensibles, on peut également remonter à la position dans une projection Y-Z des amas d'électrons primaires : le numéro de fil touché donne la coordonnée Y et la date d'arrivée des électrons, connaissant leur vitesse de dérive, fournit la coordonnée Z.

Cependant, seule l'utilisation des damiers permet une reconstruction tri-dimensionnelle de l'événement. La charge déposée sur les fils sensibles induit par couplage capacitif un signal sur les damiers. Ce signal dépend de la distance des damiers à la position de l'avalanche projetée sur la plaque de cuivre (loi gaussienne). Ceci permet en plus de R (Position de la rangée de damiers) et de Z (date d'arrivée du signal) de connaître φ . On détermine la position de l'avalanche en φ en ajustant la distribution gaussienne introduite ci-dessus sur la hauteur des signaux recueillis par les deux ou trois damiers les plus concernés par une avalanche (cf figure II.2).

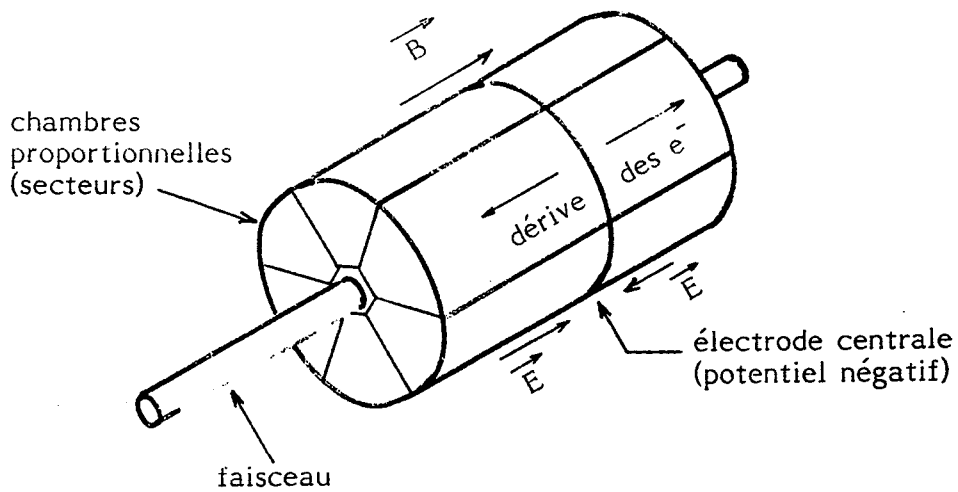


Figure II-1 Schéma de principe de la TPC.

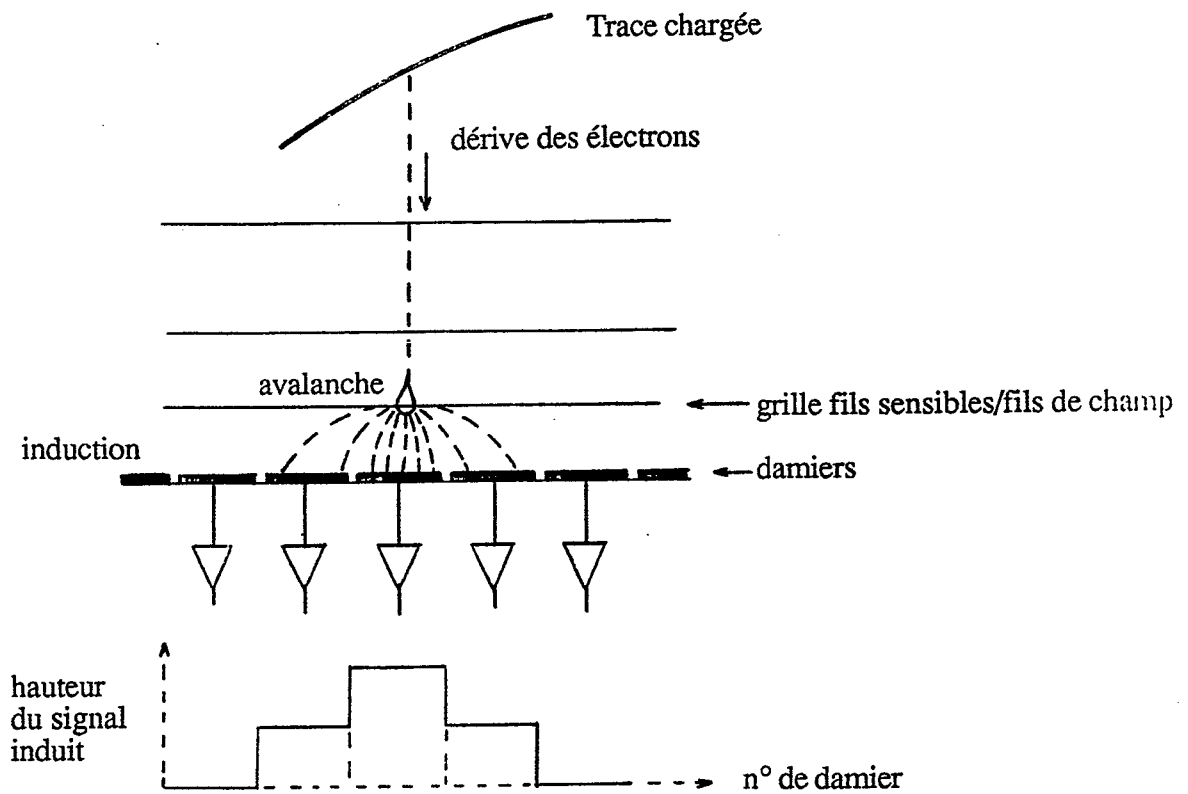


Figure II-2 Principe de reconstruction des traces.

II.3 DESCRIPTION DE LA TPC DE DELPHI

II.3.1 ENCEINTE (CF FIGURE II.3)

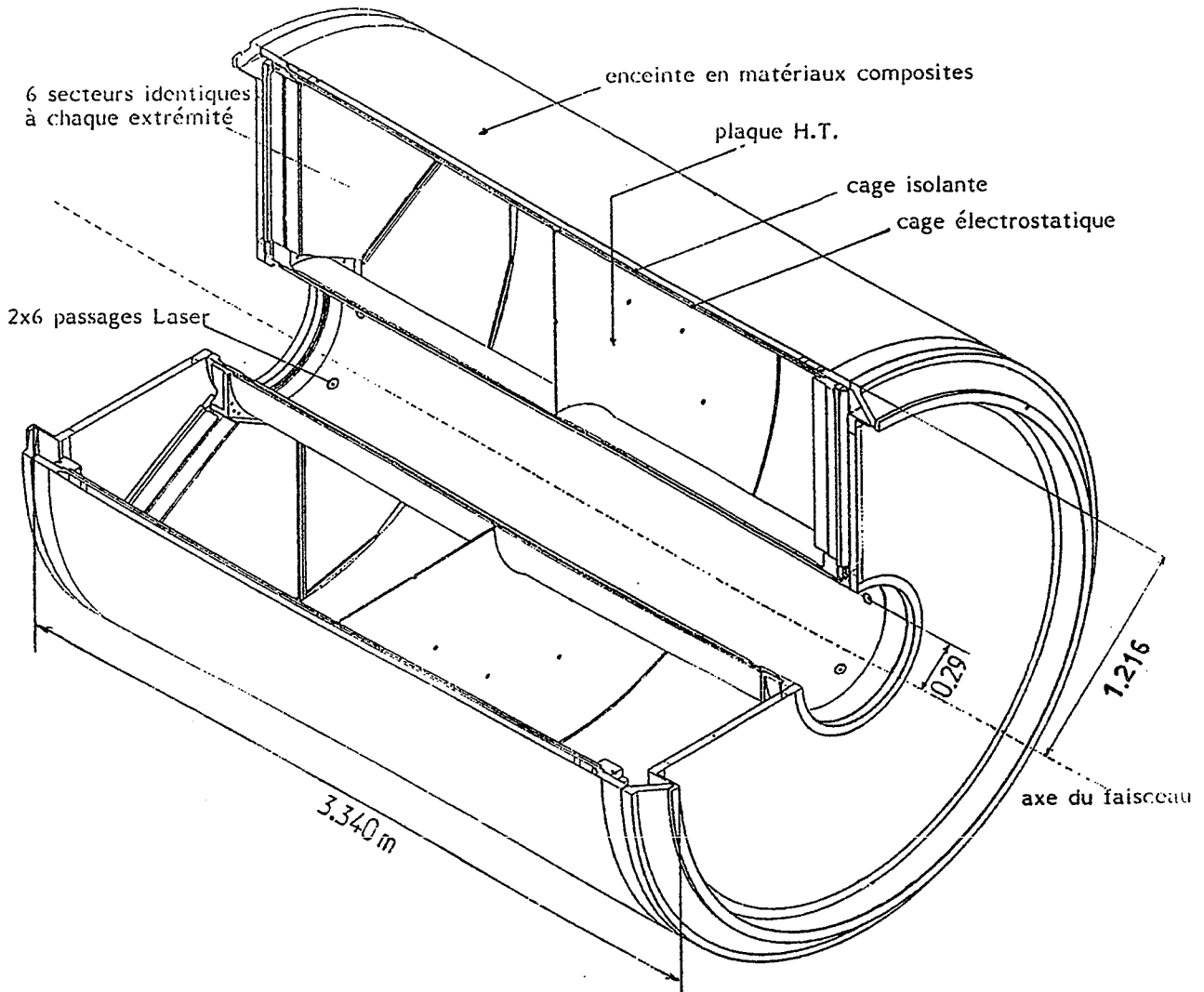


Figure II-3 La TPC de DELPHI.

La TPC s'inscrit dans un volume cylindrique de 2.432 m de diamètre pour une longueur de 3.340 m, la partie centrale étant évidée dans un rayon de 0.29 m. Le volume de dérive proprement dit est compris entre un rayon de 0.342 m et 1.157 m ; il est constitué de deux cellules de 1.339 m de long, séparées par la plaque HT qui produit le champ de dérive. Le dégradé de tension entre cette plaque (HT = 20 kV) et les secteurs est réalisé par une cage HT constituée de 2 x 233 pistes reliées entre elles par des résistances de 4 M Ω , on assure ainsi l'uniformité du champ électrique près des bords. La plaque HT centrale a pu être portée à une tension de 40 kV lors des tests de l'enceinte. Au deux extrémités du volume de dérive, se trouvent les chambres proportionnelles, 6 de chaque côté, couvrant chacune un angle de 60°.

L'ensemble : volumes de dérive, secteurs et cage HT sont dans une enceinte en matériaux composites (peau en fibre de carbone + nid d'abeille) de 12.5 m³ environ, qui peut être mise sous vide. L'ensemble du volume peut donc être vidangé avant l'introduction du mélange Ar/CH₄ (80 % / 20 %). De plus la pression à l'intérieur de l'enceinte peut être découplée de la pression atmosphérique sans que cela produise une déformation des parties fragiles du détecteur (cage HT et plaque de cuivre des secteurs). Les résultats des tests sous contrainte de l'enceinte ont été conformes aux estimations : ainsi, par exemple, la distorsion maximale sous vide des plaques d'extrémité est de 3.3 mm. Cette conception est peu pénalisante puisqu'une traversée radiale de l'enceinte, représente seulement 7 % de longueur de radiation.

II.3.2 SECTEUR

3.2.1) *Damiers*

Chaque secteur comporte 16 rangées de damiers ce qui permet au maximum la reconstruction de 16 points dans l'espace pour une trace qui ne spirale pas. Chaque rangée forme un arc de cercle centré en un point S situé à 35 mm de l'axe du faisceau (cf figure II.4). La première rangée de damiers se trouve à 365 mm de ce point, les rangées sont espacées entre elles de 46.75 mm sauf la dernière qui est située à 1062.25 mm de S soit à 42.75 mm de la 15^e rangée. Le nombre de damiers dans chaque rangée est un multiple de 16 (de 4*16 à 9*16) ; leur largeur est ainsi comprise entre 5.97 mm et 7.78 mm. La surface de chaque damier étant constante (52.5 mm²), leur hauteur est distribuée entre 10.09 mm et 7.71 mm. Chaque secteur compte ainsi 1680 damiers ce qui fait pour toute la TPC 20160 voies damiers.

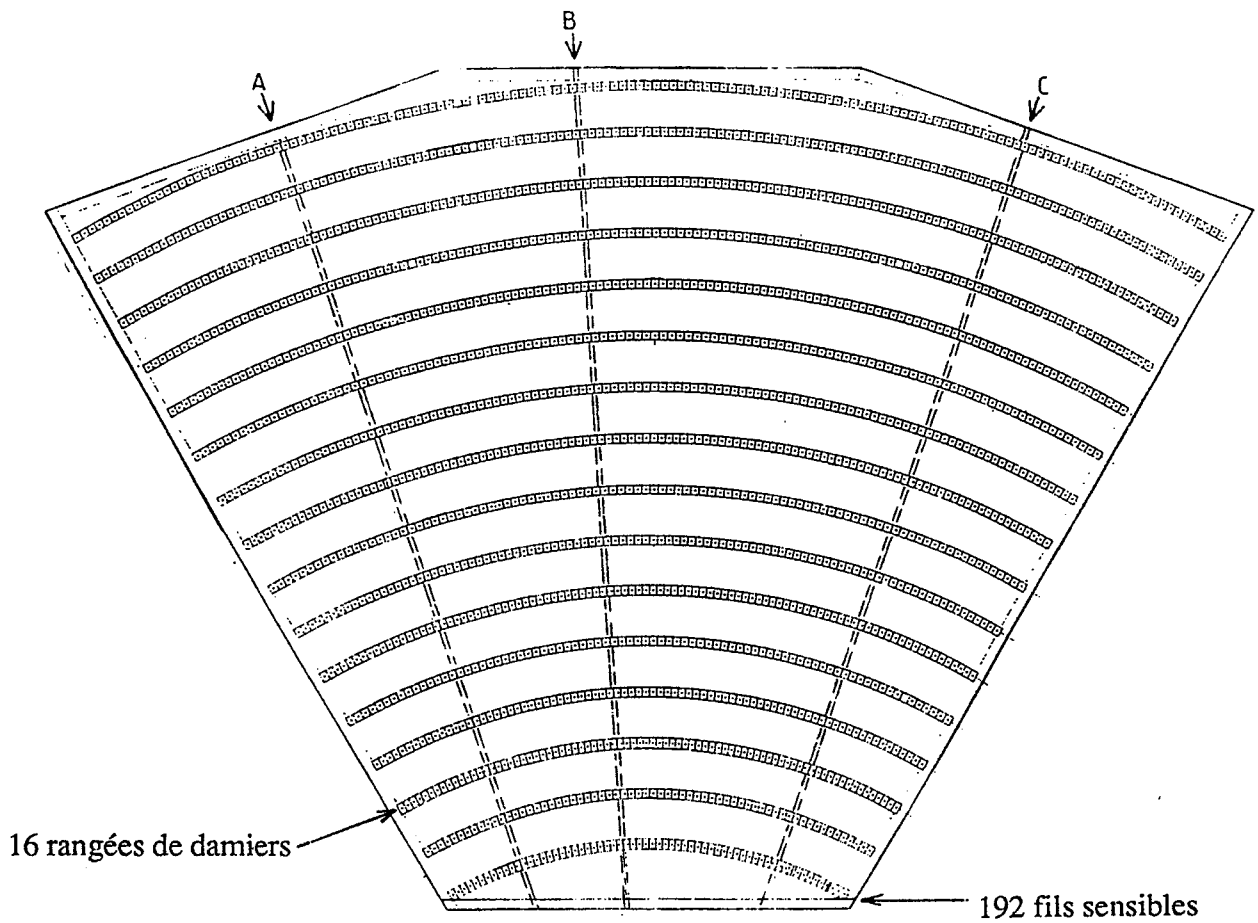


Figure II-4 Un secteur de la TPC
(A,B,C : position des barrettes fixes de Fe^{55} cf. chap. III).

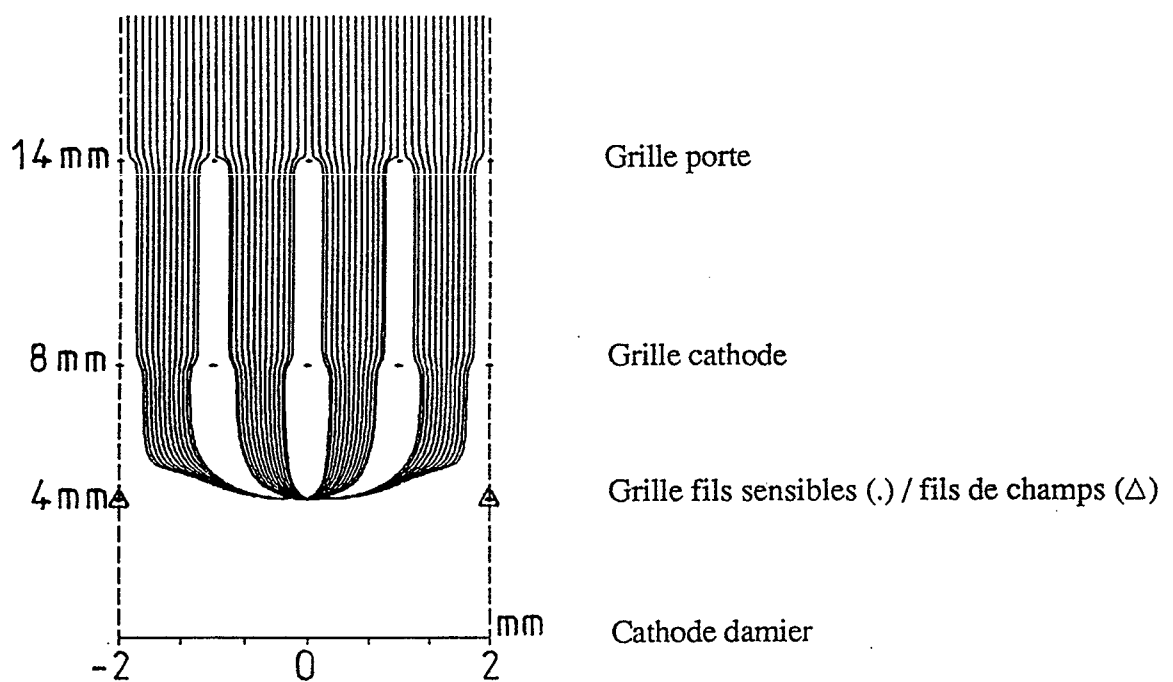


Figure II-5 Géométrie des grilles des secteurs et lignes du champ électrique.

D'un secteur à l'autre, il y a une zone morte sans damier de 35 mm, la distance mécanique entre deux secteurs étant de 2 mm. Ainsi pour des trajectoires radiales issues du faisceau, la couverture en ϕ est de l'ordre de 96,7 % (au moins 3 points reconstruits). La couverture en θ , elle est de 93,8 %, ce qui correspond à un angle mort situé entre $\pm 20.23^\circ$ de l'axe du faisceau (cf Table II.1).

	Couverture en θ	Couverture en ϕ	Couverture en $\theta\phi$
16 points reconstruits	77.4 %	91.4 %	70.7 %
3 points ou plus reconstruits	93.8 %	96.7 %	85.7 %
0 point reconstruit	4.4 %	3.1 %	7.2 %

Table II.1 - Couverture en θ et ϕ de la TPC pour des traces rectilignes ($P \sim \infty$) issues du faisceau

3.2.2) Grilles

La géométrie de grilles et la configuration de lignes de champ sont représentées figure II.5.

a) Construction

Le positionnement des grilles a été réalisé avec un contrôle fin des cotes d'espacement. Ceci afin de rester dans le cadre strict imposé par la précision finale du détecteur (cf chapitre III.2). Pour donner une idée des contraintes techniques de réalisation, on a reporté figure II.6, les résultats de mesure optique des différents gaps réalisés sur le secteur 12.

b) Grille porte

La grille porte a deux états de fonctionnement. Pendant un événement elle est ouverte, elle est transparente pour les électrons primaires. Hors événement, elle est fermée, ses fils ont un potentiel alterné +100 V, -100 V.

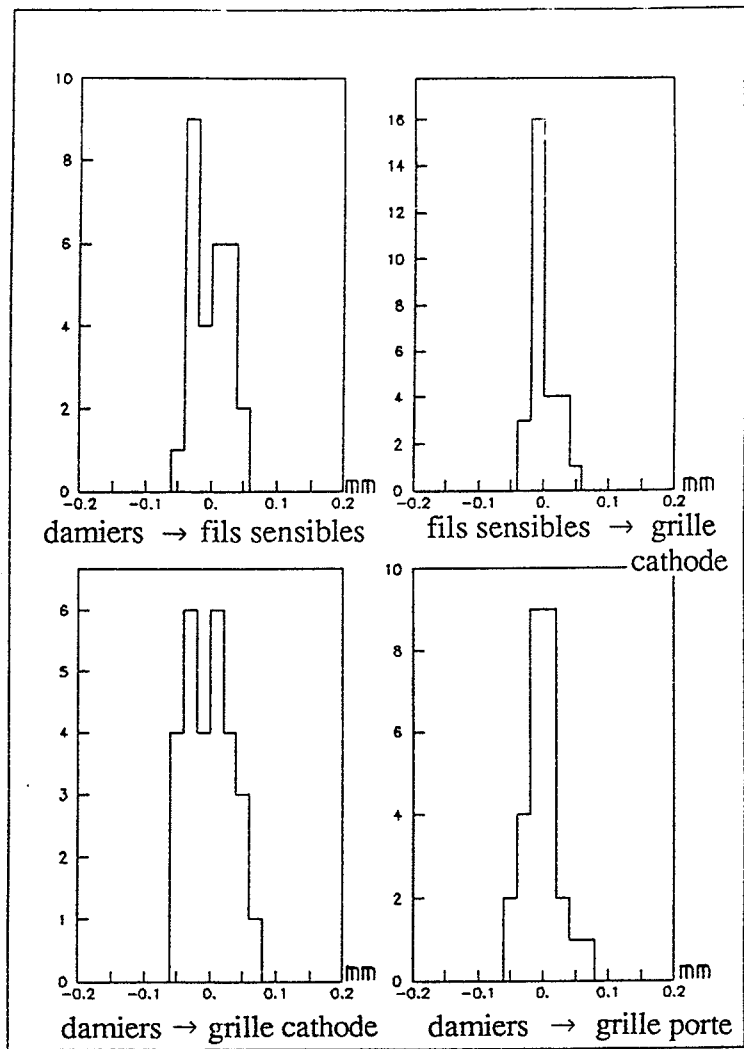


Figure II-6 Dispersion mesurée pour les différents gap du secteur 12 (28 points de mesure par gap).

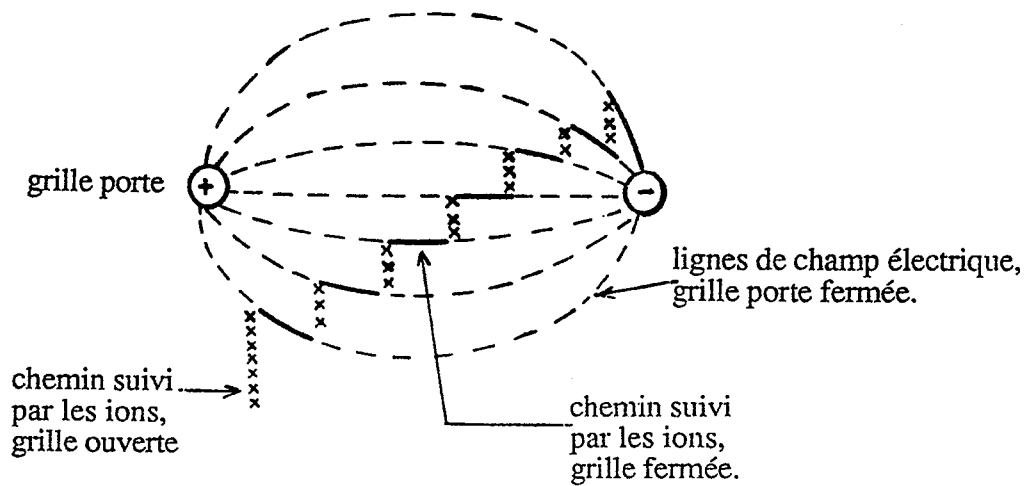


Figure II-7 Collecte des ions positifs par la grille porte.

Cette grille est ouverte avant le croisement des faisceaux e^+/e^- , elle est refermée au bout de 3 μs si le déclenchement de 1^{er} niveau (cf chapitre I.8) a rejeté l'événement. En quelques cycles, porte ouverte - porte fermée, on récolte les ions positifs produits dans les avalanches (cf figure II.7). On remarque que, sans ce procédé, vu la très faible vitesse de dérive des ions positifs, ces derniers s'accumuleraient dans l'espace de dérive en perturbant les lignes de champ.

Dans le mélange Ar/CH₄ ce sont les ions CH₄⁺ qui transportent les charges positives, les ions Ar⁺ leur transfèrent rapidement leur charge positive vu le plus faible potentiel d'ionisation de CH₄⁺. La mobilité des ions CH₄⁺ dans les conditions de fonctionnement de la TPC est de 1.94 cm² V⁻¹ Sec⁻¹, ce qui donne une vitesse de dérive de ≈ 0.3 cm/ms à comparer à la vitesse de dérive des e⁻ qui est de ≈ 6 cm/ μs .

c) Grille fils de champs / fils sensibles

On compte, par secteur, 192 fils sensibles de 20 μm , espacés tous les 4 mm (compris entre 345.5 mm et 1109.5 mm de l'axe du faisceau). Intercalés entre eux, on trouve des fils de champ de 100 μm qui assurent le blindage entre fils sensibles successifs. La longueur des fils sensibles varie de 36.55 mm à 1095.52 mm. L'espace mort entre deux secteurs pour les fils sensibles est de 29 mm.

d) Anneaux de garde

Il a été inséré sur la paroi du secteur dans le gap entre la grille cathode et la grille fils sensibles un fil de cuivre. Cet anneau de garde porté à une potentiel de l'ordre de -200 Volts diminue l'effet de la discontinuité du champ à l'extrémité des fils, assurant une meilleure homogénéité du gain.

3.2.3) *Electronique*

Les 22464 voies électroniques de la TPC (2304 voies fils et 20160 voies damiers) représentent une part importante du développement du détecteur. Chaque voie s'articule selon le même schéma (cf figure II.8). Le signal pré-amplifié au niveau du secteur transite sur 30 mètres par une paire torsadée qui diminue l'effet des parasites. Il est ensuite mis en forme par un formeur (pulse d'une largeur de 180 ns pour les damiers et de 70 ns pour les fils) pour être enfin échantillonné par un fadc à une fréquence de ≈ 15 MHz pour les damiers et de ≈ 45 MHz pour les fils. En considérant le spectre en énergie, l'inclinaison des traces, les fluctuations de Landau et le bruit de la chaîne électronique, il a été conclu [1] qu'une échelle ≤ 500 dans l'échantillonnage des signaux fils et damiers était

nécessaire. La digitisation s'effectue ainsi sur 8 bits avec une caractéristique cassée au canal 191.

Afin de diminuer la quantité d'information stockée, on réalise en bout de chaîne une suppression de zéro qui permet de garder parmi les $6 \cdot 10^6$ octets de données brutes, les $30 \cdot 10^3$ octets au-dessus du bruit correspondant à un événement à 30 traces.

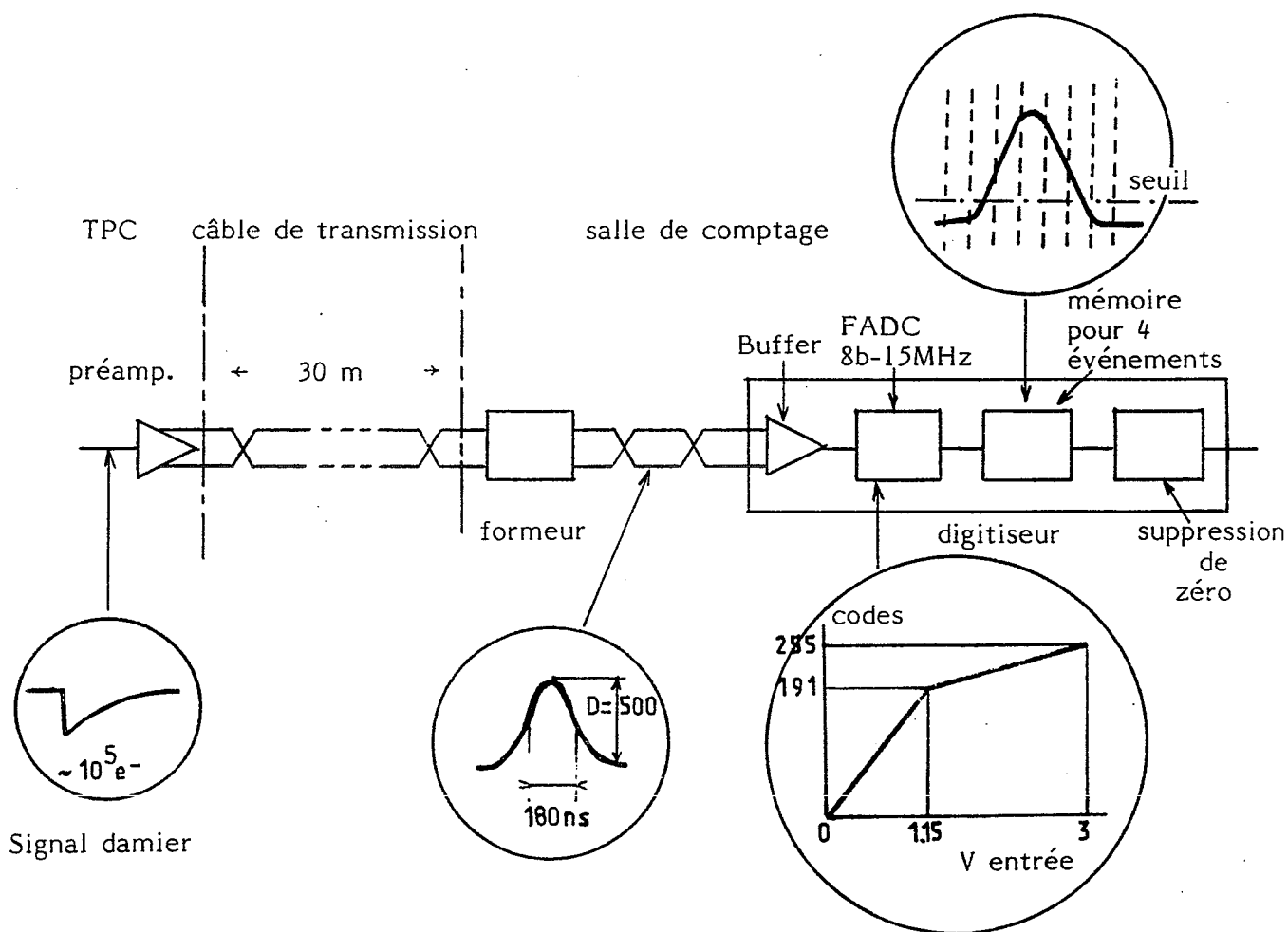


Figure II-8 Schéma de principe de la chaîne d'acquisition damier.

Vu la faiblesse des signaux récoltés et la distance entre les secteurs et la chaîne d'acquisition, il est nécessaire de réaliser une pré-amplification au niveau des secteurs. La dissipation totale des pré-amplificateurs présents dans l'armature d'un secteur étant de l'ordre de 80 Watt (45 mW par pré-ampli) il est nécessaire d'évacuer cette chaleur si on veut limiter l'effet de la température sur le gain dans l'avalanche ($\Delta T = +3^\circ$ donne $\approx -4\%$ sur le gain. cf chapitre III.4). Une circulation d'eau du côté pré-ampli permet d'évacuer cette chaleur et d'assurer ainsi une meilleure uniformité du gain.

3.2.4) Outil de calibration

On trouvera dans les chapitres suivants des informations plus détaillées sur l'utilisation et le fonctionnement des méthodes de calibration de la TPC. On peut noter dans cette description du détecteur, la présence d'un ensemble de 2×6 lasers, 1 par secteur, pour la calibration de la vitesse de dérive et de trois barrettes sources obturables de F_e^{55} par secteur pour la calibration du gain des fils sensibles.

II.4 RESOLUTION SPATIALE

II.4.1 FLUCTUATION DE LANDAU

Lors du processus d'ionisation (cf chapitre II.5) la densité d'ion produit est soumise à de grandes fluctuations. Dans 3 % des cas la charge recueillie par un fil est plus de 5 fois supérieure à sa valeur la plus probable. Cet effet contribue de deux façons dans la détérioration de la résolution.

Tout d'abord, la charge reçue fil à fil pour une trace donnée n'est pas la même. Comme dans la TPC de DELPHI un damier est influencé par cinq fils de poids respectifs w_i ($w_0=0.474$, $w_1=0.236$, $w_2=0.0270$, $w_{-1}=w_1$, $w_{-2}=w_2$), la position du barycentre des avalanches se trouve décalé vers la charge déposée la plus importante. Cet effet dépend de l'angle δ de la trace avec les damiers ; pour une trace perpendiculaire aux damiers on n'observe aucune incidence sur la position du centroïde (cf figure II.9). On obtient une erreur de la forme :

$$\sigma_{R\phi}^{(1)} = 590 \mu \text{ tg } \delta \text{ soit } \sigma_{R\phi}^{(1)} = 160 \mu \text{ pour } \delta = 15^\circ \quad [4]$$

Cette distorsion peut être corrigée, on connaît par les fils la taille des charges collectées et on peut donc modifier en conséquence la position mesurée par les damiers.

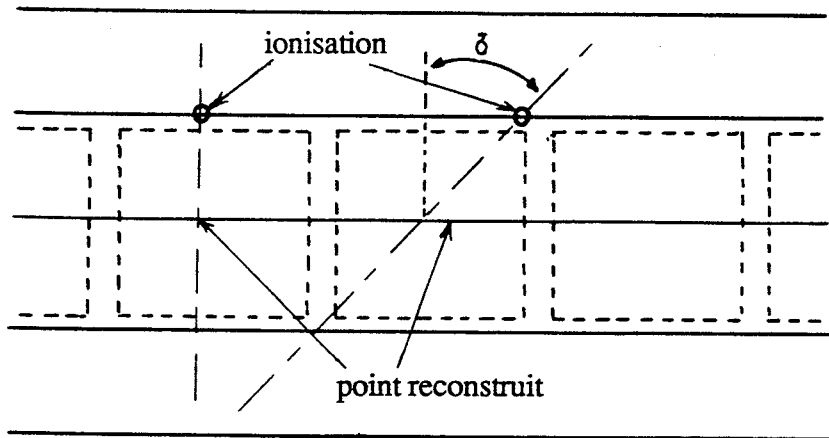


Figure II.9 Un dépôt d'énergie plus important sur l'un des 5 fils contribuant au signal induit sur les damiers, provoque pour des angles $\delta \neq 0$ un décalage du point reconstruit. (Ici damier droit).

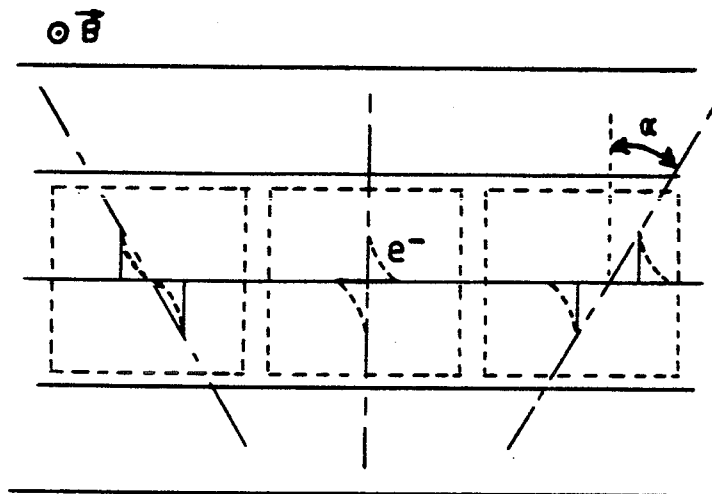


Figure II.10 Effet ExB. Action focalisante et défocalisante de la force de Lorentz.

Dans la TPC de DELPHI une géométrie circulaire pour les rangées de damiers a été adoptée, les traces énergiques ont alors un petit angle avec la perpendiculaire aux damiers et cette correction n'est plus nécessaire.

L'autre effet négatif des fluctuations de Landau qui lui n'est malheureusement pas compensable, est la non uniformité de la charge déposée sur un fil. Le barycentre de la charge déposée pouvant être décalé par rapport à l'intersection de la trace et du fil, il en découle une erreur entre la position du centroïde reconstruit par les damiers et la position réelle de la trajectoire. Cet effet dépend de la taille de l'amas sur le fil et donc de l'angle α entre la trace et le fil. Un damier voyant 5 fils, ces fluctuations sont donc moyennées et un calcul approximatif donne :

$$\sigma_{R\phi}^{(2)} = 240 \mu \text{ tg } \alpha = 64 \mu \text{ pour } \alpha = 15^\circ \quad [4]$$

II.4.2 DIFFUSION

Le transport d'une trace dans des distances de l'ordre du mètre ne se fait pas sans conséquence. De nombreux "chocs" ont pour effet de dévier les électrons d'une trajectoire idéale parallèle au champ électrique. Pour le mélange utilisé, on s'attend en l'absence de champ magnétique à une diffusion transverse de $500 \mu\text{m}/\sqrt{\text{cm}}$ [2]. Avec un champ magnétique, toutes les trajectoires ayant une composante orthogonale à la direction du champ vont spiraler ce qui limite énormément leurs excursions à la trajectoire idéale. La diffusion dans le plan transverse est ramenée à

$$\sigma_{\perp \text{ diff}} = \sigma_{\perp \text{ diff}} (B=0) \frac{1}{\sqrt{1+\omega^2\tau^2}}$$

où ω est la fréquence cyclotron ($\omega = \frac{eB}{mc}$)

et τ le temps moyen entre collisions

$\omega\tau \approx \frac{V_D B}{E}$ où V_D est la vitesse de dérive des électrons.

Dans les conditions de DELPHI, pour $E = 150 \text{ V cm}^{-1}$, $B = 1.2 \text{ T}$ et $\omega\tau \approx 5$.

$$\sigma_{\perp \text{ diff}} = 1 \text{ mm} \cdot \text{m}^{-5} \quad [2]$$

D'autre part la diffusion longitudinale insensible au champ magnétique reste forte et a été mesurée :

$$\sigma_{//diff} = 4 \text{ mm} \cdot \text{m}^{-5} \quad [2]$$

Les erreurs résultantes au niveau de la résolution sont donc :

$$\sigma_{R\phi}^{(3)} = \frac{A}{\sqrt{N}} \sigma_{\perp diff} \sqrt{L} = 110 \sqrt{L} \mu\text{m}$$

$$A = \sqrt{\sum_{i=2}^2 w_i^2} = 0.581 ; w_i \text{ poids respectifs, pour un damier donné, des 5 fils}$$

contribuant au signal.

N = Nombre d'électrons primaires dans le segment de trace collecté par un fil ($\approx 30 e^-$ pour 4 mm d'argon à 1 atm pour un $\gamma \approx 1000$). Les électrons primaires étant répartis dans des amas, on réalise ici une légère sur-estimation de N en prenant le nombre d'électrons primaires.

L = Longueur de dérive (en mètre)

soit

$$\sigma_{R\phi}^{(3)} = 90 \mu \text{ pour } L = 0.7 \text{ m}$$

et

$$\sigma_Z^{(1)} = \frac{4}{\sqrt{N}} \sqrt{L} = 730 \sqrt{L} \mu\text{m}$$

pour une mesure de Z par les fils.

Soit

$$\sigma_Z^{(1)} \approx 610 \mu\text{m pour } L = .7 \text{ m.}$$

II.4.3 EFFET EXB

Les électrons suivent effectivement les lignes de champ électrique tant que \vec{E} et \vec{B} restent parallèles mais au niveau des grilles de la chambre proportionnelle, la composante

de \vec{B} orthogonale à \vec{E} n'est plus négligeable (cf figure II.5). Pour un électron donné, suivant sa trajectoire dans la chambre proportionnelle, la force de Lorentz lui fait subir un déplacement parallèlement aux fils compris entre $\approx \pm 1.6$ mm. Un segment de trace suivant son angle avec les fils se trouve ainsi focalisé ou défocalisé le long des fils sensibles (cf figure II.10). On peut donner une idée de l'ordre de grandeur de cet effet en introduisant artificiellement un angle de Lorentz "moyen"

$$\sigma_{R\phi}^{(4)} = \frac{A}{\sqrt{N}} \frac{d}{\sqrt{12}} | \operatorname{tg}\alpha - \operatorname{tg}\beta | \sqrt{\cos\alpha}$$

- où α = angle entre la trace et les fils
 β = angle de Lorentz moyen ($\operatorname{Tg}\beta \approx -0.3$)
 d = distance entre 2 fils de champ = 4 mm
 A, N = cf 4.2

Le terme $\sqrt{\cos\alpha}$ reflète l'augmentation du nombre d'électrons récolté en fonction de l'angle.

$$\sigma_{R\phi}^{(4)} = 120 | \operatorname{tg}\alpha - \operatorname{tg}\beta | \sqrt{\cos\alpha} \approx 70 \mu \text{ pour } \alpha = 15^\circ$$

L'action réelle de cet effet est fortement influencé par les fluctuations de Landau qui introduit une non-uniformité dans la répartition des charges le long du fil.

II.4.4 L'ÉLECTRONIQUE

Le couplage entre les damiers et les fils suit une loi gaussienne de la forme

$$h = h_0 e^{-x^2/2\sigma^2}$$

avec x : distance de l'avalanche au centre du damier dans le plan damier

$$\sigma \approx 4 \text{ mm}$$

$$h_0 \approx 0.2$$

A partir de cette loi on peut estimer l'effet du bruit de l'électronique sur la résolution [1].

On a

$$x^2 = 2 \sigma^2 \ln(h_0/h_1)$$

avec h_1 : signal reçu par un damier situé à la distance x de l'avalanche.

$$(x-L)^2 = 2 \sigma^2 \ln(h_0/h_2)$$

avec h_2 : signal reçu par un damier situé à la distance $x-L$ de l'avalanche

L : distance entre damier ≈ 7 mm.

De ces deux relations on déduit :

$$\Delta x = \frac{\sigma}{L} \left[\left(\frac{h_0}{h_1} \right)^2 + \left(\frac{h_0}{h_2} \right)^2 \right]^{1/2} \frac{dh}{h_0}$$

Une particule au minimum d'ionisation perpendiculaire aux fils et passant au milieu d'un damier induit un signal $\approx 10^5 e^-$ sur ce damier. Les pré-amplificateurs damiers ayant un bruit de $\approx 700 e^-$ on en déduit

$$\frac{dh}{h_0} = 0.7 \%$$

Ainsi pour $\frac{h_1}{h_0} = 1$ et $\frac{h_2}{h_0} = 0.13$ (avalanche au milieu d'un damier)

$$\Delta x \approx 125 \mu\text{m}$$

et pour $\frac{h_1}{h_0} = \frac{h_2}{h_0} = 0.6$ (avalanche entre deux damiers)

$$\Delta x \approx 38 \mu\text{m}.$$

II.4.5 CONCLUSION

a) Résolution et séparation en Z

La résolution en Z est fortement dominée par l'effet de la diffusion longitudinale. On estime la résolution en Z à $730 \mu\text{m}$ pour 1 m de dérive.

De même la séparation en Z est fortement dominée par la diffusion. Le problème de la séparation en Z est fondamental au niveau des fils pour la mesure du $\frac{dE}{dx}$, la probabilité qu'un signal soit superposé au niveau des damiers étant beaucoup plus faible. La diffusion longitudinale étant de $4 \text{ mm} \cdot \text{m}^{-5}$, une séparation à 3σ , nécessaire si on veut mesurer des signaux aux amplitudes très différentes (fluctuation de Landau), nous donne une séparation en Z $\approx 1.2 \text{ cm}$ pour 1 m de dérive. Ce chiffre n'est qu'une approximation grossière car on ne peut négliger la fréquence d'échantillonnage du signal (cf chapitre II.3.2.3). En tenant compte des différents paramètres (fluctuation de Landau, diffusion, échantillonnage) la séparation en Z au niveau des fils reste, cependant, de l'ordre du centimètre pour 1 m de dérive.

b) Résolution et séparation en $R\phi$

La résolution finale en $R\phi$ ne peut être obtenue en ajoutant simplement de façon quadratique les termes énumérés ci-dessus. La combinaison de la diffusion et de l'effet $E \times B$ avec les fluctuations de Landau introduit une corrélation non négligeable entre ces contributions. Les fluctuations de Landau étant la source principale d'erreur sur la résolution, on conçoit que tout effet qui tend à homogénéiser la taille des amas recueillis contribue à diminuer les effets négatifs des dispersions initiales. La distance typique entre amas d'électrons primaires étant de 0.4 mm , on a un mélange des amas, après 10 cm de dérive pour $\sigma_{\perp \text{diff}} = 1 \text{ mm}/\sqrt{m}$. On a donc une uniformisation des amas avec la distance de dérive. L'action quantitative de cet effet sur la résolution a été obtenue par une simulation Monte-Carlo réalisée par F. Richard^[3] dont on a reporté les résultats figure II.11. On obtient une résolution $\sigma_{R\phi} \leq 250 \mu\text{m}$.

La séparation de deux traces en $R\phi$ dépend, surtout de la géométrie. Pour des damiers d'une largeur moyenne de 7 mm et sachant qu'une avalanche influence 2-3 damiers, on obtient une séparation significative pour $\Delta(R\phi) \geq 2 \text{ cm}$.

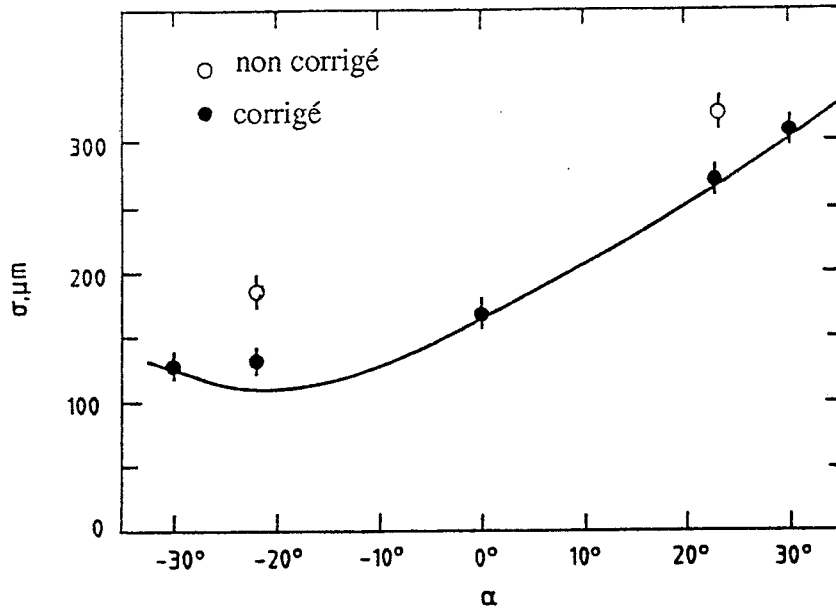


Figure II-11 Résolution en $R\phi$ obtenue sur un prototype avec des damiers inclinés. Les cercles pleins correspondent à la résolution obtenue après correction des fluctuations de Landau par les fils. La courbe est le résultat d'une simulation Monte-Carlo.

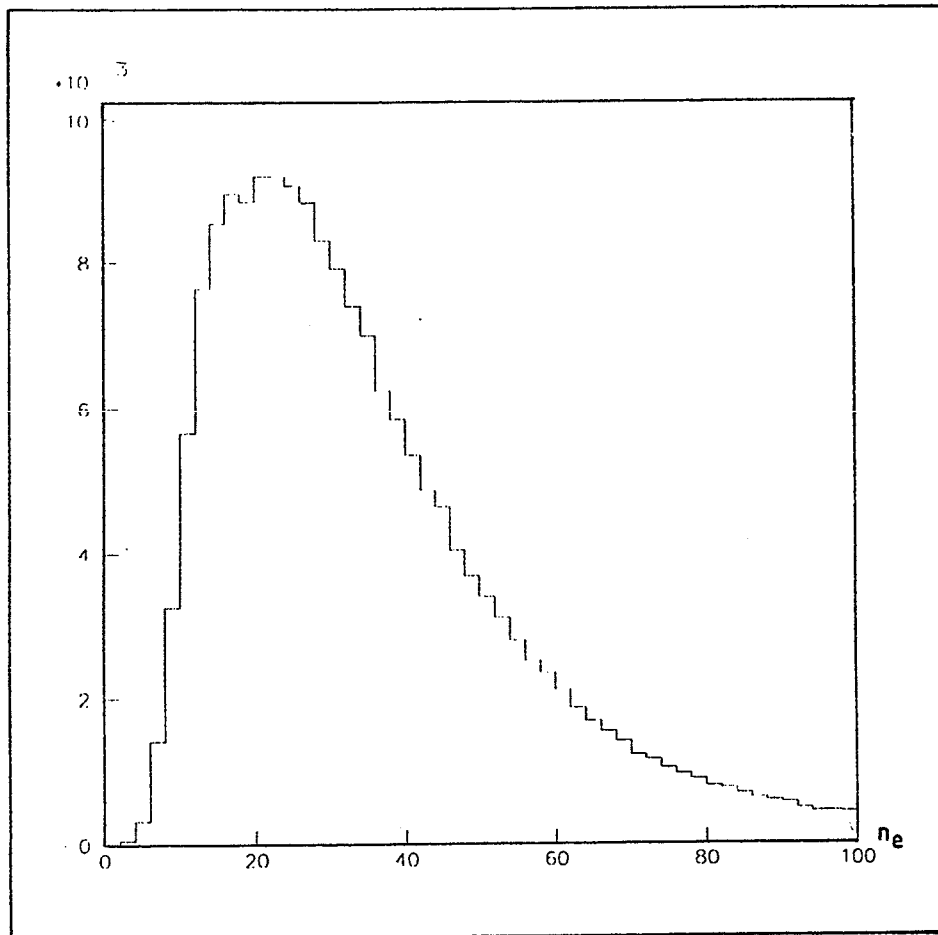


Figure II-12 Distribution de Landau ; nombre d'électrons déposés par trace pour 4 mm d'Argon traversé ($\gamma = 1000$).

II.5 DE/DX

II.5.1 PROCESSUS D'IONISATION

5.1.1 $\frac{d\sigma}{dE}$

Une particule chargée transversant le gaz de la TPC se manifeste par un échange d'énergie avec le milieu sous forme d'ionisation. On peut distinguer deux composantes dans ce processus :

La première correspond à un transfert d'énergie important par rapport à l'énergie de liaison des électrons du gaz (production de δ -rays). Ces interactions avec des électrons quasi-libres, sont prises en compte dans la section efficace de Rutherford :

$$\left. \frac{d\sigma}{dE} \right|_{\approx \text{libre}} = \frac{2\pi e^4}{m_e c^2} \frac{1}{\beta^2 E^2} \int_0^E f(E') dE' \quad (\text{II.1})$$

où $f(E')$ est la densité d'état électronique d'énergie E' dans l'atome considéré.

La seconde concerne les interactions résonnantes qui apparaissent à des énergies de transfert voisines des énergies de liaison électronique du gaz. La section efficace correspondante s'écrit :

$$\left. \frac{d\sigma}{dE} \right|_{\text{résonnant}} = \frac{2\pi e^4}{m_e c^2} \frac{f(E)}{\beta^2 E} \left[\text{Ln} \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{E} - \beta^2 \right] \quad (\text{II.2})$$

La décroissance en $\frac{1}{\beta^2}$ que l'on interprète comme une diminution du temps d'interaction disponible avec la vitesse de la particule est contre-balançée par le terme en $\text{Ln} \beta^2 \gamma^2$ qui aboutit à une augmentation de la section efficace provenant de l'accroissement du champ électrique transverse moyen avec γ alors que la décroissance en $\frac{1}{\beta^2}$ est "finie" ($\beta \approx 1$). L'augmentation de la zone d'influence de la particule incidente est cependant limitée par la polarisation du milieu qui écranter le champs électrique. La remontée relativiste est ainsi limitée par un plateau qui traduit une saturation des interactions à grand paramètre d'impact. La section efficace finale est alors :

$$\frac{d\sigma}{dE} = \frac{2\pi e^4}{m_e c^2} \frac{f(E)}{\beta^2 E} \left[\text{Ln} \left(\frac{2 m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{E |1 + \beta^2 \gamma^2 (1 - \epsilon)|} \right) + \beta^2 \text{Re}(\epsilon) \right] \quad (\text{II.3})$$

$$+ \frac{2\pi e^4}{m_e c^2} \frac{1}{\beta^2 E^2} \int_0^E f(E') dE'$$

où ϵ est la constante diélectrique complexe du gaz, $\text{Re}(\epsilon) - 1$ est directement proportionnel à la densité du milieu.

On a négligé dans cette expression le terme correspondant à la radiation Cerenkov qui est petit dans notre cas.

Le nombre moyen d'interactions par unité de longueur à β fixé s'écrit donc :

$$\left\langle \frac{dN}{dx} \right\rangle = \int \rho \frac{d\sigma}{dE} dE = \mathcal{N} \quad (\text{II.4})$$

où ρ = densité d'électron par unité de volume.

Ainsi le nombre d'interaction par unité de longueur suivant une loi de Poisson de moyenne \mathcal{N} , la distribution du nombre d'électrons produits par unité de longueur est dominée par une pseudo-gaussienne centrée sur les résonances de $\frac{d\sigma}{dE}$. Les collisions à courte portée moins probables mais produisant un grand nombre d'électrons par interaction, rajoutent une queue à cette distribution. On obtient finalement la distribution de Landau avec son allure très asymétrique (cf figure II.12).

5.1.2 Ionisation dans l'argon

L'utilisation de l'équation (II.4) donnant l'évolution du nombre d'interactions par unité de longueur avec γ demande une connaissance précise de $f(E)$. De même, la taille des amas d'électrons primaires pour un transfert d'énergie donné demande une étude spécifique pour le gaz utilisé. Ainsi, nous allons reporter dans ce paragraphe quelques résultats obtenus dans le cas de l'argon.

Pour ce gaz, les couches atomiques K, L et M sont occupées. L'ionisation de la couche M est à l'origine de $\approx 92\%$ des amas, la couche L représente $\approx 7\%$ et la couche K $\approx 1\%$ ($\gamma = 4$). Ces nombres sont sensiblement modulés par le γ de la particule incidente, l'effet d'écrantage intervenant plus tôt pour des interactions avec la couche M qui sont à grand paramètre d'impact. L'interaction suivant l'énergie transférée donne lieu à un amas dont la taille est reportée Table II.2. On remarque que comme indiqué précédemment le poids des "gros" amas augmente avec γ , les événements faisant intervenir la couche M et produisant en général un seul électron voient leur fréquence relative diminuer.

II.5.2 MESURE DU dE/dx

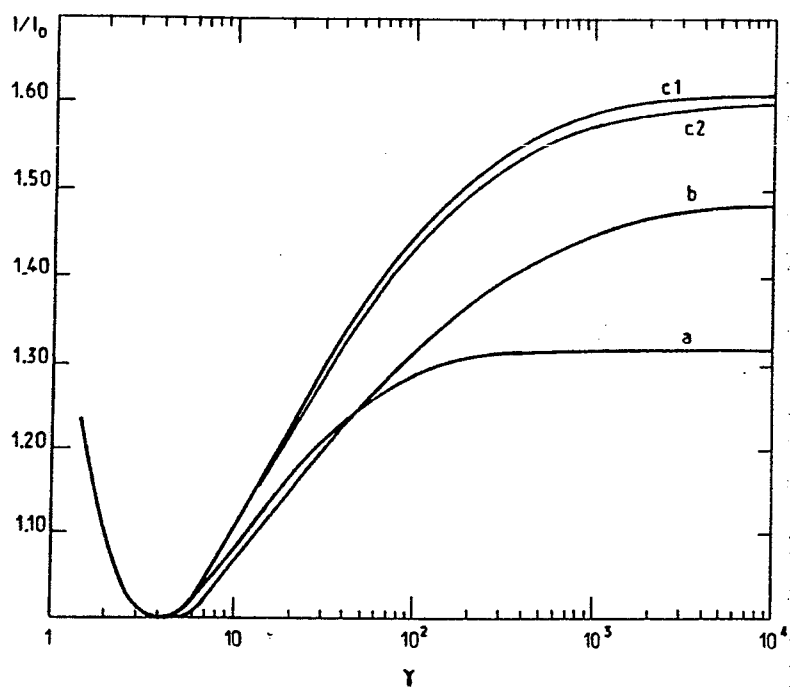
C'est de la dépendance en fonction de γ du nombre d'amas par unité de longueur et du nombre d'électrons par amas que naît la séparation, au niveau de la charge recueillie, pour des particules de même impulsion mais de γ différent. On peut juger la séparation obtenue en fonction de γ figure II.13 à partir du nombre d'amas par unité de longueur (courbe a) et du nombre d'électrons par unité de longueur (courbe b). Il s'avère que la valeur la plus probable d'ionisation (\approx position de la pseudo-gaussienne dans la distribution de Landau) est plus sensible à une variation de γ que la valeur moyenne (cf courbe c et b figure II.13). Ceci se comprend si on remarque que les interactions à grand transfert d'énergie qui sont exclues de la valeur la plus probable d'ionisation, viennent de la section efficace de Rutherford (équation II.1) et ne présentent pas la dépendance en $L_n \beta \gamma$ des interactions résonnantes (équation II.2).

L'effet de la statistique est contradictoire dans le calcul de la moyenne tronquée. En effet en supprimant les événements à grand transfert, on diminue la dispersion de l'échantillon (queue de Landau) et donc la statistique nécessaire pour atteindre une précision donnée ; mais, si on exclut un trop grand nombre d'événements, c'est-à-dire que l'on fait une coupure trop basse, la taille de l'échantillon redevient petite par rapport à sa dispersion et on perd en résolution. Le point optimum de cette coupure dans le calcul de la moyenne tronquée, pour obtenir la meilleure précision sur le $\frac{dE}{dx}$, se situe autour de 80 % [6] où l'on obtient $\sigma_{\frac{dE}{dx}} \approx 5.32\%$. (on garde dans le calcul de la moyenne tronquée 80 % des plus petites mesures du $\frac{dE}{dx}$ pour les fils).

Cette précision en soit ne signifie rien car notre objectif est d'utiliser cette mesure du $\frac{dE}{dx}$ pour identifier les particules. Il faut prendre également en compte la séparation obtenue, pour une moyenne tronquée donnée, entre des particules de même impulsion mais de masse différente. On définit cette séparation par $S = ((\frac{dE}{dx})_{\gamma=1000} - (\frac{dE}{dx})_{\gamma=4}) / \sigma_{\frac{dE}{dx}}$

TABLE II-2 : Distribution de la taille des amas
pour des particules au minimum d'ionisation ($\gamma=4$)
et sur le plateau de Fermi ($\gamma=1000$) dans l'Argon [5].

Taille des amas (nombre d'électrons)	$\gamma = 4$ (%)	$\gamma = 1000$ (%)
1	80.2	78.2
2	7.7	7.4
3	2.0	2.
4	1.3	1.4
5	0.8	0.8
6	0.6	0.7
7	0.5	0.6
8	0.6	0.8
9	0.8	1.1
10	0.9	1.2
11	0.7	0.9
12	0.5	0.7
13	0.4	0.5
14	0.3	0.4
Σ 2-7	12.9	13.0
Σ 8-20	5.3	6.9
$\Sigma > 20$	1.6	1.9



- (a) Nombre d'amas d'électrons
- (b) Nombre moyen d'électrons déposés
- (c) Nombre le plus probable d'électrons pour 100 cellules de 10 mm.
- (c1) 40% des plus petites valeurs
- (c2) 50% des plus petites valeurs

Figure II-13 Ionisation dans 10 mm d'Argon en fonction de γ . [5]

Pour un calcul classique du $\frac{dE}{dx}$ utilisant seulement comme estimateur la mesure de la moyenne tronquée, la valeur optimum de la coupure se situe autour de 65 %, la précision étant alors $\sigma_{\frac{dE}{dx}} \approx 5,5 \%$.

Une étude récente [6] semble indiquer que dans les conditions de fonctionnement de la TPC de DELPHI, il existe une information complémentaire -la dispersion des mesures intervenant dans le calcul de la moyenne tronquée- qui puisse accroître la résolution sur le $\frac{dE}{dx}$. Ainsi, en utilisant simultanément la mesure de la moyenne tronquée et cette dispersion, le pouvoir de séparation du $\frac{dE}{dx}$ serait meilleur.

Dans la suite de cette thèse, on considérera parfois deux cas de résolution statistique sur le $\frac{dE}{dx}$, l'un à 5.5 % correspondant à la résolution obtenue classiquement à l'aide de la moyenne tronquée seule ; l'autre à 4 % correspondant à la résolution obtenue par un calcul du $\frac{dE}{dx}$ utilisant la corrélation existant entre la dispersion des mesures intervenant dans le calcul de la moyenne tronquée et la moyenne tronquée. Il est à remarquer que la résolution estimée à l'aide d'un prototype en utilisant la méthode "classique" de calcul du $\frac{dE}{dx}$ a été de $5.5 \pm .5 \%$.

II.5.3 IDENTIFICATION

On va prendre dans ce qui suit les valeurs de $\frac{dE}{dx}$ en fonction de γ données par la courbe C1 de la figure 13. Bien que les conditions expérimentales de la TPC de DELPHI (distance entre fils et longueur de traces collectées) soient différentes, ces différences se compensent et rendent cette courbe utilisable dans notre cas.

A partir de cette courbe on peut calculer pour les différentes particules la dépendance du $\frac{dE}{dx}$ en fonction de l'impulsion (cf figure II.14).

En supposant une résolution sur le $\frac{dE}{dx}$ de 5.5 %, on remarque que la séparation $e-\pi$ à 3σ est possible jusqu'à 7.5 GeV. Si on veut comparer ce résultat à celui de la TPC de Berkeley qui fonctionne à 8.5 atm, pour 1 atm dans DELPHI, on doit remarquer qu'une augmentation de pression à deux effets antagonistes. D'une part, une densité plus importante, accroît le nombre possible d'interactions et donc le nombre d'amas par unité de longueur (cf équation II.4). Mais, d'autre part, l'effet d'écrantage étant plus important (cf équation II.3), l'écart entre le minimum d'ionisation et le plateau de Fermi est réduit. Ainsi, à 8.5 atm, on a bien une augmentation de la précision statistique ($\sigma \approx 3 \%$) mais la séparation pour différent γ est moins nette qu'à 1 atm.

- (1) Séparation à 3σ pour $\sigma_{\text{stat}} = 5.5\%$
- (2) Séparation à 3σ pour $\sigma_{\text{stat}} = \sigma_{\text{effectif}} = 4\%$ (obtenu en utilisant en plus de la moyenne tronquée, la dispersion des mesures)

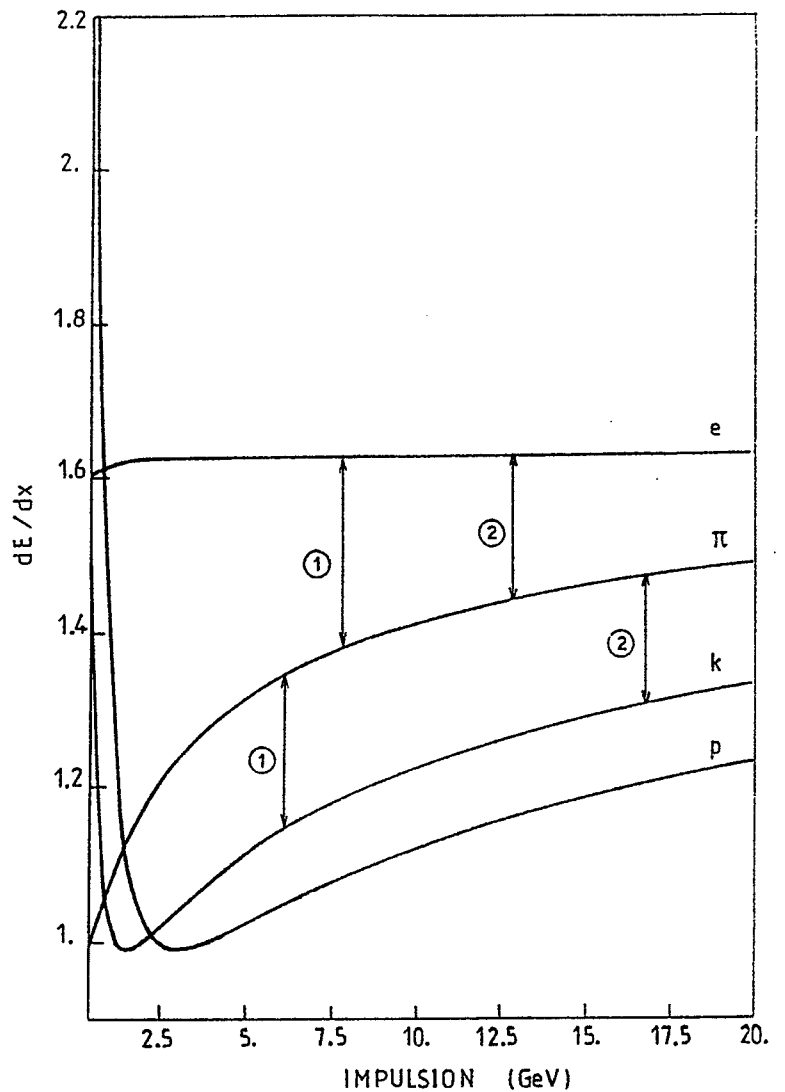
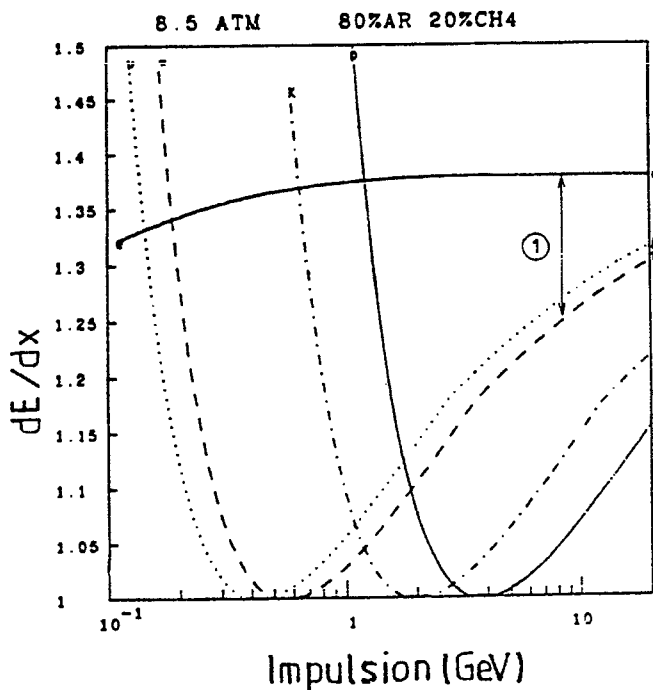


Figure II-14 dE/dx en fonction de l'impulsion pour la TPC de DELPHI.



- (1) Séparation à 3σ e/π ($\sigma_{\text{tot}} = 3.5\%$ pour des π au minimum d'ionisation et $\sigma_{\text{tot}} = 3.1\%$ pour des électrons Bhabha).

Figure II-15 dE/dx en fonction de l'impulsion pour la TPC de Berkeley.

I plateau/I minimum d'ionisation = 1.6 à 1 atm

= 1.38 à 8.5 atm

De plus, il faut remarquer qu'une même erreur systématique est plus gênante à 8.5 atm qu'à 1 atm. L'identification n'est donc que légèrement meilleure à 8.5 atm, la TPC de Berkeley, séparant e/π jusqu'à environ 8 GeV [7]. (cf figure II.15).

Il est intéressant de replacer le pouvoir d'identification de la TPC dans le cadre de DELPHI. On note à ce sujet que la séparation e/π à 3σ ne s'effectue dans la partie baril que jusqu'à ~ 2 GeV pour le RICH et qu'à partir de ~ 10 GeV pour la HPC. La TPC (cf figure II.16) en réalisant une séparation e/π à 3σ jusqu'à 7.5 GeV au moins, joue donc un rôle important dans l'identification des électrons.

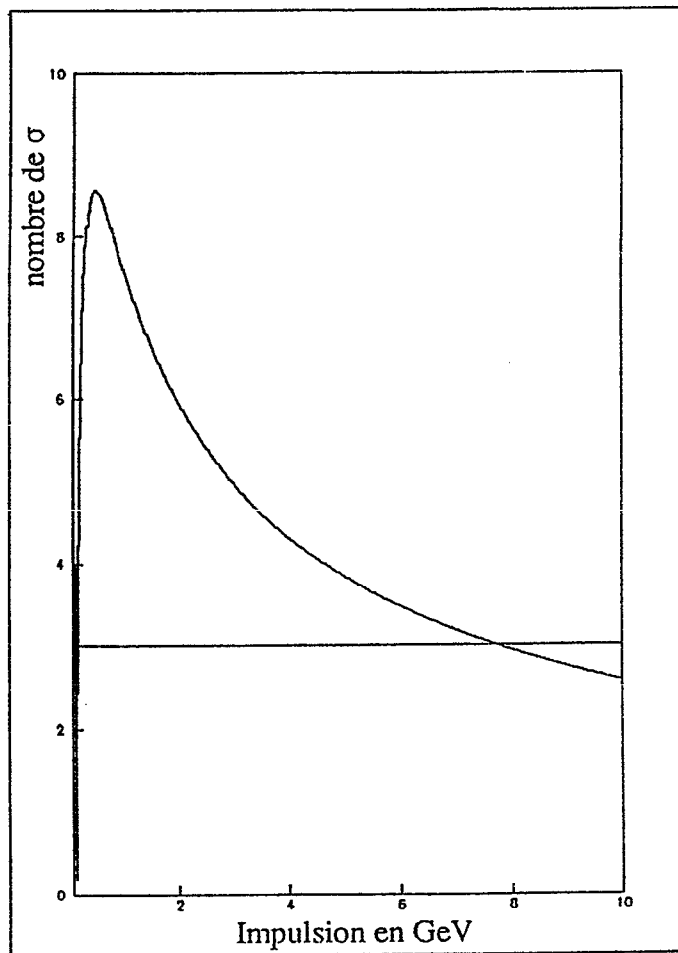
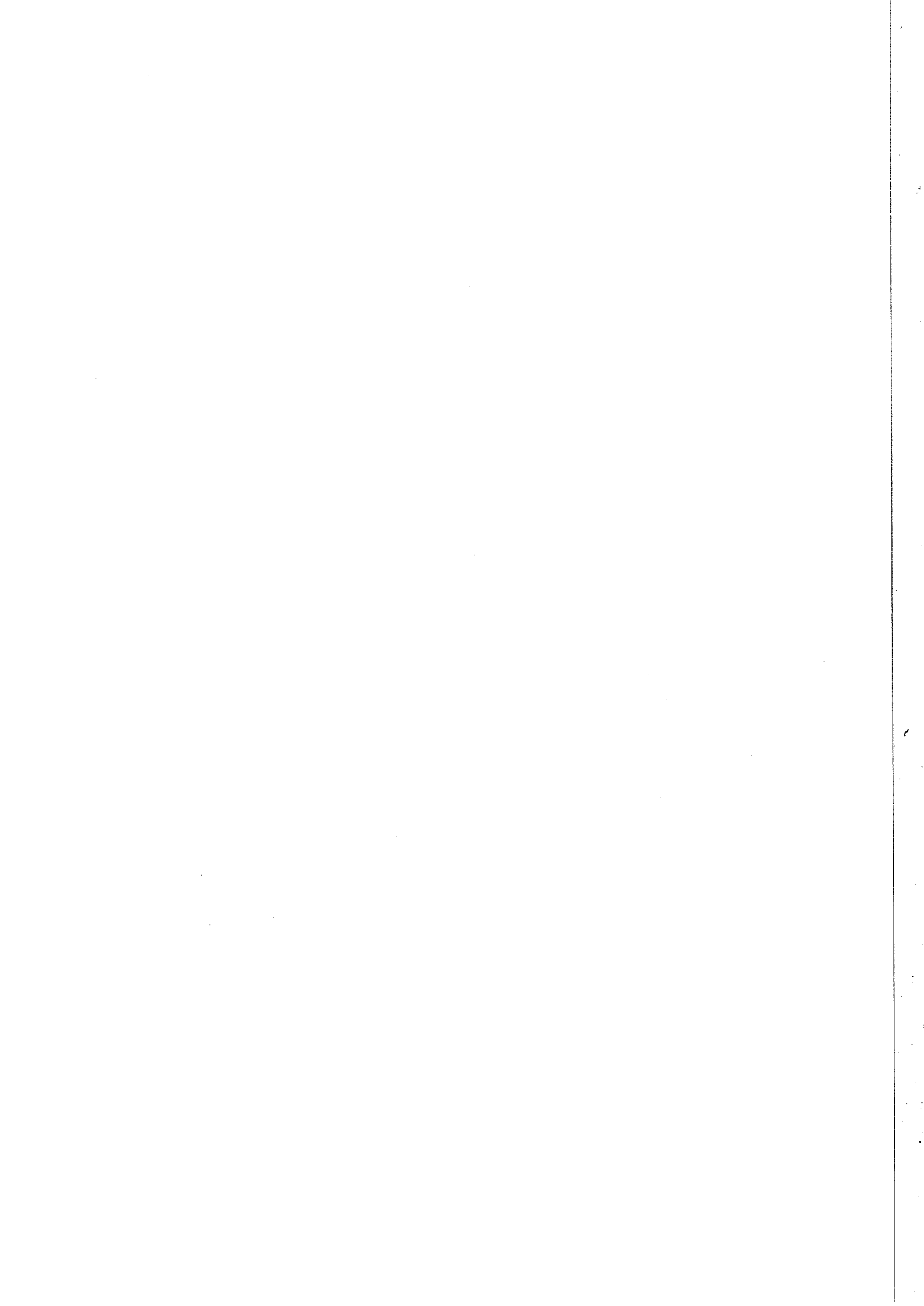


Figure II-16 Séparation e/π en nombre de σ par la TPC de DELPHI en fonction de l'impulsion ($\sigma_{\frac{dE}{dx}} = 5.5\%$)



CHAPITRE III

CALIBRATION DES FILS DE LA TPC DE DELPHI

III.1 INTRODUCTION

Il est clair d'après les chapitres précédents qu'une identification des particules par la TPC nécessite une bonne résolution sur le dE/dx . Ainsi pour un $\sigma_{\frac{dE}{dx}}$ de 6 % la séparation à $3\sigma e/\pi$ ne se fait que jusqu'à 5.8 GeV au lieu de 7.5 GeV pour $\sigma_{\frac{dE}{dx}} = 5.5$ %. La taille et les conditions de fonctionnement de la TPC nous fixant l'erreur statistique à 4-5.5 % un bon contrôle des systématiques dans la mesure du $\frac{dE}{dx}$ est nécessaire afin de ne pas dégrader davantage la résolution. Ainsi ce chapitre est consacré aux moyens mis en oeuvre pour réduire l'action des erreurs systématiques sur la mesure de la charge déposée dans la TPC de DELPHI.

III.2 PHYSIQUE D'UNE CHAMBRE PROPORTIONNELLE

Dans ce paragraphe par une étude des processus physiques entrant en jeu dans une chambre proportionnelle, nous allons introduire les divers paramètres jouant un rôle dans la récolte et l'amplification des électrons primaires.

III.2.1 PROCESSUS D'AMPLIFICATION

Afin de simplifier le problème, considérons pour l'instant un champ électrique E uniforme. Si on note α , le nombre d'ions produits par unité de longueur par un électron incident, le nombre d'électrons dn libérés après un parcours dx pour n électrons incidents s'écrit : $dn = \alpha n dx$. Ainsi, pour un parcours x et n_0 électrons primaires, on obtient $n = n_0 e^{\alpha x}$ électrons.

Pour α petit, on peut faire une approximation simple connue sous le nom d'approximation de Korff qui donne une idée des actions respectives du champ électrique et de la densité. Pour qu'une interaction donne lieu à une ionisation, il faut que l'énergie de l'électron incident soit supérieure au seuil d'ionisation V_{ion} de l'atome "cible". En supposant qu'après chaque interaction les électrons se trouvent au repos, il leur faut donc, pour pouvoir ioniser le gaz, parcourir sans choc une distance minimale d_{ion} , définie par $d_{\text{ion}} = V_{\text{ion}}/E$.

Ainsi la probabilité de parcourir au moins d_{ion} sans interaction vaut

$$\frac{1}{\ell} \int_{\frac{V_{\text{ion}}}{E}}^{+\infty} e^{-x/\ell} dx = e^{-V_{\text{ion}}/\ell E}$$

où ℓ est le libre parcours moyen des électrons dans le gaz.

Le nombre d'ionisations par unité de longueur étant le produit du nombre d'interactions par unité de longueur ($= \frac{1}{\ell}$) par la probabilité qu'une interaction soit une ionisation, si on suppose que toutes les interactions se produisant pour un parcours $x > d_{\text{ion}}$, donnent lieu à une ionisation, on trouve que

$$\alpha = \frac{1}{\ell} e^{-v_{\text{ion}}/\ell E} \quad (\text{III.1})$$

Comme ℓ est proportionnel à l'inverse de la densité $\rho \approx \frac{P \text{ Vol}}{RT}$ on aboutit à

$$\alpha = A \frac{P}{T} e^{-\frac{B P}{T E}} \quad (\text{III.2})$$

Il apparaît clairement (équation III.1) que l'on peut observer deux régimes de fonctionnement suivant que $\ell > d_{\text{ion}} (= \frac{V_{\text{ion}}}{E})$ ou $\ell < d_{\text{ion}}$. Dans le premier cas, un accroissement de la densité en augmentant la probabilité d'interaction, augmente la probabilité d'ionisation. C'est la partie en $A \frac{P}{T}$ de l'expression de α (cf équation III.2) qui domine. Dans le second cas en accroissant trop le nombre de chocs, on dissipe l'énergie cédée par le champ électrique dans des chocs élastiques et l'électron incident n'a plus assez d'énergie pour ioniser le gaz. C'est la partie en $e^{-BP/TE}$ de l'équation III.2 qui fait décroître α .

Nous verrons expérimentalement, que l'accroissement de la densité fait diminuer le gain de la TPC ce qui correspond au deuxième régime décrit.

Dans une chambre proportionnelle, contrairement à notre hypothèse, le champ électrique n'est pas uniforme, on a en réalité un fort gradient de champ issu des fils sensibles. Ainsi α dépend de la position de la zone considérée par rapport au fil sensible, le gain obtenu s'écrit alors

$$G = \frac{n_{\text{final}}}{n_{\text{initial}}} = e^{\int \int \int \alpha(x,y,z) dx dy dz} \quad (\text{III.3})$$

Mais une étude analytique de G est en fait difficilement réalisable, de nombreux phénomènes "parasites" qui seront introduits en partie au cours de ce chapitre, compliquant le problème.

III.2.2 LE GAZ

a) Le mélange Ar/CH₄

Les propriétés atomiques du gaz intervenant dans le processus d'amplification sont fondamentales. Dans les hypothèses simplificatrices précédentes, on a négligé en particulier l'action des photons émis par le gaz lors des interactions avec les électrons ; or ces photons en étant "absorbés" par le gaz peuvent donner naissance à une seconde avalanche distincte de la première.

Pour éviter ce genre de problème, il est nécessaire d'adjoindre à l'argon un gaz organique qui absorbera sans ionisation les photons U.V émis dans l'avalanche. Les proportions du mélange Ar/CH₄ jouent un rôle très important, la valeur du gain obtenue étant très sensible à la quantité de CH₄ présent (cf Table III.1).

b) Absorption

La présence dans le gaz d'impuretés avec une forte section efficace de capture électronique, diminue le nombre d'électrons arrivant jusqu'aux fils sensibles.

Ainsi, un électron d'énergie ϵ , ayant un parcours moyen effectif de capture $L_c(\epsilon)$ à la probabilité $e^{-x/L_c(\epsilon)}$ de ne pas être absorbé après une dérive de longueur x .

	p[atm.]	%CH ₄	ΔA/A [%]	A×10 ³
$\frac{\Delta\text{CH}_4}{\text{CH}_4} = 1 \%$	1	10	- 2.5	27
	3	9	- 2.0	5
	1	20	- 3.0	27
	8.5	20	- 5.0	2.5

Table III.1 - Dépendance du gain vis à vis de la composition du mélange Ar/CH₄^[3].

Un point important est la dépendance en énergie de la section efficace d'attachement (cf figure III.1). Ces captures électroniques correspondent à des processus du type : $e+XY \rightarrow XY^- \rightarrow X+Y^-$ qui sont des réactions résonnantes, l'électron incident devant avoir une énergie bien définie pour produire l'état intermédiaire XY⁻ (cf Table III.2).

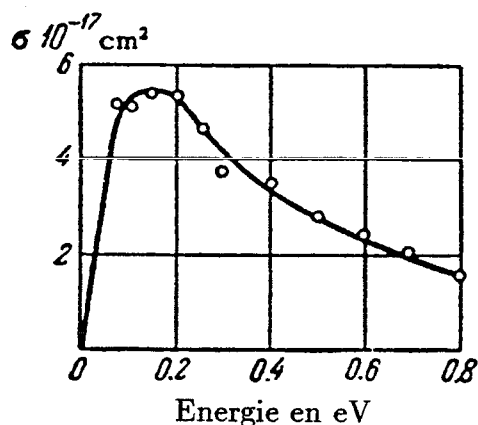


Figure III.1 : Section efficace de capture électronique dans la molécule CCl₂F₂

Molécule	Section efficace au 1er maxim., cm ²	Energie de l'électron au 1er maxim, ev	Section efficace au 2è maxim., cm ²	Energie de l'électron au 2è maxim., ev
SF ₆	5.7.10 ⁻¹⁶	0.00	—	~ 0.1
CCl ₄	1.3.10 ⁻¹⁶	0.02	1.0.10 ⁻¹⁶	0.6
CF ₃ I	7.8.10 ⁻¹⁷	0.05	3.2.10 ⁻¹⁷	0.9
CCl ₂ F ₂	5.4.10 ⁻¹⁷	0.15		
BCl ₃	2.8.10 ⁻¹⁷	0.4		
HBr	5.8.10 ⁻¹⁷	0.5		
HCl	3.9.10 ⁻¹⁸	0.6		
H ₂ O	4.8.10 ⁻¹⁸	6.4	1.3.10 ⁻¹⁸	8.6
O ₂	1.3.10 ⁻¹⁸	6.2		

Table III.2 - Energie de résonance des sections efficaces de capture électronique pour différentes molécules^[4]

L'absorption est donc différente dans l'espace de dérive et dans la zone d'amplification, l'énergie moyenne des électrons étant distincte dans ces deux régions. Pour la TPC de DELPHI, une simulation Monte-Carlo, réalisée par P Roudeau [5], a donné une énergie typique des électrons de 0.2 eV dans l'espace de dérive et de 2 eV dans la chambre proportionnelle (cf chapitre III.4.2.b) ce qui laisse prévoir par exemple une absorption par l'oxygène (résonance d'absorption à 6.2 eV) plus importante dans la seconde région.

On a reporté Table III.3 des résultats obtenus par différentes expériences sur la perte de signal dans l'espace de dérive due à la présence d'oxygène.

p [atm.]	% CH4	$\Delta A/A$ [% pour 1m de dérive]
1	10	0.02
2	10	0.01
1	20	0.03
2	20	0.04
5	5	0.04
8.5	20	0.06

Table III.3 - Perte de signal par capture électronique en présence de 1 ppm O₂ dans l'espace de dérive^[3]. (E/P est voisin de la valeur correspondant au maximum de la vitesse de dérive des e⁻)

III.2.3 CHAMP ÉLECTRIQUE

La géométrie de la chambre, en fixant le gradient du champ électrique, influence bien évidemment la réponse des fils sensibles. Il est donc important de contrôler les imperfections mécaniques et leurs effets sur le gain.

Dans une première approche, on peut considérer les conséquences d'une variation de la géométrie sur le champ électrique moyen au voisinage du fil sensible et en déduire directement une variation du gain. On a reporté Table III.4 les résultats obtenus pour la TPC de DELPHI. A faible gain on peut supposer que l'avalanche se développe au niveau du point d'arrivée des électrons primaires, mais dans notre cas, la forte densité de charges présente dans l'avalanche, provoque l'étalement de celle-ci autour des fils sensibles par la déformation des lignes de champ qu'elle induit.

La réponse de la chambre en fonction de paramètre géométrique est donc plus complexe que la méthode décrite précédemment : une diminution du gap entre cathode fils et fils sensibles va augmenter le gradient de champ dans cette zone, mais l'avalanche se développe également dans le gap fils sensibles - cathode damiers, zone où le champ n'a pas été modifié. On peut cependant noter que cet effet en atténuant l'action d'un changement partiel des lignes de champ ne peut que diminuer l'action d'une déformation mécanique.

Paramètre	Variation	$\Delta\text{Gain}/\text{Gain}$	Tolérance pour une variation de 1% du gain
gap	1 % 4 mm → 4.04 mm	- 2.2 %	18 μm
diamètre des fils sensibles	1 % 20 μm → 20.2 μm	- 26 %	0.008 μm

On a pris $\frac{\Delta G}{G} = 15 \frac{\Delta E}{E}$ (cf chapitre III.4.1)

Table III.4 - Dépendance du gain vis à vis des déformations mécaniques

III.3 CALIBRATION DES SECTEURS, MOYENS UTILISES

Contrôler les systématiques dans la mesure du $\frac{dE}{dx}$ revient en fait à connaître à tout instant la relation entre la charge mesurée par les fils sensibles et la charge déposée par la particule incidente dans la TPC, c'est-à-dire connaître le "gain" entre le nombre d'électrons primaire produit et le signal lu à la sortie de la chaîne électronique.

Si les variations du gain de l'électronique ne posent pas en pratique de difficultés d'accès, l'injection en entrée des voies électroniques fils de signaux calibrés permettant de les mesurer ; le gain dans la chambre même est beaucoup plus difficile à contrôler.

Les grandeurs physiques introduites au paragraphe précédent peuvent produire deux "types" de variations du gain, d'une part des variations globales, c'est-à-dire identiques pour au moins tout un fil sensible, et d'autre part des variations locales, correspondant à une dispersion du gain le long d'un fil donné.

Il est facile de prendre en compte les variations globales de gain en cours d'expérience, on peut en effet, soit calibrer directement le gain des secteurs à l'aide des barrettes fixes de Fe^{55} prévues à cet effet, soit par exemple, pour un changement de pression, mesurer celle-ci et en déduire la variation de gain correspondante.

Les variations locales sont quant à elles difficilement accessibles en cours d'expérience, le gain le long d'un fil donné est normalement connu en au plus trois points, correspondant aux positions des barrettes fixes. C'est pourquoi, afin de tenir compte des variations locales, il a été réalisé à l'aide d'un montage-test spécial, des cartes de calibration contenant pour chaque secteur, les variations du gain le long des différents fils sensibles. Ce paragraphe est consacré aux différents moyens mis en oeuvre pour la calibration des secteurs, on y développera de façon précise la méthode de réalisation de ces cartes de gain.

III.3.1 SOURCE DE Fe^{55}

Pour mesurer le gain de la chambre, on doit utiliser une source d'énergie bien définie, qui va produire aux fluctuations statistiques près un nombre d'électrons primaires fixes.

Dans le cas de la TPC de DELPHI, le choix s'est porté sur une source radioactive : le Fe^{55} .

Afin de comprendre la réponse de la chambre proportionnelle à cette source, il est nécessaire d'introduire en détail la production des électrons primaires par le Fe^{55} .

A la base du processus, on trouve la transmutation par capture électronique du Fe^{55} ($T_{1/2} = 2.73$ ans) en Mn^{55*} . La désexcitation du Mn^{55*} produit un photon X de ≈ 6 KeV ; c'est ce photon qui en ionisant l'argon est à l'origine des électrons primaires. Ce processus de transfert d'énergie a lieu en plusieurs étapes (cf figure III.2). Dans un premier temps le photon X est absorbé par la couche K de l'argon qui émet un électron d'énergie cinétique $E_e = E_x - E_k \approx 2.7$ KeV. L'atome Ar^{+*} restant peut se désexciter soit par une cascade Auger [≈ 85 % des cas] soit par l'émission d'une raie K_{α} (photon de 2.96 keV) ou K_{β} (photon de 3.2 keV) [≈ 15 % des cas].

Dans le cas de l'émission d'un nouveau photon, le même type de processus se reproduit, l'ionisation ayant lieu ici dans la couche L de l'Argon.

Finalement on obtient principalement trois types de dépôts d'énergie :

- i) la totalité de l'énergie libérée par le photon X initial du Mn^{55*} est récoltée dans le même signal. Ce qui se produit essentiellement lorsque le réarrangement de l'atome Ar^{+*} donne lieu à une cascade Auger : l'électron produit par ionisation ayant un très faible parcours avant sa thermalisation ($\approx 100 \mu m \ll 4$ mm distance entre fils sensibles), l'amas initié par cet électron et ceux de la cascade

Auger se superposent. Le nombre moyen d'électrons dans l'amas final correspond donc à l'énergie moyenne du photon X initial soit $E_i \approx 5.96 \text{ keV}$.

ii) l'atome Ar^{+*} se désexcite par l'émission d'un photon et seul l'électron issue de l'ionisation de la couche K de Ar est détecté. La taille de l'amas correspond alors à une énergie : $E_{ii} \approx 2.76 \text{ keV}$.

iii) les photons que peut émettre Ar^{+*} ont une longueur d'atténuation de 5 cm (K_α) ou 3.5 cm (K_β), ils peuvent donc donner naissance à des amas d'électrons distincts, qui ne seront pas détectés au même endroit que ceux décrits en ii). Si on ne s'intéresse qu'au cas où toute l'énergie de ce photon est converti en électrons on a un signal correspondant à une énergie de $\approx 3 \text{ keV}$.

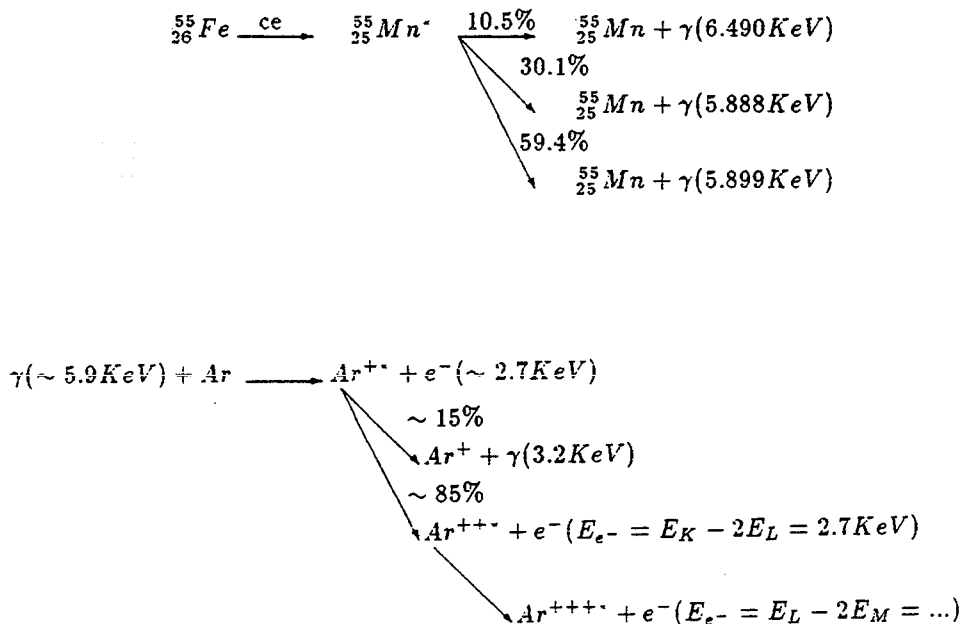


Figure III-2 Production d'électron primaire dans l'Argon par la transmutation du Fe^{55} .

Dans notre cas, vu la proximité en énergie des signaux récoltés pour des événements de type ii et iii, leur dispersion intrinsèque (ce ne sont pas des signaux mono-énergétiques) et statistique (fluctuation du nombre d'électrons primaires produit pour une énergie donnée), nous ne distinguons pas ii et iii.

On considère finalement deux cas : l'un correspondant à une récupération totale de l'énergie libérée par le photon X du Mn^{55*} (cas i)), l'autre correspond à une récolte partielle de cette même énergie (cas ii) et iii).

Les tailles des amas produits dans les conditions normales de fonctionnement de la TPC sont d'environ 200 électrons primaires pour i) et de 100 pour ii) ou iii).

Si on compare ces chiffres à ce que peut normalement accepter la chaîne électronique, soit ≈ 5 fois le nombre d'électrons primaires produits au minimum d'ionisation dans les conditions normales de fonctionnement ($\approx 150 e^-$), on remarque que seul le pic secondaire (cas ii-iii) peut être détecté en expérience si on ne diminue pas le gain de la chambre.

III.3.2 MONTAGE UTILISÉ POUR LA CALIBRATION

a) Enceinte, barrette mobile

Pour calibrer les secteurs, il est nécessaire de mesurer le gain sur toute leur surface. C'est-à-dire que l'on doit en particulier mesurer le gain en différents points d'un même fil sensible. C'est dans ce but que le montage test a été conçu.

Il est essentiellement constitué d'une enceinte pouvant recevoir un secteur à la fois, équipée d'une barrette mobile de Fe^{55} . Cette dernière est vue simultanément par tous les fils et peut tourner de $\pm 30^\circ$ autour de son axe afin de déplacer la zone d'irradiation sur toute la longueur des fils (cf figure III.3). L'enceinte elle-même peut être mise sous vide pour une purge rapide avant remplissage par le mélange Ar/CH₄.

Durant les tests, le secteur est dans des conditions de fonctionnement identiques aux conditions finales. La connection complète de tous les pré-amplificateurs damiers et fils, ainsi que la circulation d'eau assurent une distribution de température semblable à celle attendue dans l'expérience finale. Comme nous le verrons ce dernier point est important, les gradients de température jouant un rôle dans la dispersion du gain sur la surface des secteurs.

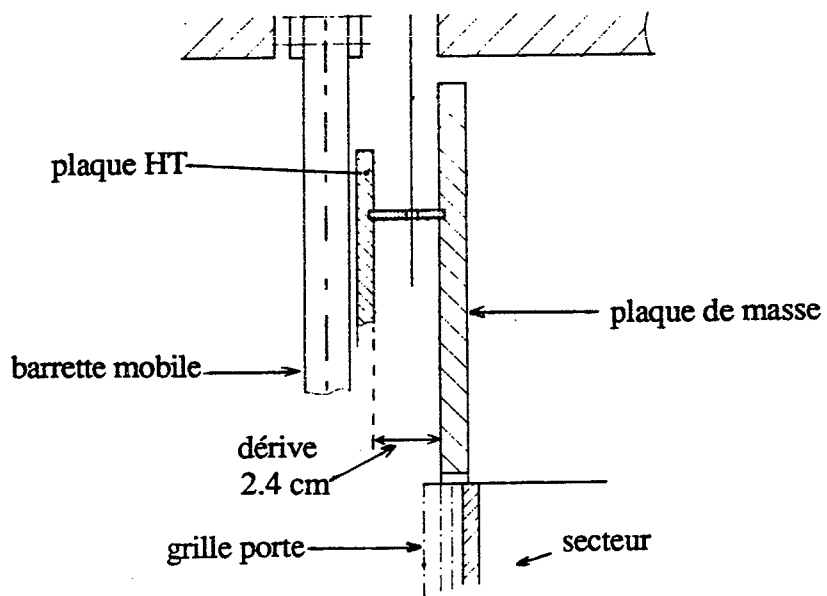
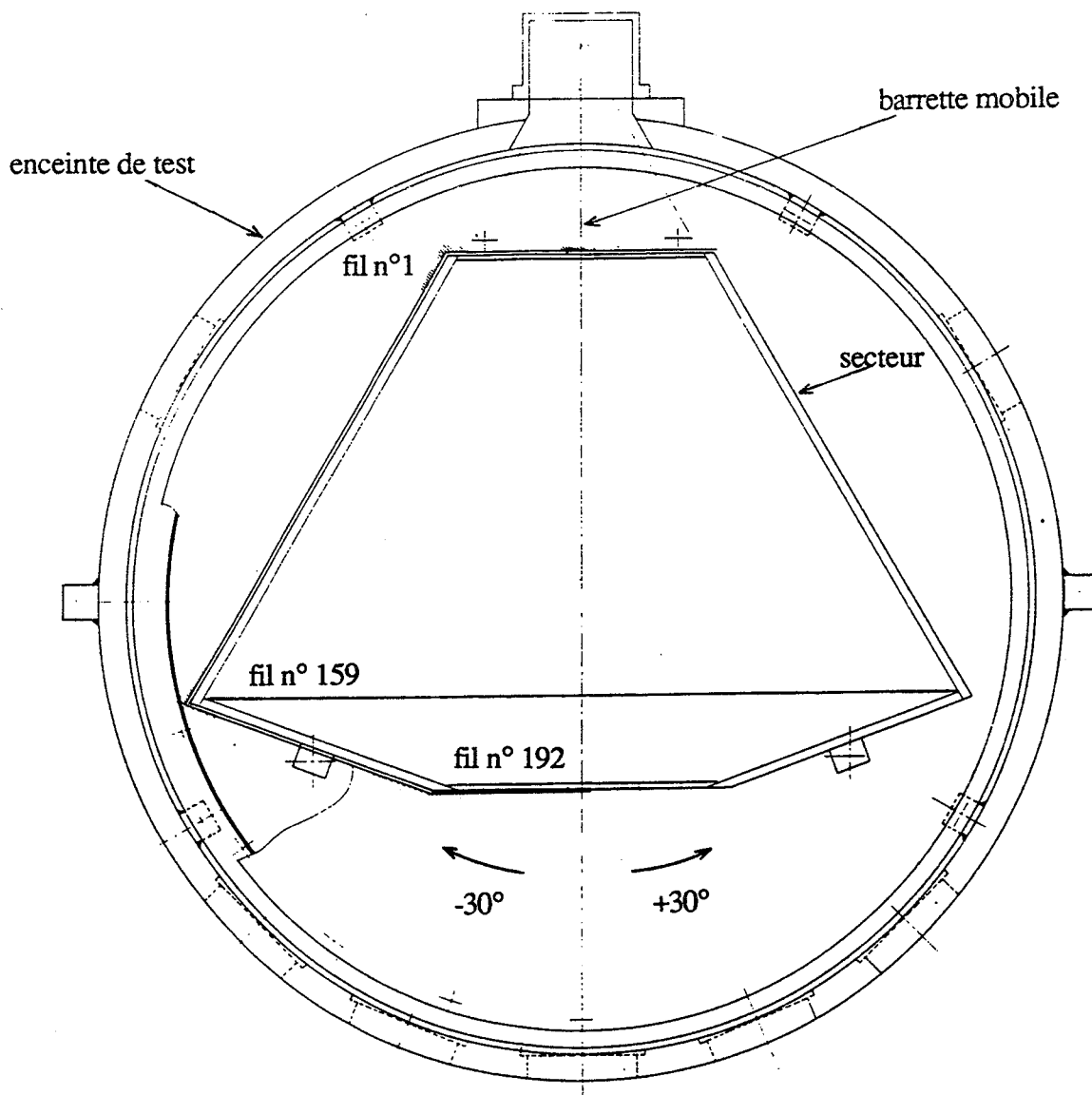


Figure III-3 Montage test utilisé pour la calibration des secteurs.

b) Chaîne électronique du test, pulse de calibration

Dans le montage test, la chaîne d'acquisition utilisée est assez différente des conditions finales de fonctionnement, essentiellement pour des raisons de déclenchement aux événements de Fe^{55} . Le signal issu des fils sensibles après pré-amplification et passage à travers un formeur, est envoyé sur un compteur multi-canal (QVT) qui décompte les impulsions reçues en fonction de leur amplitude. Ce système en s'auto-déclenchant résoud le problème mentionné ci-dessus.

Après un certain temps d'acquisition qui dépend essentiellement de la fréquence des événements c'est-à-dire l'intensité de la source de Fe^{55} , l'histogramme obtenu (cf figure III.4) peut être traité. Etant donné que l'on veut accéder à chaque fil séparément, les 192 fils de la chambre sont multiplexés, le compteur multi-canal ne recevant alors les informations que d'un fil pré-sélectionné. (cf figure III.5).

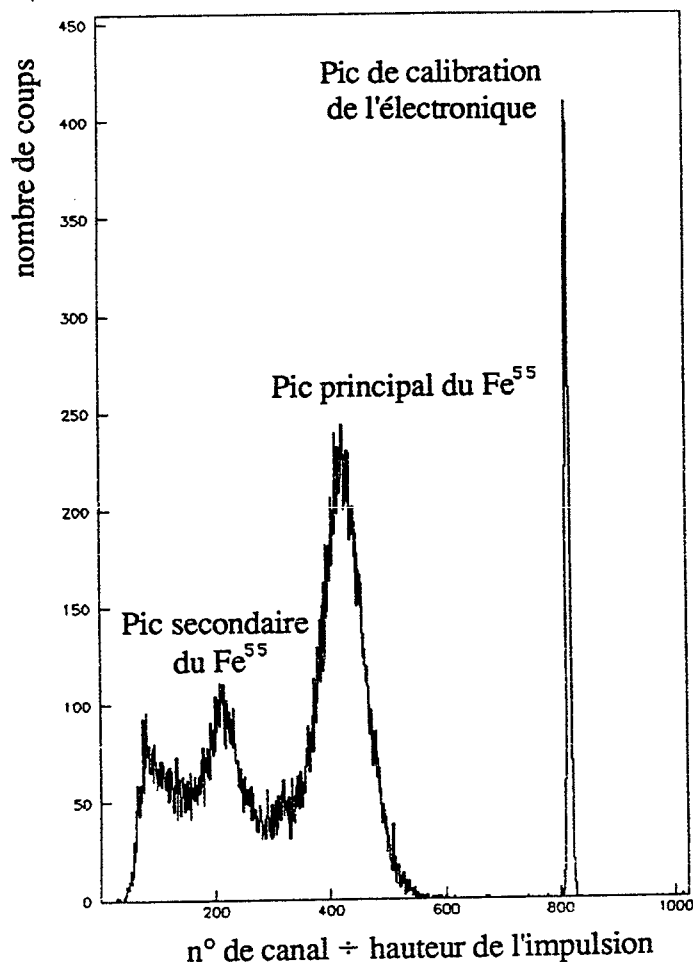


Figure III-4 Spectre obtenu au compteur multi-canal.

Notre objectif étant de mesurer le gain au niveau de l'avalanche, la présence d'une chaîne électronique introduisant ses propres variations au niveau de l'impulsion reçue, nécessite un contrôle permanent. Ainsi, pour découpler les variations de gain au niveau de la chambre, de celles issues de la chaîne électronique, on génère au cours de l'acquisition des événements Fe^{55} , des impulsions sur la grille cathode. Le signal induit sur les fils sensibles ne dépend pas du gain de ces derniers, c'est une constante pour une hauteur d'impulsion fixe. On obtient ainsi en entrée de la chaîne électronique un signal parfaitement calibré, qui, en sortie, ne varie qu'en fonction du gain de l'électronique.

Le spectre observé au compteur multi-canal contient donc trois pics, deux correspondant au Fe^{55} et un à la calibration de l'électronique (cf figure III.4).

c) Contrôle en ligne

L'ensemble du système de test est automatique. Du mouvement de la barrette mobile, au stockage des données fournies par le compteur multi-canal, tout est piloté par un système informatique.

Le contrôle informatique est en fait divisé en deux, une partie maître (isadora) qui sert d'interface entre l'utilisateur et les différents éléments du test d'une part, et d'autre part, un ensemble plus spécialisé (G64) qui sera en partie utilisé dans l'expérience finale (choix des tensions du secteur, lecture de la pression, des températures...) (cf figure III.6).

Le montage a permis de prendre en charge l'acquisition automatique des cartes de gain ce qui représente plus de 6000 points de mesure par secteur, réalisée en 28h.

III.3.3 FORMES DES SPECTRES, EXTRACTION DES DONNÉES

a) Fond

Les spectres de Fe^{55} obtenus appellent quelques commentaires, en particulier en ce qui concerne la présence d'un fond assez important (cf figure III.7).

Ces tests étant réalisés sans champ magnétique, la diffusion transverse des électrons est donc de $500 \mu\text{m}/\sqrt{\text{cm}}$. Ce qui représente pour des électrons primaires dérivant de la grille de dérive à la grille cathode (= 2.4 cm cf figure III.3) un σ_{diff} égal à 0.8 mm. Ainsi un cluster donné vu la distance de 4 mm entre fils, a de fortes chances de se trouver partagé entre deux fils sensibles et donc de donner deux signaux faibles au lieu d'un seul plus important. En coupant la tension de dérive, on se limite aux électrons

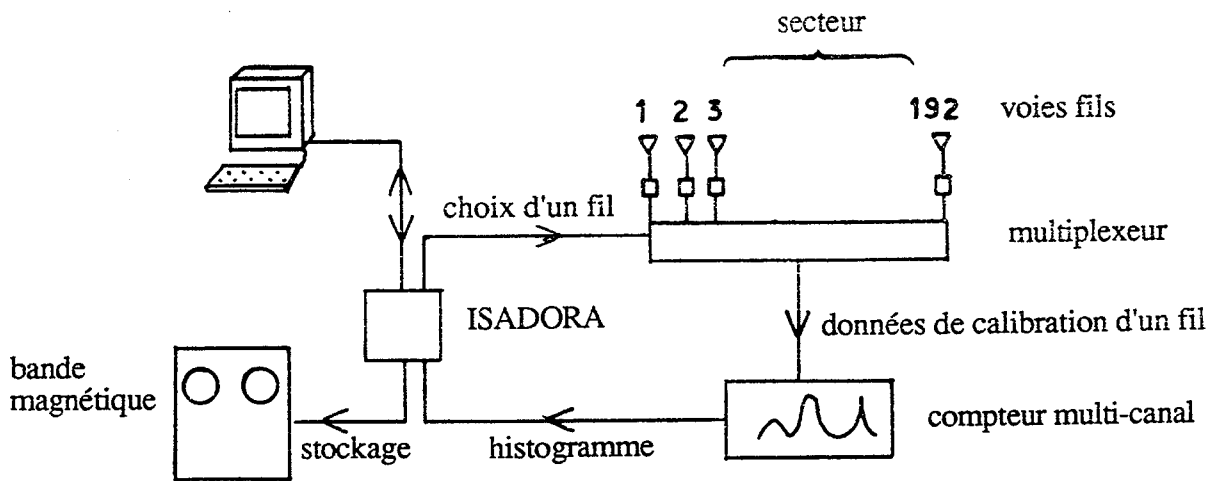


Figure III-5 Acquisition des données de calibration des fils.

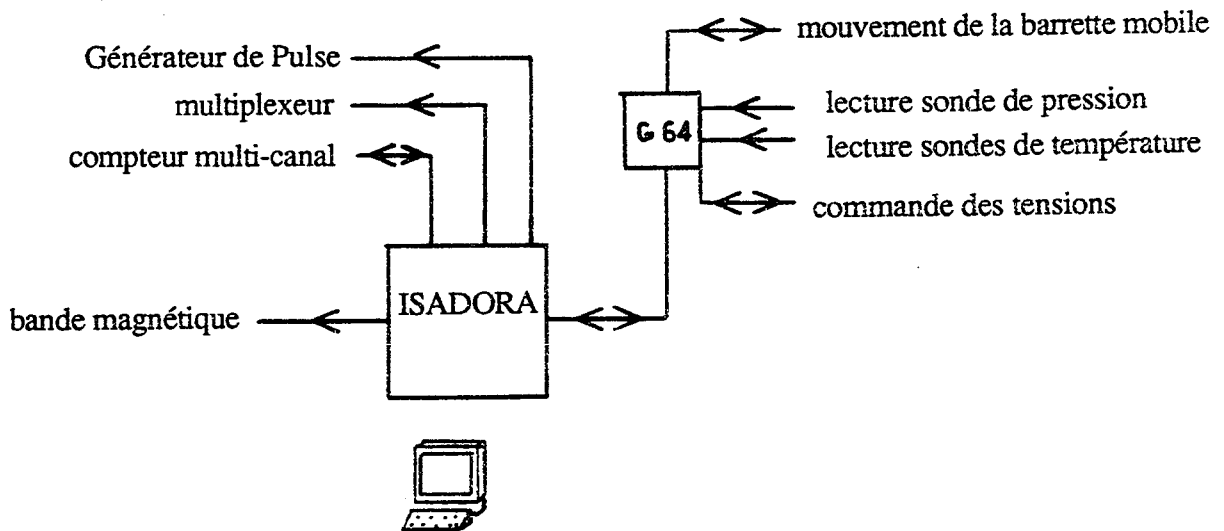


Figure III-6 Système de commande et de contrôle du montage test.

produits après la grille porte (distance grille porte-grille cathode = 6 mm) ce qui diminue la probabilité d'un tel phénomène ; le fond s'en trouve réduit (cf figure III.7).

b) Position des pics

L'algorithme utilisé pour déterminer la position des pics est une simple moyenne centrée dans une fenêtre de taille déterminée.

Après une recherche approximative de la position des pics, on utilise une méthode itérative pour déterminer leur position précise.

A chaque étape de l'itération, on compare la position relative du centre de la fenêtre et le barycentre des données comprises dans cette fenêtre. A partir du résultat de cette comparaison, on déplace le centre de la fenêtre d'un pas donné en direction du barycentre. A chaque changement dans le sens de déplacement de la fenêtre, on divise par deux le pas utilisé dans les déplacements. Cet algorithme converge rapidement vers une superposition du centre de la fenêtre et de son barycentre (cf figure III.8).

Une taille de fenêtre optimum, qui dépend essentiellement de la largeur des pics a été choisie pour chaque pic. Cette largeur de fenêtre, afin de contenir la même portion d'un pic donné, n'est pas fixe. Elle dépend de la position du pic, sa taille relative, elle, restant constante. En effet, dans les mesures réalisées les variations de position des pics sont essentiellement dues à une différence de gain et non à une absorption des électrons primaires ; ainsi la largeur relative des pics de fer dépendant de $\frac{1}{\sqrt{n}}$ ou n est le nombre d'électrons primaires à l'origine de l'avalanche, reste constante.

L'avantage de cette méthode est de ne pas demander de connaissance préalable sur la forme du pic, elle permet de traiter les pics asymétriques du Fe^{55} en présence de fond, rapidement et avec une bonne précision. Dans les prises de données usuelles où l'on accumule 3000 coups dans le pic principal de Fe^{55} on a observé une résolution de 0.25 % sur le rapport

$$\frac{\text{position du pic principal de } Fe^{55}}{\text{position du pic de calibration électronique}}$$

directement relié au gain du fil (cf chapitre III). La précision attendue étant de

$$\frac{\sigma_{\text{pic principal de } Fe^{55}}}{\sqrt{n}} = \frac{7 \%}{\sqrt{3000}} \approx 0.13 \%,$$

il semble bien que la précision ne soit pas trop dégradée par le fond.

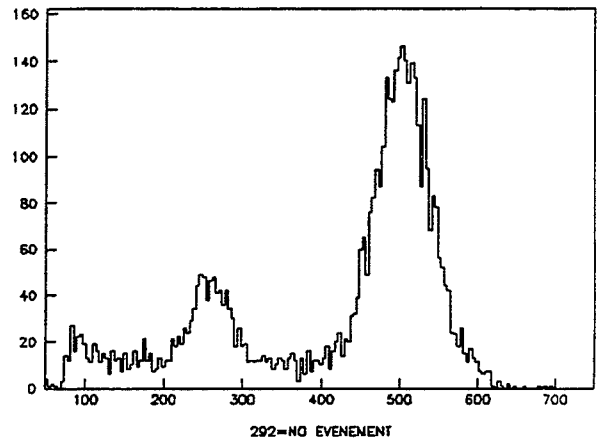
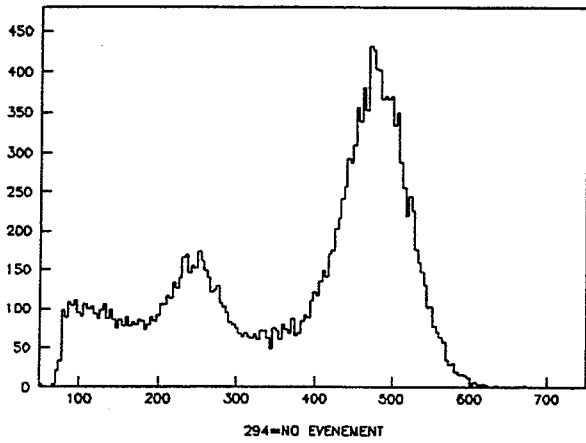


Figure III-7a Spectre obtenu au compteur multi-canal avec la tension de dérive, on récolte les électrons produits entre la grille de dérive et la cathode damier.

Figure III-7b Spectre obtenu au compteur multi-canal sans tension de dérive, on récolte les électrons produits entre la grille porte et la cathode damier.

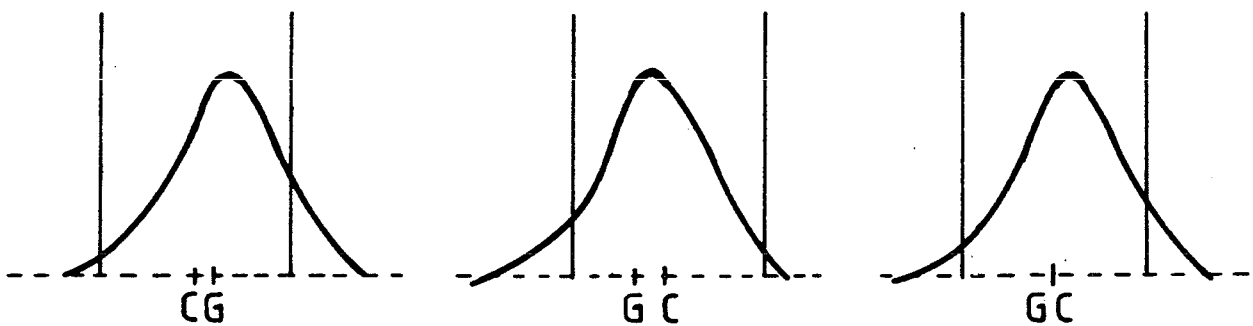


Figure III-8 Position des pics : le centre de la fenêtre (C) est déplacé dans la direction de son barycentre (G), la position du pic correspond par définition au point où ces deux repères se superposent.

Il faut cependant remarquer que les positions des pics ainsi déterminées bien que correspondant à une position relative fixe sur le pic, ont peu de chance de représenter la "vraie position moyenne" du pic, ainsi pour les pics de fer la position repérée ne correspond pas à la valeur moyenne de l'énergie qui leur est associée mais à une énergie légèrement différente. Ce qui est sans importance puisque ce que l'on recherche est une référence constante en nombre d'électrons primaires, sa valeur en elle même n'étant pas fondamentale. Cependant, si on veut comparer la position d'un même pic dans différentes conditions expérimentales, il est nécessaire de garder la même méthode avec la même largeur relative de fenêtre.

III.3.4 MÉTHODE DE CALIBRATION

a) Notation

Dans ce chapitre, nous allons développer une méthode de calibration absolue pour la mesure de la charge déposée dans le TPC. Afin de fixer les idées, introduisons dès à présent les notations utilisées :

- le gain au niveau du fil sensible sera noté $M(x,f)$
- les coordonnées utilisées sont :
- f : numéro de fil $f = 1 \dots 192$
- x : position le long du fil $x \in [0, L(f)]$ où $L(f)$ est la longueur du fil f .

Si on considère un ensemble de n électrons primaires arrivant sur un fil sensible f , distribués selon une certaine densité $s(x)$ le long de ce fil, on observe en entrée des pré-amplis fils une charge moyenne :

$$S(x,f ; n) = \frac{n}{L(f)} \int_0^{L(f)} M(x',f) s(x-x') dx'$$

Le signal observé après passage dans la chaîne électronique sera notée :

$$S_{\text{obs}}(x,f ; n) = G(f) S(x,f ; n)$$

où $G(f)$ représente le gain de la voie électronique f .

b) Energie de référence, le pic principal du Fe⁵⁵

A l'aide des barrettes de Fe⁵⁵, barrette mobile et barrettes fixes pendant les tests et seulement les barrettes fixes dans l'expérience, on produit un signal d'électrons primaires $n(E_F)$, où E_F est l'énergie à l'origine de ce nombre moyen d'électron. Dans notre cas les

énergies E_F qui nous intéressent, correspondent aux pics de Fe^{55} définis au chapitre III.3.1, $n(E_F)$ étant le nombre d'électrons primaires associé à ces pics. A l'aide des notations précédentes on introduit donc la réponse des fils au signal de Fe^{55} :

$$S(x,f ; E_F) = \frac{n(E_F)}{L(f)} \int_0^{L(f)} M(x',f) s_F(x',x,f ; E_F) dx' \quad (III.4)$$

où $s_F(x',x,f ; E_F)$ est l'intensité relative sur le fil f de la source de Fe^{55} pour l'énergie E_F au point x',f le centre de la source étant placé en x,f .

La distribution des événements de Fe^{55} le long du fil n'est pas à priori la même pour le pic principal (E_P) et pour le pic secondaire (E_E).

Le produit de convolution entre le gain le long du fil et la distribution des événements le long de ce même fil (cf équation III.4), nous amène à étudier la répartition des événements de Fe^{55} le long du fil afin de remonter à la fonction $s_F(x',x,f ; E_F)$.

Nous avons donc réalisé une mesure de la largeur de la source pour ces pics à l'aide de la barrette mobile. Pour cela on a regardé la variation du taux de comptage au voisinage de l'extrémité des fils: le nombre d'événements récoltés dans un pic de Fe^{55} dépend de la "largeur" de la source et de la distance entre la source et l'extrémité du fil, zone au delà de laquelle aucun événement n'est collecté. La variation de ce nombre d'événements permet de remonter à $s_F(x',x,f ; E_{P,E})$ où P et E correspondent respectivement au pic principal et au pic d'échappement du Fe^{55}

$$n_b(x,f ; E_{P,E}) = \frac{1}{L(f)} \int_0^{L(f)} s_F(x',x, f ; E_{P,E}) dx'$$

où $n_b(x,f ; E_{P,E})$ est proportionnel au nombre d'événements dans le pic P ou E , récolté par le fil f , la barrette mobile étant centrée en x . On suppose ici que l'efficacité de collecte des électrons primaires par le fil est une fonction de Heaviside centrée sur l'extrémité du fil.

Les résultats obtenus sont reportés Table III.5, on remarque que la distribution obtenue pour le pic secondaire est beaucoup plus large que pour le pic principal ; ce que l'on peut interpréter à l'aide des processus intervenant dans la production des électrons primaires par le Fe^{55} développés au § III.3.1.

	Tension de dérive	1σ	1.64σ
Pic Principal	oui	$3.5 \pm .5$ mm (3.7)	$12 \pm .7$ mm (7.66)
	non	$6.4 \pm .3$ mm (6.5)	12 ± 1 mm (10.1)
Pic secondaire	oui	9 ± 1.7 mm	22 ± 1.7 mm
	non	10 ± 1 mm	25 ± 1 mm

Table III.5 - Dispersion des événements de Fe^{55} le long du fil pour différentes configurations.

Les chiffres entre parenthèses correspondent aux résultats d'une simulation Monte-Carlo tenant compte de la géométrie du montage et ne considérant que les processus du type $Fe^{55} \rightarrow \gamma$, suivi de $\gamma + Ar \rightarrow Ar^{+*} \rightarrow$ cascade Auger.

Le seul désaccord important entre cette simulation et la mesure, se situe au niveau des queues avec tension de dérive, il semble que l'on ne puisse pas, dans ce cas, négliger la contribution des photons secondaires au pic principal.

Dans le cas du pic principal et d'une partie du pic secondaire, les charges recueillies sont produites à l'endroit même de l'absorption du photon X issu de la transmutation du Fe^{55} . Leur répartition dépend donc directement de la collimation de la source, et du libre parcours moyen de ce photon (≈ 2.8 cm). Mais, pour une autre part, le pic secondaire contient des électrons issus d'un second photon X, produit isotropiquement dans l'espace à partir du lieu d'absorption du premier. La répartition de cette seconde composante au pic secondaire est donc beaucoup moins collimé que la première ceci d'autant plus que le libre parcours moyen de ce photon est important (≈ 5 cm). De plus le poids de ces deux contributions au pic d'échappement varie suivant la géométrie du problème. On peut visualiser cet effet en comparant la corrélation entre le nombre de coups dans le pic principal (proportionnel à la première composante du pic

d'échappement) au nombre de coups dans le pic d'échappement pour les barrettes fixes et la barrette mobile (cf figure III.9). Dans ce dernier cas, le pic secondaire est relativement plus important que dans le premier cas. Ceci se comprend si on remarque que la barrette mobile se trouve à une plus grande distance de la zone de collecte des électrons primaires (pas de tension de dérive), on accroît ainsi le poids des événements issus des photons secondaires qui ont un rayon d'action plus important (cf figure III.3). A partir de la figure III.9 et en supposant que pour un événement dans le pic principal on a 0.19 événements dans le pic secondaire provenant d'une désexcitation de Ar^{+*} sans cascade Auger (85 % de désexcitation par cascade Auger, 15 % par émission d'un photon X), on conclut que dans le cas des barrettes fixes, 12 % des événements contenus dans le pic d'échappement proviennent d'un photon secondaire, valeur à comparer aux 33 % obtenus dans le cas de la barrette mobile.

On remarque donc que, d'une part, l'énergie correspondant au pic d'échappement est mal définie, elle dépend de la géométrie par l'intermédiaire du poids relatif de ses composants, d'autre part, la distribution des événements le long du fil a une largeur plus importante pour le pic secondaire que pour le pic principal. Ce dernier point signifie que le gain mesuré à l'aide des deux pics ne concerne pas la même portion de fil. Ainsi en pratique, on n'utilise que le pic principal.

Cette étude nous encourage à faire l'hypothèse que nous justifierons a posteriori que les variations de gain le long du fil sont lentes devant la largeur de la source pour le pic principal du Fe^{55} ; l'équation III.4 devient alors :

$$S(x,f) = n M(x,f) \quad (III.5)$$

On a supprimé les indices se référant au pic principal du Fer, devenus superflus.

L'utilisation du pic principal, nous oblige, pour ne pas saturer la chaîne électronique par des signaux trop élevés (cf § III.3.1) de réaliser les mesures à une tension de fonctionnement plus basse que la tension nominale. On montrera (cf § III.7.2.1.2) que cette différence entre le montage test et l'expérience finale sont sans conséquence.

c) Les observables de la calibration

La quantité réellement mesurée correspondant au pic principal du Fe^{55} s'exprime par :

$$S_{obs}(x,f) = G(f) S(x,f) \quad (III.6)$$

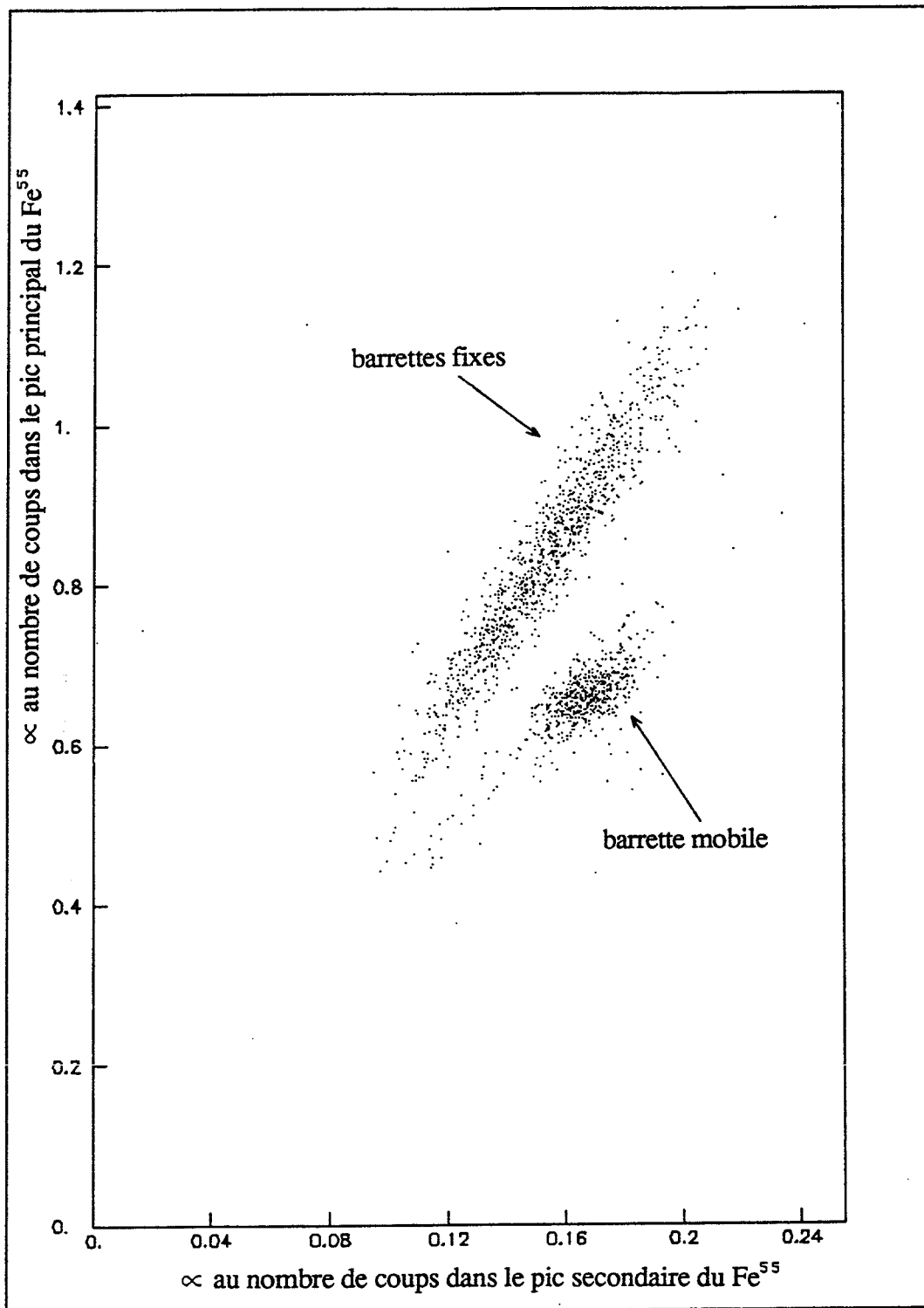


Figure III-9 Corrélation entre le nombre de coups dans le pic principal et le pic secondaire du Fe⁵⁵ suivant la position de la source de Fe⁵⁵ par rapport à la zone de collecte des électrons primaires.

où $G(f)$ est le gain de la chaîne électronique pour le canal considéré.

Pour s'affranchir de $G(f)$, on utilise l'information du pic de calibration, dont la position ($=C_{\text{obs}}(f; V)$) s'exprime par :

$$C_{\text{obs}}(f; V) = V \beta(f) G(f) \quad (\text{III.7})$$

où V est la hauteur du pulse de calibration utilisé ; $\beta(f)$ est le couplage du fil sensible f à la grille pulsée (c'est en première approximation une fonction linéaire de la longueur du fil).

La quantité indépendante du gain de l'électronique, s'écrit donc :

$$R_{\text{obs}}(x, f) = \frac{S_{\text{obs}}(x; f)}{C_{\text{obs}}(f; V)}$$

d'où en utilisant (IV.6) et (IV.7) (III.8)

$$= \frac{S(x; f)}{V \beta(f)}$$

Finalement, pour supprimer $V\beta(f)$ on se normalise pour chaque fil à une valeur de référence, ce peut être par exemple la valeur du gain mesurée par la barrette fixe centrale :

$$M_{\text{obs}}(x, x_{\text{ref}}, f) = \frac{R_{\text{obs}}(x, f)}{R_{\text{obs}}(x_{\text{ref}}, f)}$$

d'où en utilisant (III.5) et (III.8)

$$= \frac{M(x, f)}{M(x_{\text{ref}}, f)}$$

Ainsi, pour un ensemble de mesures en faisant varier x et f , on obtient les variations relatives du gain sur la surface des secteurs, les fils de tous les secteurs étant alignés au même gain pour $x = x_{\text{ref}}$.

$M_{\text{obs}}(x, x_{\text{ref}}, f)$ représente simplement :

$$\begin{aligned} M_{\text{obs}} &= \frac{\text{signal mesuré}}{\text{signal de référence}} \times \frac{\text{signal pulse de référence}}{\text{signal pulse}} \\ &= \frac{\text{gain mesuré}}{\text{gain de référence}} \end{aligned}$$

d) Principe d'utilisation de la calibration

Pour la mesure du $\frac{dE}{dx}$, on définit de la même façon qu'au paragraphe précédent :

$$S(x, f; \frac{dE}{dx}) = n \left(\frac{dE}{dx} \right) \frac{1}{L(f)} \int_0^{L(f)} M(x', f) P(x, x', f; \frac{dE}{dx}) dx'$$

avec $n \left(\frac{dE}{dx} \right)$ = le nombre d'électrons primaires produits par la particule incidente

$P(x, x', f; \frac{dE}{dx})$ = la densité des charges recueillies le long du fil f à un instant donné.

Si on fait la même hypothèse que précédemment, ce qui revient en fait à ne prendre en considération dans $M(x, f)$ que les variations lentes du gain le long du fil, on écrit :

$$S(x, f; \frac{dE}{dx}) = n \left(\frac{dE}{dx} \right) M(x, f)$$

On observe donc

$$S_{obs}(x, f; \frac{dE}{dx}) = G(f) S(x, f; \frac{dE}{dx})$$

d'où en utilisant la calibration du gain de l'électronique

$$R_{obs}(x, f; \frac{dE}{dx}) = \frac{S_{obs}(x, f; \frac{dE}{dx})}{C_{obs}(f; V)}$$

Et finalement, en normalisant le signal à l'aide de la référence de Fe^{55} (barrette fixe) :

$$\frac{R_{obs}(x, f; \frac{dE}{dx})}{R_{obs}(x_{ref}, f)} = \frac{n \left(\frac{dE}{dx} \right)}{n_{(Fe^{55})}} M_{obs}(x, x_{ref}, f)$$

On peut donc exprimer $n \left(\frac{dE}{dx} \right)$ par

$$\frac{n \left(\frac{dE}{dx} \right)}{n_{(Fe^{55})}} = \frac{R_{obs}(x; f; \frac{dE}{dx})}{R_{obs}(x_{ref}, f)} \frac{1}{M_{obs}(x, x_{ref}, f)}$$

où : - $M_{\text{obs}}(x, x_{\text{ref}}, f)$ est une quantité obtenue lors de la calibration des secteurs par la source mobile de Fe^{55} , elle contient les variations relatives du gain le long du fil, normalisées à la position x_{ref} (barrette fixe).

- $R_{\text{obs}}(x_{\text{ref}}, f)$ est la valeur du gain de référence lors de la mesure du $\frac{dE}{dx}$, elle prend en compte d'éventuelles variations globales de température, de pression et de tension au cours de la prise de donnée ; si ces quantités varient entre deux calibrations en x_{ref} , on doit, au lieu de $R_{\text{obs}}(x_{\text{ref}}, f)$, introduire $R_{\text{Cor}}(x_{\text{ref}}, f) = \text{Cor}(P, T, HT) R_{\text{obs}}(x_{\text{ref}}, f)$ qui tient compte de ces variations entre deux calibrations, $\text{Cor}(P, T, HT)$ étant calculé à partir des résultats du chapitre III.4 et les variations de P, T, et HT observées.

- n est le nombre d'électrons primaires associés au pic principal du Fe^{55}

- $R_{\text{obs}}(x, f ; \frac{dE}{dx})$ est l'observable associée au $\frac{dE}{dx}$ pour l'événement considéré

- $n(\frac{dE}{dx})$ est le nombre d'électrons primaires associés à cet événement
c'est la quantité utile pour l'identification des particules.

On remarque que le résultat final donne la calibration absolue du signal pour toute la chaîne d'amplification : chambre proportionnelle + électronique. Par cette méthode, on ne peut pas remonter au gain $M(x, f)$ dû au fil seul mais en contre partie, il n'est pas nécessaire de connaître le couplage des fils sensibles à la grille cathode (fonction $\beta(i)$) difficile à mesurer avec précision.

e) Piedestaux

Jusqu'à présent on a négligé le problème de la linéarité de la chaîne électronique. Dans tout ce qui précède, on a en effet considéré que le signal final est directement proportionnel au signal initial.

On a réalisé à différents moments durant les tests les caractéristiques de quelques voies électroniques (cf figure III.10a et III.10b). Les piedestaux mesurés sont faibles (10-50 canaux, le compteur multi-canal comptant 1024 canaux, le pic principal du fer étant \approx canal 350 et la calibration \approx canal 600). On remarque également figure III.10b une cassure dans la caractéristique au niveau du canal 440. Cependant, si on ne s'intéresse qu'à des variations relatives du gain comme dans $M_{\text{obs}}(x, x_{\text{ref}}, f)$, l'erreur commise en négligeant les piedestaux est en général faible (cf Table III.6), nous ne les avons pas pris en compte dans la réalisation des cartes de gain.

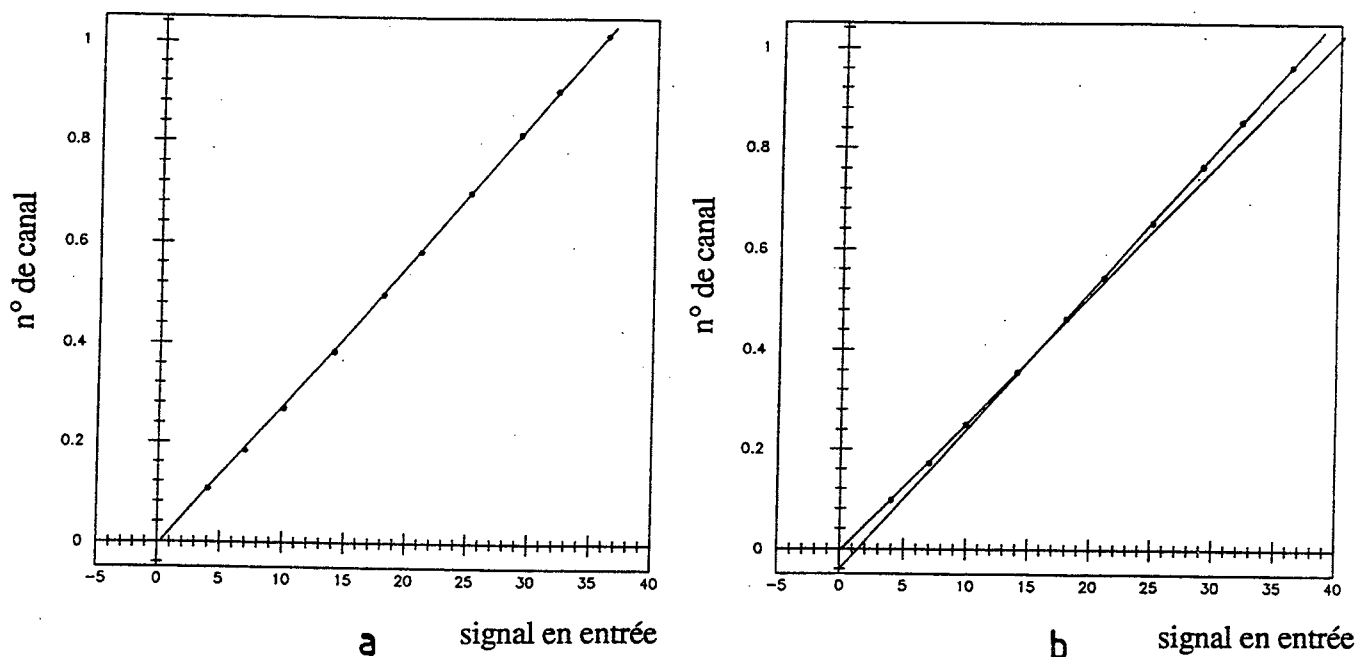


Figure III-10 Caractéristique de la chaîne électronique pour quelques voies. (a) La caractéristique est linéaire et présente un faible piedestal (-8 anneaux sur les 1024 canaux du compteur multi-canal) (b) La caractéristique présente une légère cassure vers le canal 440 (1er piedestal canal -8; 2e piedestal canal \sim -30) (Cf table III-6).

Position du pic principal du Fe^{55} réf = canal 350	Position du pic de calibration réf = canal 600	$M_{obs}(x, x_{réf}, f)$ réel	$M'_{obs}(x, x_{réf})$ sans correction des pedestaux	$\frac{M'_{obs} - M_{obs}}{M_{obs}}$ en %
353.5 (= réf +1%)	600 (= réf)	1.01	1.0102	0.02
350 (= réf)	594 (= réf -1%)	1.0101	1.0108	0.07
353.5 (= réf +1%)	594 (= réf -1%)	1.0202	1.0212	0.1
315 (= réf -10%)	604 (= réf +1%)	0.8940	0.8913	- 0.3

Table III.6 - Effet des pedestaux

A l'aide de la caractéristique de la figure III.10b, on peut estimer l'erreur commise en négligeant les pedestaux.

Nous avons considéré ici des variations de gain "type", l'erreur obtenue sur $M_{obs}(x_{réf}, f)$ en ne tenant pas en compte les pedestaux est négligeable (≤ 0.3 %).

III.4 MESURES PRELIMINAIRES

Avant de s'intéresser aux cartes de gain proprement dites, il est souhaitable de connaître le comportement du gain vis à vis de certains paramètres, introduits dans l'approche générale précédente (cf chapitre III.2), ceci afin, d'une part de corriger les variations globales de gain au cours de la réalisation des cartes et d'autre part de nous permettre dans une étape ultérieure d'en donner une interprétation.

III.4.1 MESURE DE LA DÉPENDANCE DU GAIN EN FONCTION DE LA DENSITÉ ET DE LA TENSION

A l'aide du montage test, on a mesuré dans différentes conditions expérimentales de pression et de tension, le gain des secteurs.

Un premier jeu de mesures a été réalisé à température et tension constantes pour une pression comprise entre 968 hPa et 1020 hPa. Il s'est avéré comme pouvait le laisser supposer le caractère exponentiel de l'équation III.3 qu'une courbe de la forme :

$$\text{Gain} = c_{te} e^{a_T P} \text{ avec } a_T = -0.00446 \text{ hPa}^{-1} \quad (\text{III.9})$$

permettait une bonne paramétrisation des données.

Nous avons jusqu'à présent passé sous silence le problème de la détermination de la température. Ces données ont été prises à une température précise qui fixe, avec la pression, la densité. Malheureusement, la température du gaz au niveau de l'avalanche, est difficilement accessible ; les 7 sondes de température disposées au niveau de la plaque de cuivre, nous la donnent seulement à quelques degrés près. Cependant, on a observé la bonne corrélation entre les variations du gain et les températures données par ces sondes. On introduit donc dans l'équation III.9, la dépendance en fonction de la température en prenant pour température de référence celle fournie par ces sondes, soit $T_{ref} = 30^\circ\text{C}$:

$$G_{ain} = cte e^{a \frac{P}{T}} \text{ avec } a = T^{ref} a_T = -1.352 \text{ K hPa}^{-1}$$

Ces données ont été prises avec une tension de 1283.5 ± 0.25 Volts sur des fils sensibles.

On remarque que, dans ces conditions expérimentales, un accroissement de 1 % de la pression ($P : 1000 \text{ hPa}/1010 \text{ hPa}$) nous donne - 4.4 % sur le gain. Le signe de la variation montre que la chambre fonctionne dans des conditions où l'analogie du terme en E/P de l'équation III.2 est dominant : l'accroissement de la densité diminue l'énergie des

électrons incidents et la probabilité d'avoir une ionisation (cas $\ell < d_{ion}$ du paragraphe III.2.1).

Une série de mesures à densité constante a permis d'obtenir le même type de loi pour la variation du gain en fonction de la haute tension sur les fils sensibles :

$$\text{Gain} = \text{cte } e^{aV} \quad (\text{III.10})$$

avec $a = 0.010625 \text{ Volts}^{-1}$ pour $T = 291.5^\circ \text{ K}$

et $P = 992 \text{ hPa}$

Ce qui donne pour un $\frac{\Delta V}{V} \approx 1\%$ à 1400 Volts ($V:1400/1414$ Volts) une variation de gain de +16 %. (cf figure III.11) cependant, le résultat de ces mesures au delà de 1350 Volts n'est pas très précis des problèmes de saturation des formeurs apparaissant à haut gain pour le pic principal, nous avons utilisé le pic secondaire au delà de 1350 Volts et inversement à bas gain (≈ 1150 Volts), l'utilisation du pic principal a été préférée. Le raccordement des deux courbes est délicat et introduit une légère incertitude ($\sim 0.5\%$) sur le chiffre précédent. Des mesures spécifiques permettront de préciser cette variation du gain autour de la tension de fonctionnement de la TPC. (HT fils sensibles = 1400 Volts).

Il est clair que le gain dépend simultanément de E et P, les lois de variation données ci-dessus ne sont valables que pour un de ces deux paramètres fixé à une valeur bien précise. On a donc réalisé un ensemble de mesures complémentaires en faisant varier simultanément E et P. La meilleure paramétrisation de ces données a été obtenue pour une expression identique à l'équation III.2, résultant de l'approximation de Korff :

$$\text{Gain} = \text{cte } e^{a \frac{P}{T}} e^{-b \frac{P}{TV}}$$

avec $a_T = 0.04016 \quad \text{hPa}^{-1}$

$b_T = 1.9328 \quad \text{V. hPa}^{-1}$

On introduit de la même façon que ci-dessus la dépendance du gain en fonction de la densité en connaissant la température lors de la prise des données : ($T_{ref} = 30^\circ \text{C}$).

$$\text{Gain} = \text{cte } e^{a \frac{P}{T}} e^{-b \frac{P}{TV}} \quad (\text{III.11})$$

avec $a = T_{ref} a_T = 12.174 \quad \text{K.hPa}^{-1}$

$$b = T_{\text{ref}} b_T = 585.9 \quad \text{V.K.hPa}^{-1}$$

On a reporté quelques unes des données ainsi que les courbes (III.11) correspondantes, figure III.12 pour une variation du gain en fonction de P, à T et V fixés et figure III.13 pour une variation du gain en fonction de P, à T et $\frac{P}{V}$ fixés.

Dans ce dernier cas, l'accroissement de la densité produit bien une augmentation du gain, l'effet négatif d'une plus grande fréquence de choc étant compensé par une diminution de la distance nécessaire à un électron pour acquérir l'énergie requise pour une ionisation. On a reporté table III.7, les variations de gain attendues en fonction des conditions expérimentales finales, estimées à partir de ces différents résultats expérimentaux.

Conditions expérimentales	Variations	Variation de gain résultant
P = 1000 h Pa	$\frac{\Delta P}{P} = 1 \% \quad (1000 \rightarrow 1010 \text{ h Pa})$	- 3.9 %
V = 1400 Volt	$\frac{\Delta V}{V} = 1 \% \quad (1400 \rightarrow 1414 \text{ Volt})$	+ 16 %
T = 30°C	$\frac{\Delta T}{T} = 0.33 \% \quad (30^\circ\text{C} \rightarrow 31^\circ\text{C})$	+ 1.3 %
P = 1000 h Pa	$\frac{\Delta P}{P} = 1 \% \quad (1000 \rightarrow 1010 \text{ h Pa})$	- 4.4 %
V = 1285 Volt	$\frac{\Delta V}{V} = 1 \% \quad (1285 \rightarrow 1298 \text{ Volt})$	+ 14.6 %
T = 30°C	$\frac{\Delta T}{T} = 0.33 \% \quad (30^\circ\text{C} \rightarrow 31^\circ\text{C})$	+ 1.5 %

Table III.7 - Variation du gain en fonction de différents paramètres

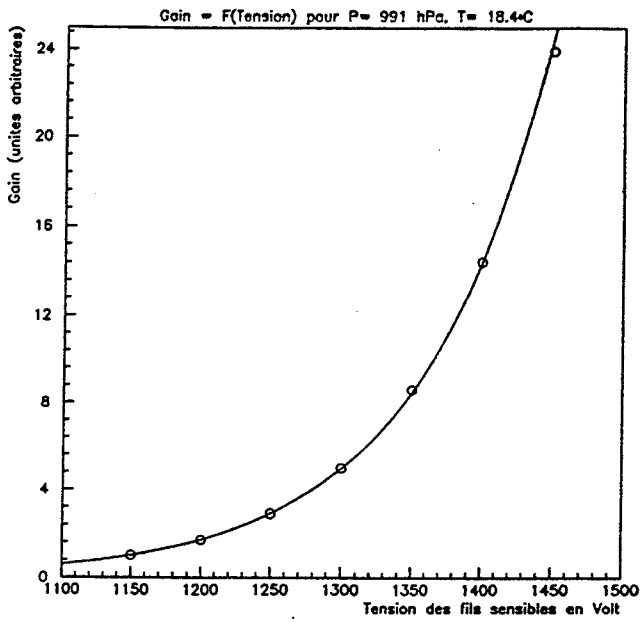


Figure III-11

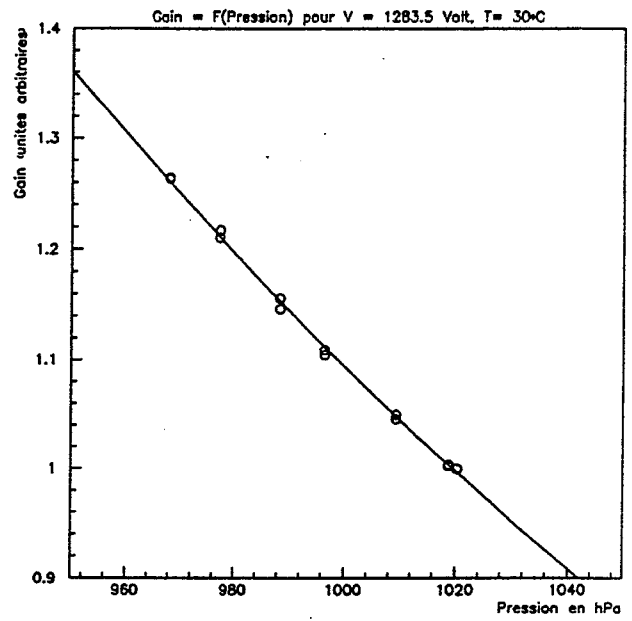


Figure III-12

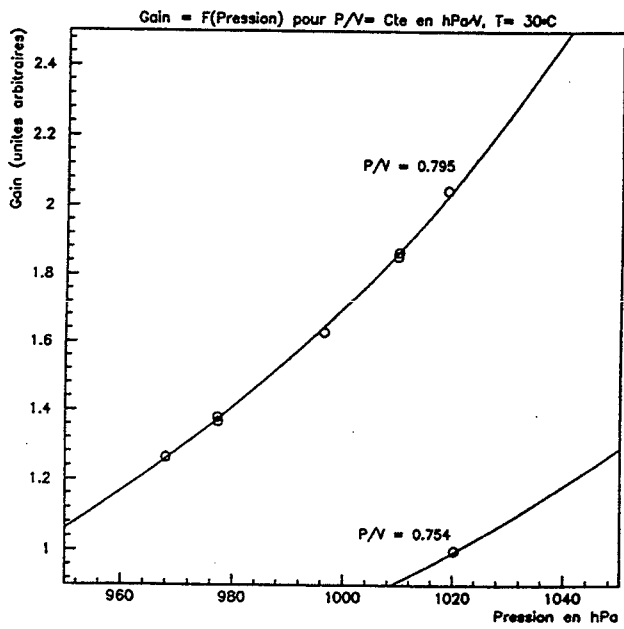


Figure III-13

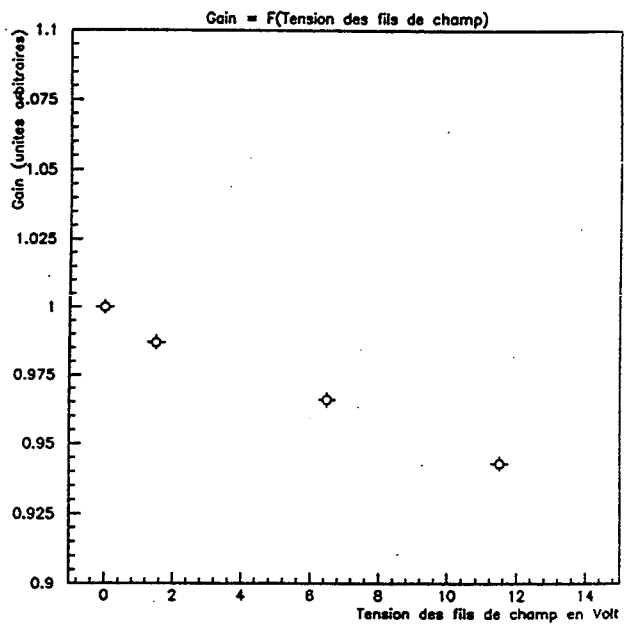


Figure III-14

D'autre part, quelques mesures ont été réalisées à densité et tension sur les fils sensibles constantes, en faisant varier la tension des fils de champ. On a reporté les résultats obtenus figure III.14. Ainsi, un $\Delta V = 0.5$ Volts (V fils de champ : 0→0.5 Volts) donne une variation de gain d'environ - 0.5 %. Dans le montage final, les fils de champ sont directement reliés à la masse et donc toujours à une tension nulle.

III.4.2 EFFET DE LA POLLUTION SUR LE GAIN

a) Fréon

Durant les premiers tests des secteurs, nous avons eu des problèmes de dégradation rapide du gain. Des analyses au spectromètre de masse réalisées à chaud sur des pré-amplis issus du montage, ont indiqué une présence très nette de fréon. Les quantités de fréon nécessaires pour expliquer la dégradation du signal observé sont très faibles (≤ 1 ppm), ainsi il n'a pas été possible de mesurer clairement sa présence dans le montage même à l'aide du spectromètre de masse. Afin de remédier à cette cause de pollution, les pré-amplis définitifs contrairement à ceux utilisés au cours des tests n'ont pas été lavés au fréon durant leur fabrication. Les éléments déjà nettoyés à l'aide de ce polluant et devant être en contact avec le mélange Ar/CH₄, ont été dégazés dans une étuve alternant circulation de gaz et mise sous vide.

b) Air

Après les opérations de dégazage décrites ci-dessus, une nette amélioration dans la stabilité du gain a été observée. Cependant, une lente dégradation de la réponse de la chambre en l'absence de renouvellement du mélange a persisté. Lors de la mise sous gaz du système-test, on a remarqué que seules les 3-4 premières opérations de vidange-remplissage (ce qui consiste à mettre l'enceinte sous vide et à la remplir en suite par le mélange Ar/CH₄) diminuaient nettement la vitesse de dégradation du gain au cours du temps.

Ainsi, en l'absence de toute circulation de gaz, le système a fonctionné avec une perte de gain de l'ordre de - 0.12 % par heure pour une distance de dérive limitée à la chambre proportionnelle elle-même, soit ≤ 10 mm .

Pour comprendre cette perte de gain, on a réalisé des mesures sur la dégradation du gain en fonction de la proportion d'air présent dans la chambre. Pour cela, après avoir créé une dépression dans le montage test, on y a introduit de l'air pris directement dans le hall expérimental. Les résultats obtenus sont reportés figure III.15.

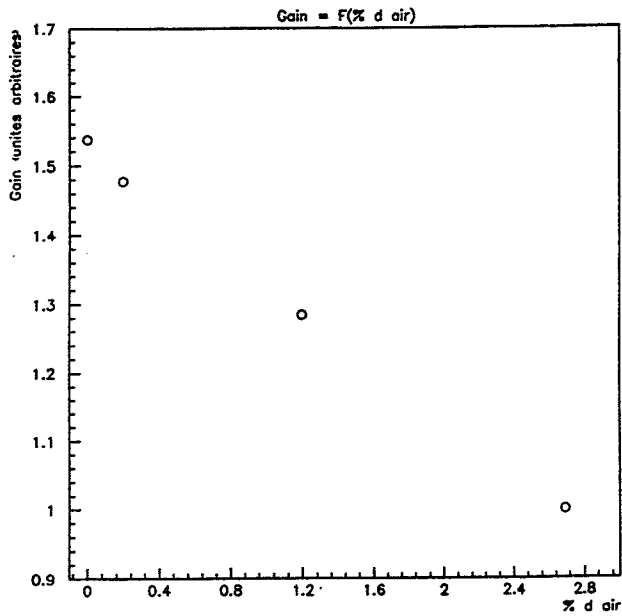


Figure III-15 Effet de l'adjonction d'air sur le gain, les électrons étant récoltés entre la grille porte et la cathode damier.

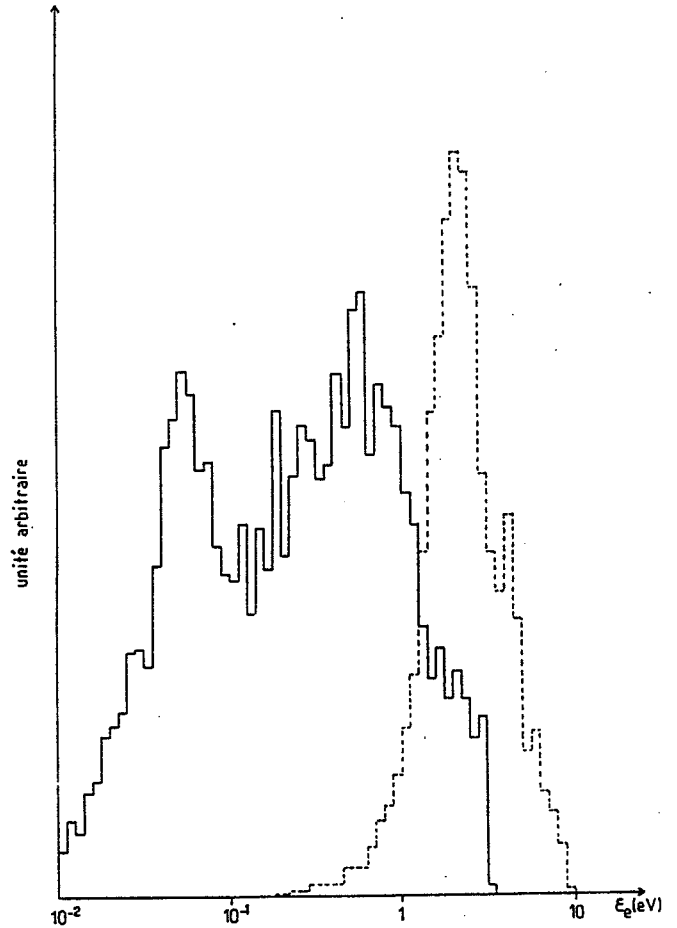


Figure III-16 Energie des électrons pour
 — E = 20 KV/m (~ espace de dérivation)
 - - - E = 63 KV/m (~ chambre proportionnelle) [5]

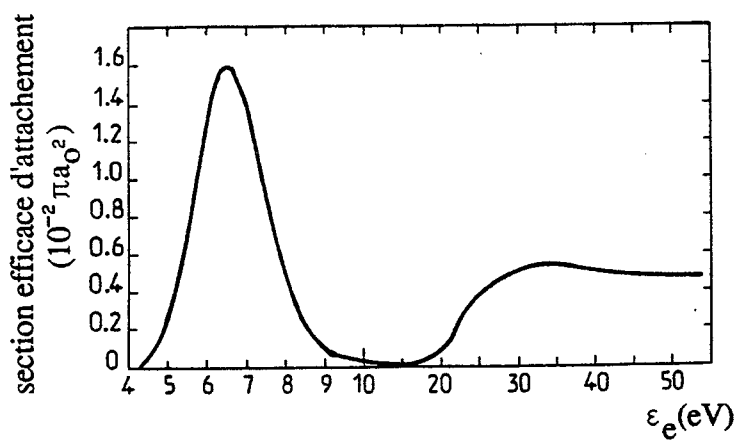


Figure III-17 Section efficace d'attachement électronique de la molécule d'O₂ en fonction de l'énergie incidente [2].

Il faut remarquer tout d'abord que dans les conditions expérimentales utilisées, il n'y avait pas d'espace de dérive proprement dit, les électrons primaires étant produits entre la grille porte et la cathode damier en l'absence de tension de dérive. Les chiffres donnés table III.3, sont très différents de notre résultat, mais ils font référence à une absorption dans l'espace de dérive à l'exclusion de tout effet pouvant intervenir au niveau de la chambre proportionnelle elle-même.

Pour comprendre la différence observée entre les résultats obtenus dans l'espace de dérive (1 ppm O₂ → - 0.02 % sur le signal par mètre de dérive) et ceux mesurés dans la chambre proportionnelle (1 ppm O₂ → - 0.02 % sur le signal pour une dérive de l'ordre de 10 mm), on doit se référer d'une part au spectre d'énergie obtenu par P. Roudeau^[5] pour les électrons dans différentes conditions de champ électrique (cf figure III.16) et d'autre part à la section efficace d'attachement électronique de l'oxygène en fonction de l'énergie de l'électron incident (cf figure III.17).

On remarque ainsi que l'énergie moyenne dans l'espace de dérive est de 0.2 eV, par contre pour un champ de 65 kV/m plus proche des conditions rencontrées dans la chambre proportionnelle, on a une énergie moyenne de 2 eV. La résonance dans la section efficace d'attachement électronique de l'oxygène étant à 6.2 eV, on est plus sensible dans le second cas à la présence de ce polluant. Ainsi, la forte perte de signal observée dans notre mesure vient essentiellement de l'absorption des électrons dans l'avalanche elle-même, plutôt que d'une capture des électrons primaires.

III.4.3 VIEILLISSEMENT

a) Distorsion de la carte de gain

Avant de réaliser les cartes de gain sur les secteurs finaux, on a utilisé pendant plus d'un an un secteur prototype pour des tests préliminaires. Durant ces tests, on a observé une distorsion de la carte de gain au cours du temps. On peut remarquer en comparant les figures III.18a et III.18b correspondant au gain le long d'un même fil à 2 mois d'intervalle, l'apparition d'une dépression de 1.5 % au tour de la position centrale ; tous les fils au bout d'un certain temps ont présenté une dépression au centre.

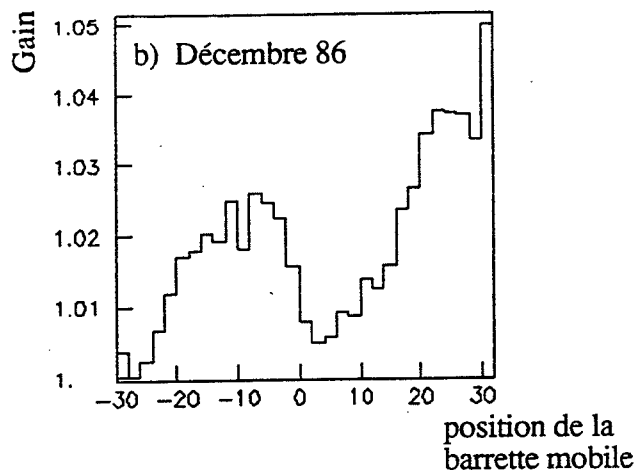
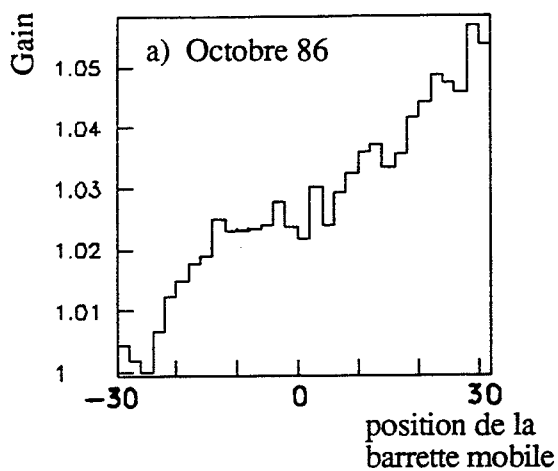
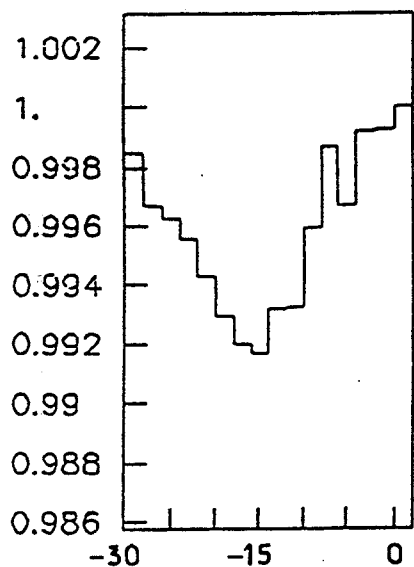
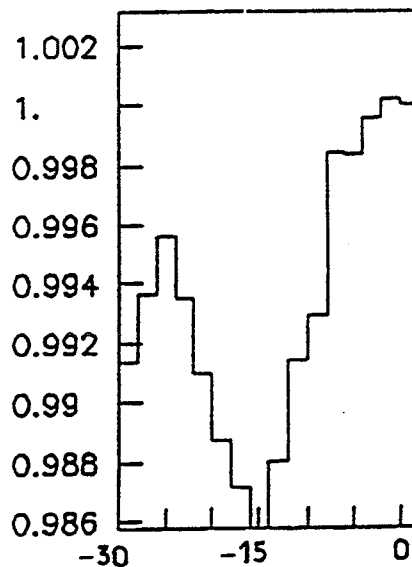


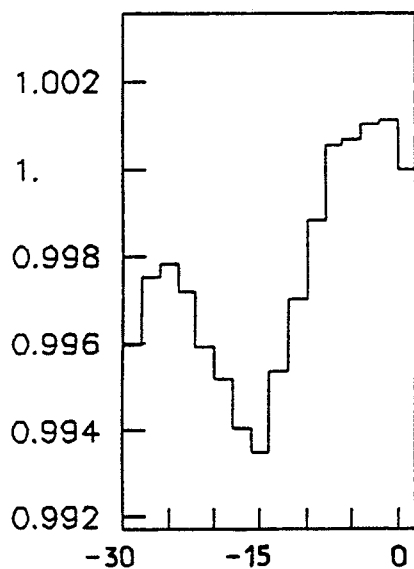
Figure III-18 Evolution du gain au cours du temps le long d'un fil donné (gain normalisé au gain minimum)



a) 1 heure d'irradiation/référence



b) 28 h d'irradiation/référence



c) 6h30 d'irradiation/référence avec attente de 12h entre la fin de l'irradiation et la mesure.

Figure III-19 Effet d'une irradiation HT = 1400 Volts sur les fils sensibles (variation du gain après différents temps d'irradiation comparé au gain initial).

b) Irradiation à haut gain

Afin de comprendre la cause de cette évolution, il faut noter que, durant les tests sur ce secteur prototype, la barrette mobile a été laissée la majeure partie du temps en position centrale. De plus, la source utilisée durant ces tests était non collimée, les fils "voyant" la source de fer avec un σ de l'ordre de 2 cm.

Pour tester l'hypothèse d'une action de l'irradiation sur le gain du fil, nous avons placé la barrette mobile sur une position intermédiaire (-16°) et irradié les fils en faisant fonctionner la chambre à haut gain (HT = 1400 Volts, gain = $2 \cdot 10^4$). Dans ces conditions, les fils 35-37 recevaient $36 \cdot 10^8$ e-/s sur la zone irradiée, soit $7.2 \cdot 10^8$ e-/s pour une zone comprise entre ± 0.5 cm autour de l'intersection entre les fils et la barrette.

On a représenté pour ces fils (figure III.19) l'évolution du gain pour différents temps d'exposition et pour différents temps d'attente entre la mesure du gain et la fin de l'irradiation.

La dégradation du gain observée marque une très nette saturation, ainsi, pour 1^h d'irradiation, on observe une perte de gain de 0.8 %, alors que l'on ne perd que 0.6 % dans les 27^h d'irradiation suivante. La perte semble saturer autour de -1.5 %. On note cependant, que le gain obtenu après irradiation n'est pas stable, car les mêmes mesures réalisées l'une juste après l'irradiation, l'autre 12^h plus tard présentent des différences et en particulier une certaine remontée du gain au cours du temps. Une dégradation stable de 0.7 % correspond en fait à une irradiation de 6^h30. (cf figure III.19c).

c) Vieillessement "classique"

Dans cette première version du montage-test, la barrette source présentait une grande inhomogénéité, le nombre d'événements reçus par fil décroissant d'un facteur 10 du fil 1 au fil 100 pour rester ensuite sensiblement constant. Les fils les plus irradiés, qui présentaient la plus grande dépression du gain en position centrale (- 6 %), se sont avérés pratiquement insensibles à ce test d'irradiation locale (les figures III.19 correspondent aux fils 35-37, 4 fois moins irradiés que ces derniers).

Des doses de l'ordre de $3 \cdot 10^{13}$ e-/cm semblent ne faire que des effets faibles (-1.5 %), avec une saturation marquée et une disparité de réponse d'un fil à l'autre. Bien que le dernier point reste obscur, on peut interpréter ce type de phénomène comme une sorte d'usinage du fil qui en gommant les aspérités de la surface du fil, supprime les champs intenses présents au niveau des aspérités, ce qui a pour effet de diminuer le gain.

Dans l'utilisation courante des chambres à fils, des chutes de gain importantes pour des doses d'irradiation plus fortes ont été observées (-1 % pour 10^{17} e-/cm sans saturation forte de la perte de gain en fonction de la dose reçue). Mais il s'agit là d'un tout autre phénomène (ageing), il correspondrait à une polymérisation des molécules organiques présentes dans le gaz, recouvrant d'une gaine isolante les fils cathodes [6].

Ainsi, si on veut interpréter la dépression centrale pour les fils les plus creusés (-6, -4 %) par un phénomène d'irradiation, on ne peut le faire que par un effet de type ageing qui permet des chutes de gain importantes. Mais les doses reçues étant un facteur 50-100 en dessous des doses requises pour un mélange Ar/CH₄, il nous faut alors admettre qu'un polluant favorisant le vieillissement a été présent à un moment donné dans le montage test.

d) Conclusion

On remarque que les événements au Z₀ produiront une irradiation très faible comparée à tous les chiffres précédents, soit $3 \cdot 10^6$ e-/cm pour un fil touché par une trace. Ainsi, pour 10^7 Z₀, même en considérant 20 traces chargées par événement, l'irradiation reçue est de l'ordre de $5 \cdot 10^{11}$ e-/cm.

Le seul problème réside au niveau de l'utilisation des sources fixes, qui peuvent fournir $5 \cdot 10^{12}$ e-/cm/heure pour 1400 Volts sur les fils sensibles. Il semble donc déconseillé de les utiliser tant que le mélange Ar/CH₄ n'est pas suffisamment pur, afin d'éviter un éventuel vieillissement accéléré. D'autre part, il est recommandé d'optimiser la durée des calibrations à l'aide des sources fixes, en évitant de les utiliser à haut gain (1400 Volts).

III.5 MESURE DES CARTES DE GAIN

III.5.1 CONDITION DE MESURE DES CARTES DE GAIN

a) Points de mesure

La réalisation complète d'une carte de gain à l'aide du montage-test décrit précédemment comporte différentes parties :

- i) Une prise de données pour chaque fil sans pics de fer en pulsant les fils de champs puis l'entrée des pré-amplis fils. Ceci permet de tester le bon fonctionnement de la chambre et de la chaîne électronique.

- ii) La mesure du gain des fils à l'aide de chacune des trois barrettes fixes, afin de pouvoir comparer le gain dans les conditions de test au gain dans les conditions de l'expérience; ceci permettra d'adapter, en cas de différence, la carte de gain aux conditions de l'expérience.

- iii) La réalisation de la carte proprement dite. En théorie, si on voulait réaliser une carte de gain réellement comparable à ce que subiront les électrons primaires d'une trace chargée, il faudrait réaliser les mesures avec une source présentant une dispersion le long du fil de l'ordre du millimètre, c'est-à-dire comparable à la dispersion le long du fil des électrons primaires par la diffusion transverse. Le pas des mesures devant être du même ordre de grandeur que la résolution, si on ne veut pas manquer des défauts de gain, la quantité de données à enregistrer est nettement trop importante et la durée des mesures correspondantes irréalistes, même avec notre montage sophistiqué. On a choisi un compromis consistant à prendre une résolution le long du fil de ≈ 6.4 mm et un pas de mesure compris entre ≈ 1.1 cm (fil 1) et ≈ 3.8 cm (fil 192) soit une mesure du gain par la barrette mobile tous les 2° . Par ce compromis, on ne mesure vraiment que les variations lentes du gain, correspondant à des variations lentes de la taille des gaps et du gradient de température, la présence d'accidents locaux ≈ 1 cm pouvant être détecté. Ce choix est justifié a posteriori bien qu'au niveau des bords, des mesures plus fines aient été utiles. Une carte représente alors 28^h des prises de données ce qui, en comptant les mesures précédentes i) et ii) et l'installation du secteur, nous a permis de réaliser une carte de gain par semaine.

b) Conditions du test

α) Gaz

Les prises de données ont été réalisées sans circulation de gaz, le système étant fermé sur lui-même, la pression et la température ont été en général stables pendant la réalisation des cartes. En contrepartie, à cause du problème de pollution mentionné précédemment, on a observé au cours de la réalisation des cartes ($\approx 28^h$) une dégradation moyenne du gain de 3 % ; des mesures de référence réalisées en début, milieu et fin de chaque carte a permis de corriger cette dérive du gain. Cependant, cette pollution nous a obligé de réaliser les cartes de gain sans tension de dérive afin de limiter le trajet des électrons. Ce choix fixe par ailleurs la résolution de la source à 6.4 mm.

β) Calibration

La calibration de l'électronique a été réalisée en pulsant la grille cathode, le générateur utilisé a été stable pendant la réalisation des cartes bien que quelques problèmes d'atténuation dans le montage ont condamné des prises de données et rendu non reproductible, sur de grandes échelles de temps, la position du pic de calibration.

γ) Chaîne d'acquisition

La chaîne d'acquisition a bien fonctionné. Lors de la réalisation de certaines cartes, quelques voies du multiplexeur ont introduit des variations rapides de l'atténuation, inférieures aux 10 secondes de prises de données par position. Les spectres obtenus au compteur multi-canal dans ces conditions sont déformés et inutilisables. Une révision des relais, soumis à rude épreuve (un changement de canal toutes les 15 secondes, certains relais commutant toutes les 8 mn en moyenne, et, ceci environ 60^h par semaine), a permis de limiter le nombre de fils "perdus" à une vingtaine pour 3 cartes de gain seulement.

III.5.2 CARTES DE GAIN

a) Résultats pour quelques fils

On a représenté figure III.20, le gain mesuré le long de quelques fils. Contrairement à la méthode préconisée dans le chapitre précédent pour la normalisation du gain dans les cartes finales, la normalisation est réalisée ici à la moyenne du gain par fil en excluant les bords, ceci afin de rendre les représentations graphiques plus simples à interpréter.

Ainsi la quantité représentant le gain dans toutes les figures s'exprime par :

$$G_{\text{obs}}(\varphi, f) = \frac{R_{\text{obs}}(\varphi, f)}{\sum_{\varphi \neq \text{bords}} R_{\text{obs}}(\varphi, f)} = M_{\text{obs}}(\varphi, \langle \varphi \rangle, f)$$

Les variations du gain le long des fils sont faibles ($\approx \pm 1 \%$) à l'exception des 2-3 derniers cm où l'on observe une chute importante de $\approx -10 \%$ et qui, dans quelques cas, peut aller jusqu'à -20% . On remarque figure III.20b une chute de gain très locale, un seul canal concerné ; ce type d'accident est très difficile à prendre en compte. En effet, quand la taille spatiale d'une fluctuation est de l'ordre de grandeur de notre résolution, il est impossible de connaître son extension le long du fil et les valeurs du gain qui lui sont associées. Cependant, le nombre de ces accidents est très faible, une dizaine par carte sur les 6000 points de mesure (cf III.6.1).

b) Résultat pour une direction radiale, fluctuation fil à fil

Si on se place dans une direction radiale, c'est-à-dire que l'on regarde, pour une position φ de la barrette mobile, le gain $G_{\text{obs}}(\varphi, f)$ de tous les fils d'un secteur, on obtient les figures III.21.

Il ressort nettement de cette représentation deux types de variations, des variations lentes qui touchent un grand nombre de fils et, autour de ces variations, des fluctuations de l'ordre de 0.5 % fil à fil.

Ces deux composantes n'ont pas du tout le même effet sur la résolution du $\frac{dE}{dx}$. Ainsi, si on compare les figures III.21a et III.21b, on remarque que des particules énergiques ($P \approx \infty$) qui empruntent ces trajectoires radiales auront leur $\frac{dE}{dx}$ sous-évalué dans le 1er cas (gain moyen inférieur à 1) et sur-évalué dans le second cas (gain moyen supérieur à 1). Les variations lentes de gain produisent un déplacement systématique dans un sens donné de la valeur du $\frac{dE}{dx}$ mesurée. Par contre, les fluctuations fil à fil se comportent comme un bruit, qui ne déplace pas la moyenne du $\frac{dE}{dx}$ si on prend un grand nombre de fils, mais ne fait qu'accroître la dispersion sur sa mesure. On remarque ici que l'effet résultant est négligeable, car il faut comparer ce bruit de 0.5 % à l'erreur issue des fluctuations de Landau sur la mesure du $\frac{dE}{dx}$ par un fil qui est de l'ordre de 100 % fwmh (largeur de la pseudo-gaussienne associée à la courbe de Landau cf chapitre II.3). C'est une des raisons qui justifie notre choix de mesurer plutôt des variations lentes du gain, les variations rapides étant supposées aléatoires et donc sans conséquence sur la résolution du $\frac{dE}{dx}$.

c) Vision d'ensemble

D'après la remarque des chapitres précédents sur les accidents locaux, on est amené à ne garder que les variations lentes du gain. Dans un premier temps, afin d'obtenir rapidement une image de la carte de gain facile à interpréter, on a réalisé un simple lissage des données dans la direction radiale, supprimant ainsi les fluctuations de 0.5 % observées de fil à fil.

On a représenté -figure III.22- une carte de gain après ce traitement. On observe ainsi différentes régions de gain :

- i) Une chute de gain sur les bords qui s'étend sur 2-4 cm et qui a un minimum de -10 % à -6 % suivant les bords et les secteurs.
- ii) Le centre des fils 160 à 190 qui présentent un gain plus élevé (+1 % à +2 %).

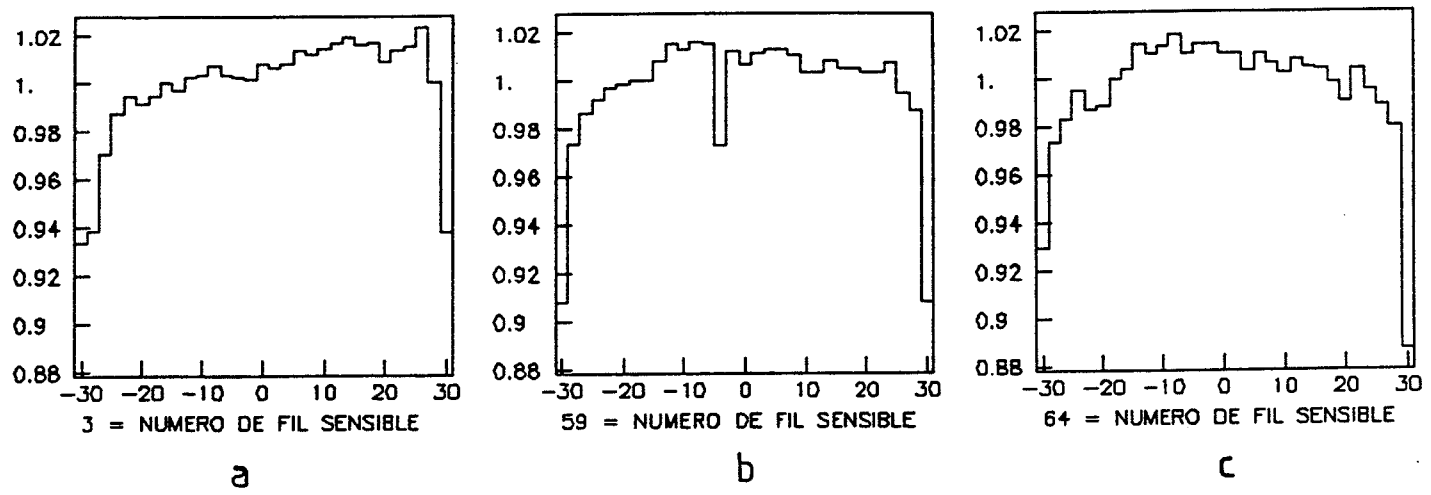
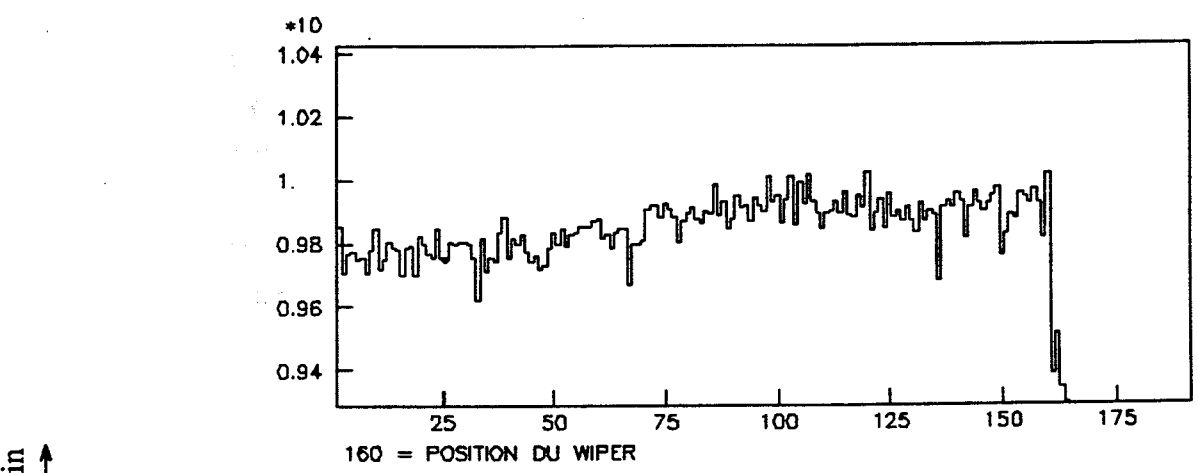
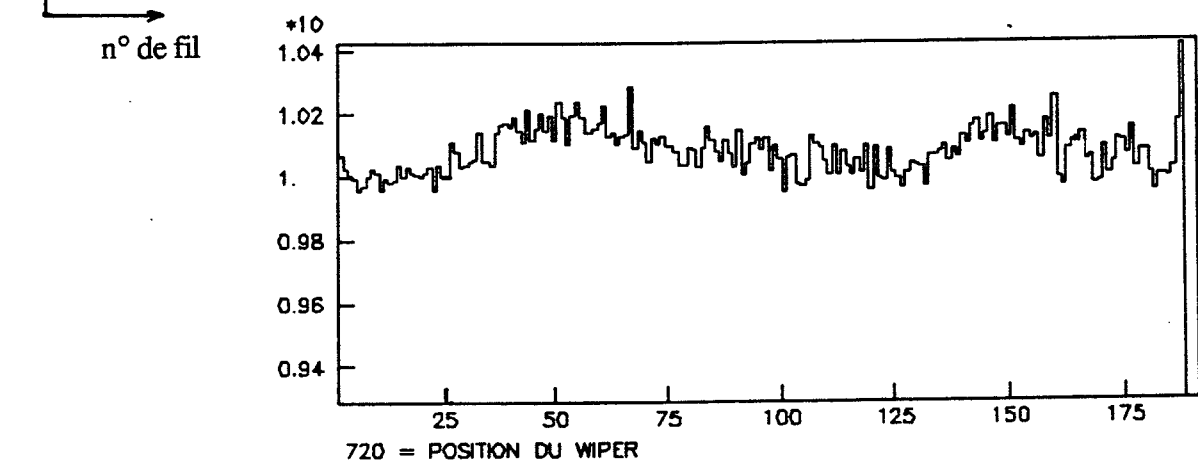


Figure III-20 Gain le long de quelques fils.



a) Position de la barrette mobile = -26°.



b) Position de la barrette mobile = -16°.

Figure III-21 Gain le long d'une direction radiale.

iii) Deux zones centrales des fils 1 à 160 présentent également un gain plus élevé (+ 1 % à + 2 %).

Cette structure est très générale et a été retrouvée sur tous les secteurs, de même qu'une asymétrie du gain gauche-droite, le gain étant systématiquement plus important dans la partie droite du secteur ($\varphi = 30^\circ$).

Pour avoir une idée plus globale de la carte de gain, on peut se référer aux figures III.23, qui représentent les dispersions du gain pour un secteur donné. Ainsi, on observe un écart à la moyenne de l'ordre de 2 % fwhm si on exclut les bords du secteur.

III.6 INTERPRETATION DES CARTES DE GAIN

III.6.1 TROUS LOCAUX

Une grande partie des accidents locaux mentionnés au chapitre III.5.2a ont été identifiés comme des effets électrostatiques dus à des damiers non connectés. Il s'est avéré qu'un damier non relié à la masse, fait chuter localement le gain des trois fils les plus proches de -1 % à -4 %, 16 damiers successifs (une carte pré-ampli) non connectés produisent une chute du gain allant jusqu'à -30 %. Si un damier n'est pas à la masse, son potentiel par couplage avec celui des fils sensibles n'est plus nul. Ainsi, le gradient de champ dans le gap damier-fil de champ est plus faible, ce qui explique la perte de gain observée.

Les secteurs présentant de tels défauts ayant été réparés, on peut estimer avoir résolu le problème. De plus, il est possible de rejeter une mesure du $\frac{dE}{dx}$ quand elle correspond à la position d'un damier suspecté défectueux.

III.6.2 FLUCTUATION FIL À FIL

La dispersion de gain fil à fil de l'ordre de 0.5 % autour des variations lentes de gain peut avoir différentes origines. D'une part, les grilles fils ne forment pas forcément un plan parfait, chaque fil pouvant être plus ou moins bien positionné par rapport au plan théorique. La position des encoches qui maintiennent les fils en position, présentent des écarts $\ll 10 \mu\text{m}$; il s'en suit, cependant, une légère dispersion ($\ll 0.5 \%$) dans la taille des gaps et donc dans le gain. D'autre part, le diamètre du fil n'est pas forcément uniforme ce qui produit une variation du gain le long d'un fil, non corrélé d'un fil à l'autre.

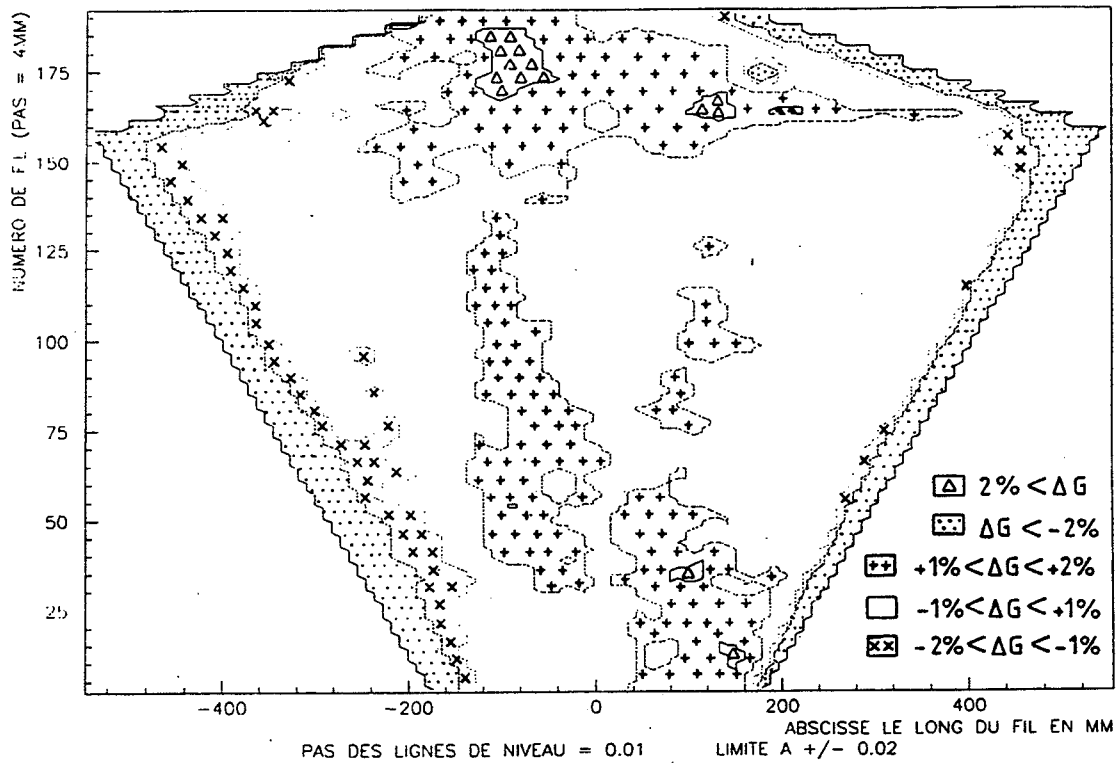


Figure III-22 Carte de gain du secteur 05

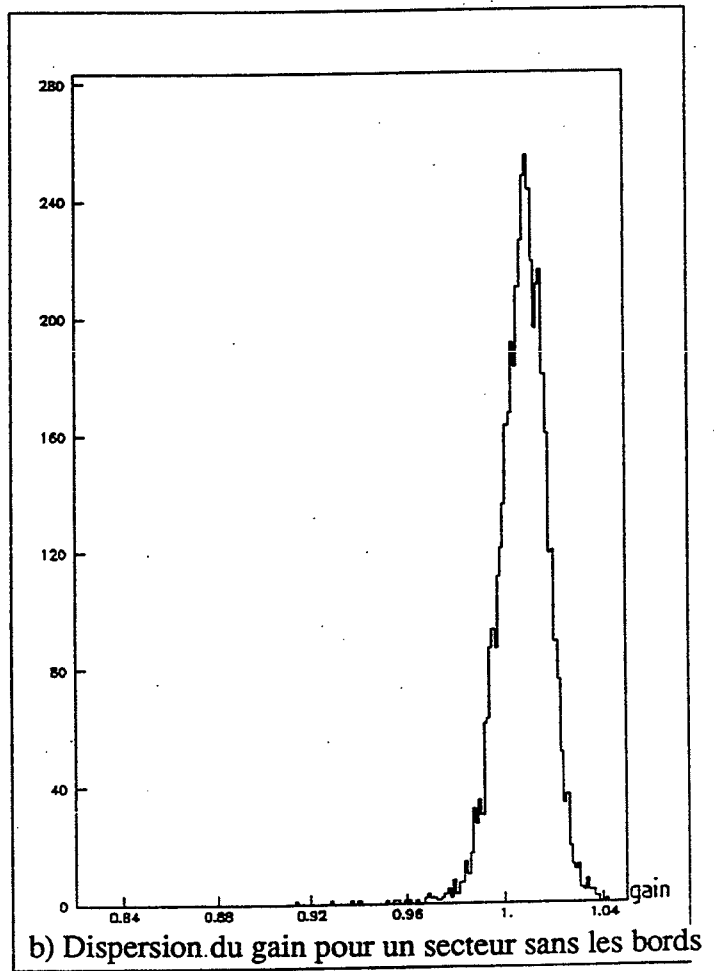
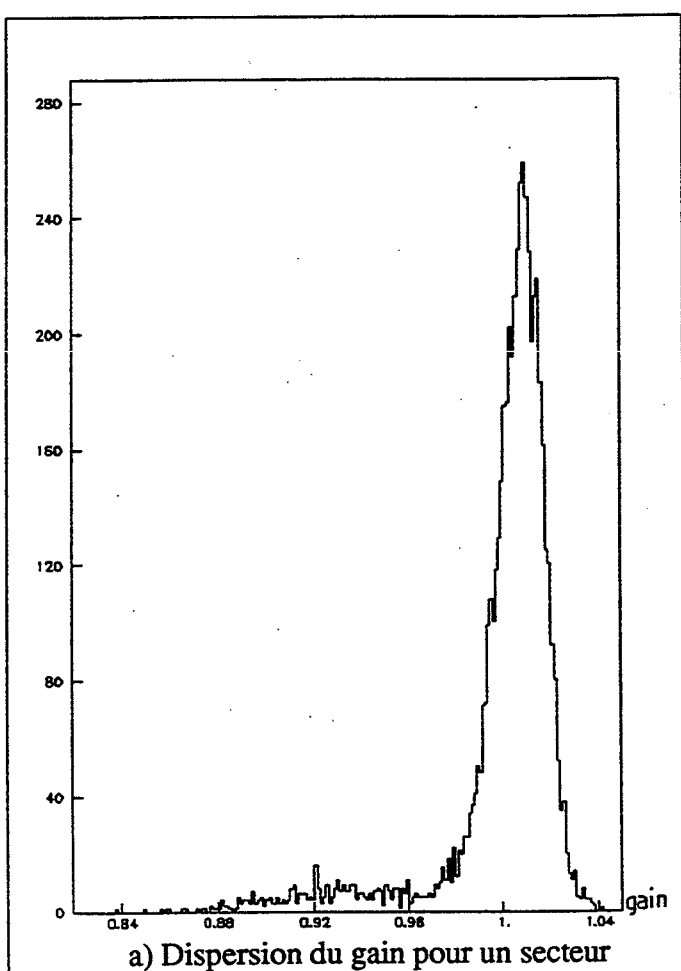


Figure III-23 Dispersion du gain pour l'ensemble d'un secteur.

Les contraintes mécaniques retenues pour la construction des secteurs font que les effets finaux observés sont de faible amplitude. Un écart de 1 % pouvant provenir soit, d'un déplacement fil à fil dans le gap de 18 μm , soit, d'un changement de diamètre de .008 μm . Mais comme on l'a souligné précédemment, ces dispersions de gain se comportent comme un bruit autour du gain moyen et sont sans incidence sur la résolution du $\frac{dE}{dx}$.

III.6.3 TEMPÉRATURE

Il s'avère que les gradients de température jouent un rôle important dans les variations de gain. On a reporté figure III.24, les températures relevées par les sept sondes situées au niveau de la plaque de cuivre, pendant l'acquisition d'une des cartes de gain. Comme on l'a noté au chapitre III.4, les variations de gain globales suivent les températures données par ces sondes ; on peut donc légitimement supposer que les dispersions de température qu'elles indiquent, se traduisent par des dispersions de gain sur la surface du secteur. Ces écarts étant de l'ordre de 1°C, on peut donc s'attendre à des variations de gain de 1.3 % dues au gradient de température.

Pour tester cette hypothèse, on a réalisé une correction des cartes de gain à partir des informations fournies par les sondes de température. Afin d'attribuer à tous les points du secteur une température, on a réalisé une extrapolation utilisant les sept températures mesurées : à l'aide des trois sondes voisines au point P considéré, on définit un plan x,y,T et on attribue à ce point P la température T_P , correspondant au point x_P, y_P, T_P du plan défini précédemment (cf figure III.25).

Dans cette approche, on suppose essentiellement que la température entre deux sondes voisines varie linéairement et ne présente pas d'extremum intermédiaire. La présence de la plaque de cuivre, du refroidissement par eau et le fait que les fils eux-mêmes sont en tungstène, nous assure un bon écoulement de la chaleur, il ne peut donc pas y avoir d'écart de température important sur de courtes distances. Cependant, il est clair que les sondes, bien que situées physiquement à des endroits de symétrie du secteur (bords et milieu), par leur nombre restreint, ne permettent pas de connaître précisément la carte de température, ce qui fixe les limites de cette étude.

Après avoir attribué une température à chaque point du secteur, on corrige le gain de la carte brute en le ramenant à ce qu'il aurait été pour une température donnée, identique pour tous les points de la carte.

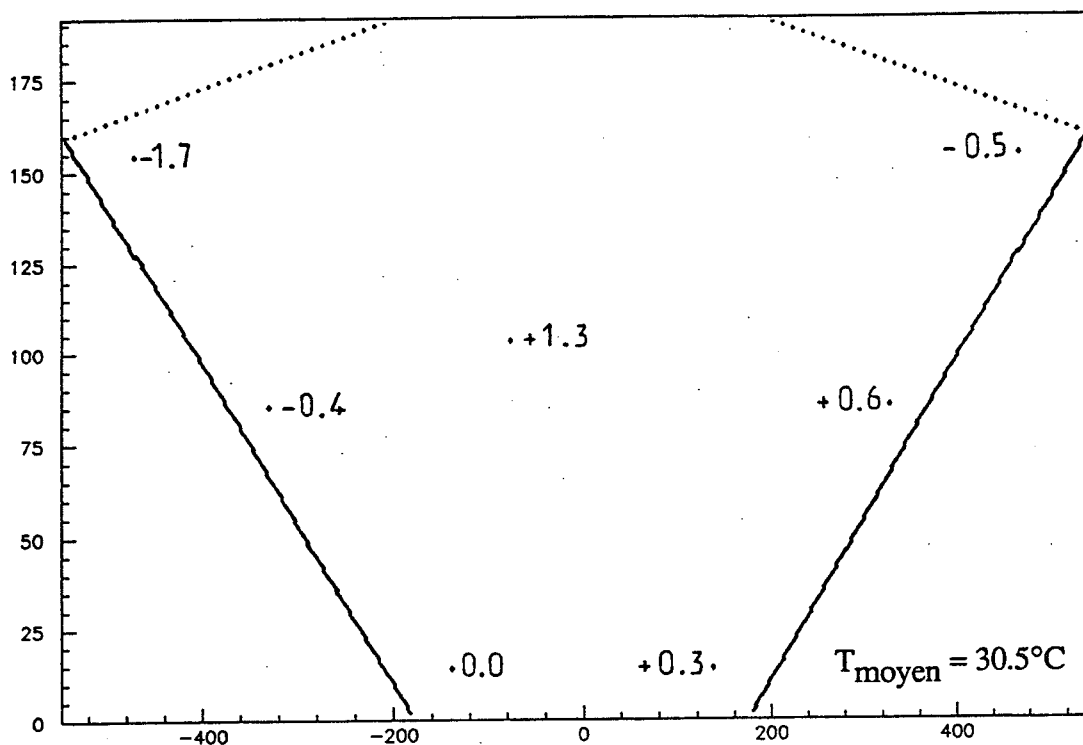


Figure III-24 Position des sondes de température (Les valeurs indiquées correspondent aux températures relevées lors de la réalisation de la carte de gain du secteur 05).

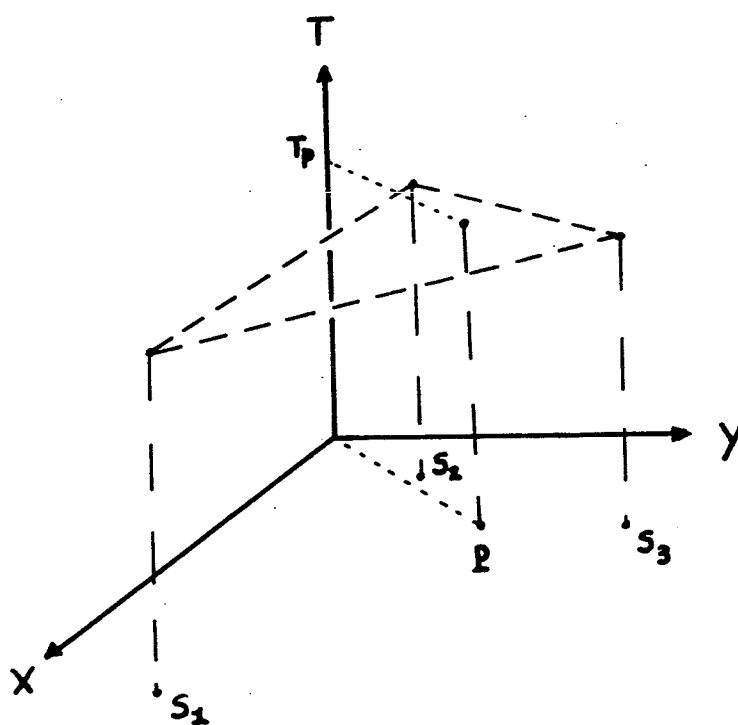


Figure III-25 Attribution d'une température à un point quelconque de la surface d'un secteur : à l'aide des trois sondes les plus proches de ce point on définit un plan x,y,T , la température T_p recherchée sera celle du point appartenant à ce plan et se projetant en P.

Le résultat de cette correction est donné figure III.26. On remarque en comparant cette figure III.26 et la carte initiale (figure III.22) que les variations de gain sont plus faibles après cette correction de gradient de température. Quelques fils sont représentés figure III.27 avant et après correction de température. Il en ressort clairement que l'asymétrie gauche-droite initiale, a été résorbée par cette correction de température. Si on se réfère à la figure III.24, le gradient responsable de cet effet est bien visible. Sa présence s'explique, si on remarque que la partie chaude (droite) du secteur correspond à une plus grande densité de pré-amplis. En effet, c'est dans cette partie que se trouvent les pré-amplis fils, les pré-amplis damiers étant uniformément répartis sous toute la surface du secteur. On remarque également, toujours figures III.27a,b que la "bosse" centrale du fil 89 est atténuée par la correction de température. Seule la "bosse" de gain dans la partie haute du secteur (fil 170→190) a été peu modifiée par cette correction de gradient. Cependant, il faut remarquer que dans cette zone, l'absence de sonde au niveau de la plaque de cuivre, fait que l'on ignore, dans la correction du gain, la présence d'un éventuel maximum de température dans cette zone.

Pour tester cette interprétation de la bosse centrale de gain, on a réalisé une carte sans alimenter les pré-amplis damier, ainsi la seule source de chaleur s'est trouvée limitée à une zone d'une dizaine de centimètres correspondant aux pré-amplis fils. Le résultat de cette carte "froide" a montré clairement l'absence de bosse dans la partie haute du secteur, ce qui indique bien la présence d'un point chaud à cet endroit quand les pré-amplis damiers sont allumés.

L'effet de bord ne peut en aucun cas être attribué à un gradient de température, bien que la sonde la plus proche du bord se situe à 4.9 cm et ne permette pas de le prouver directement. Il est en effet impossible d'interpréter cette perte de gain par une diminution de la température car d'une part, cela correspondrait à un ΔT de $\approx 8^\circ$, sur 2-3 cm (pour une chute de -10 %) et d'autre part, on remarque que pour deux fils successifs la chute au bord, peut être très différente, ce qui demanderait des variations de température sur 4 mm de $\approx 3^\circ$ de façon semble-t-il aléatoire. On exclut définitivement cette interprétation de l'effet de bords par la température, à l'aide de la carte "froide" qui, malgré l'absence de source de chaleur au niveau du bord gauche, présente la même chute de gain que la carte "chaude" : on ne voit pas comment des gradients si importants ($\approx 2.5^\circ/\text{cm}$) pourraient persister dans cette zone sans source de chaleur.

Afin d'avoir un jugement quantitatif sur l'action du gradient de température, on peut comparer la dispersion du gain avant et après correction de gradient pour les fils de la partie basse du vecteur (2→159) en excluant donc la partie haute où l'on ne sait pas faire

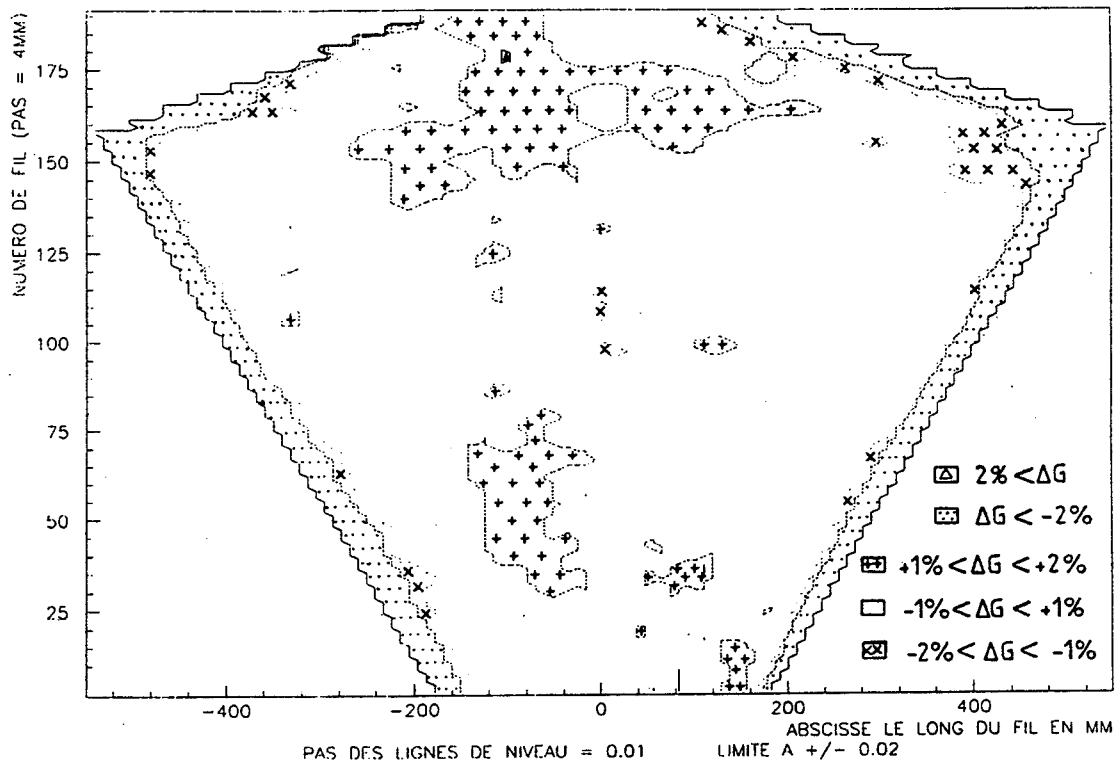
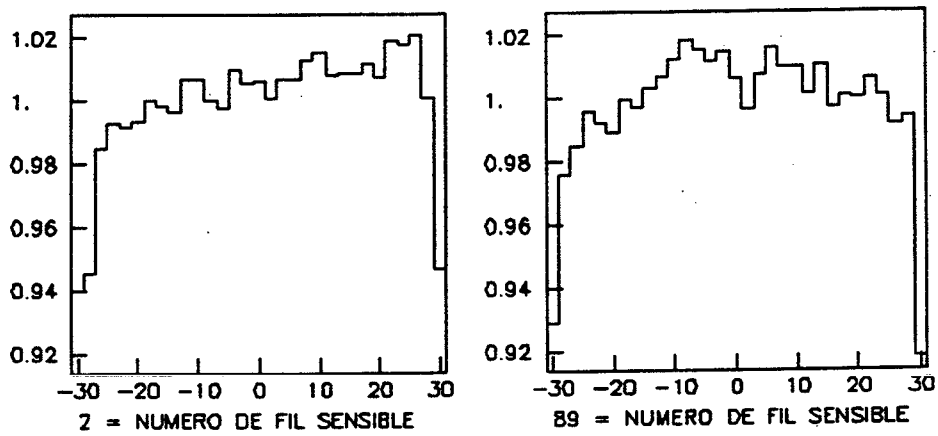
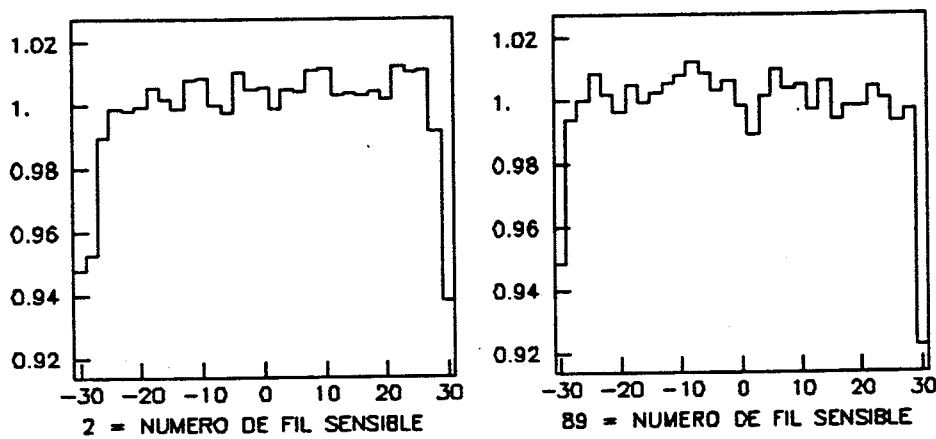


Figure III-26 Carte de gain du secteur 05 après correction de température



a) avant correction de gradient de température.



b) après correction de gradient de température.

Figure III-27 Gain le long de quelques fils.

la correction et en excluant également les bords du secteur qui ne sont pas de toute façon interprétables par la température. Ainsi en gardant tout de même plus de 75 % de la surface du secteur, on observe figure III.28 une nette diminution de la dispersion entre la carte de gain avant correction ($\sigma \approx 0.9$) et après correction ($\sigma \approx 0.7$). On en conclut qu'une bonne partie des variations de gain, à l'exclusion de la chute au bord, a son origine dans un gradient de température.

III.6.4 TAILLE DES GAPS

Nous avons évoqué au chapitre III.2.3 les dispersions de gain que peuvent provoquer des distorsions mécaniques. On dispose pour chaque secteur d'un relevé des tailles des différents gaps en 28 points de mesure répartis sur toute la surface du secteur, certains points étant situés à 1 cm du bord (cf figure III.29).

Pour estimer la variation de gain le long d'un fil, induite par la distorsion des gaps, on a pris la moyenne des effets induits par chacun des deux gaps (hypothèse d'une ionisation uniforme autour du fil) en sachant qu'une réduction de gap de 100 μm produit alors une augmentation de gain de 5 %. Les résultats obtenus sont reportés figure III.30. La construction des secteurs ayant été réalisée avec des tolérances sévères, les dispersions de gap sont faibles, aucun gap ne s'écartent à plus de 70 μm du gap moyen (cf figure II.6) ; les effets induits sur le gain sont donc peu importants. D'autre part, vu la précision des mesures ($\approx 5\text{-}10 \mu\text{m}$) et la petite taille des écarts mesurés ($\approx 30 \mu\text{m}$), il est difficile d'établir de façon nette une corrélation entre la taille des gaps et le gain mesuré après correction du gradient de température (cf figure III.30).

Cependant, il n'y a pas, près des bords, de déformation de gap pouvant expliquer la chute de gain observée dans cette zone. En effet, cette chute correspondrait à une augmentation de la taille du gap comprise entre 100 μm et 200 μm ce qui est exclu.

III.6.5 EFFET DE BORD

Il ressort clairement des deux paragraphes précédents que la structure de la carte de gain est bien comprise, sauf en ce qui concerne la chute de gain près des bords et qui constitue pourtant un effet important.

a) Réalité de la chute de gain au niveau des bords

On a reporté figure III.31 quelques mesures fines du gain à l'extrémité des fils. Il en ressort que la perte de gain n'atteint pas systématiquement son extremum au bord du

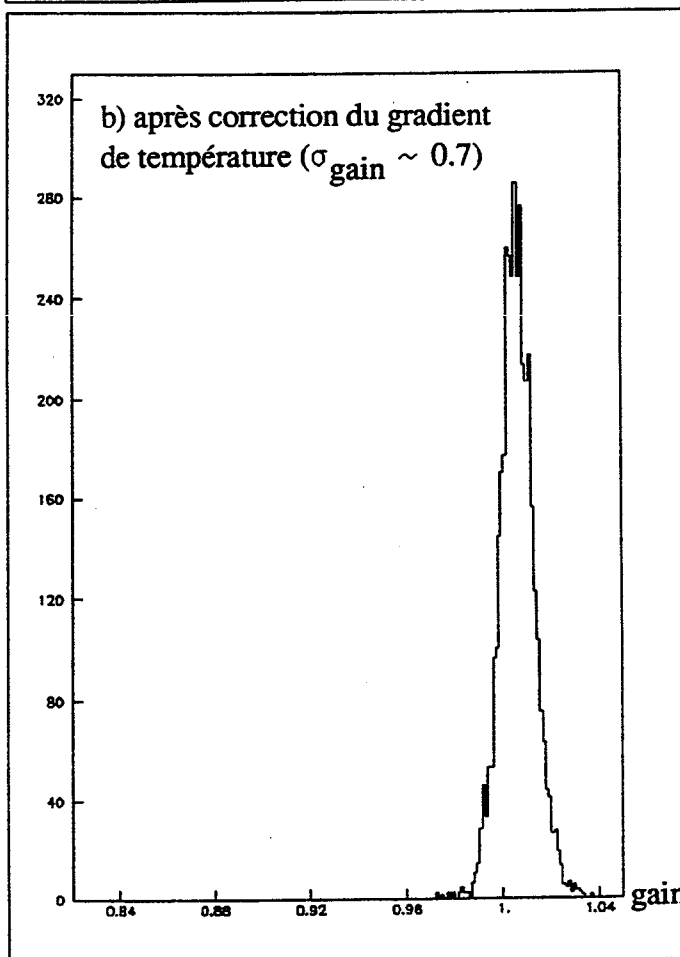
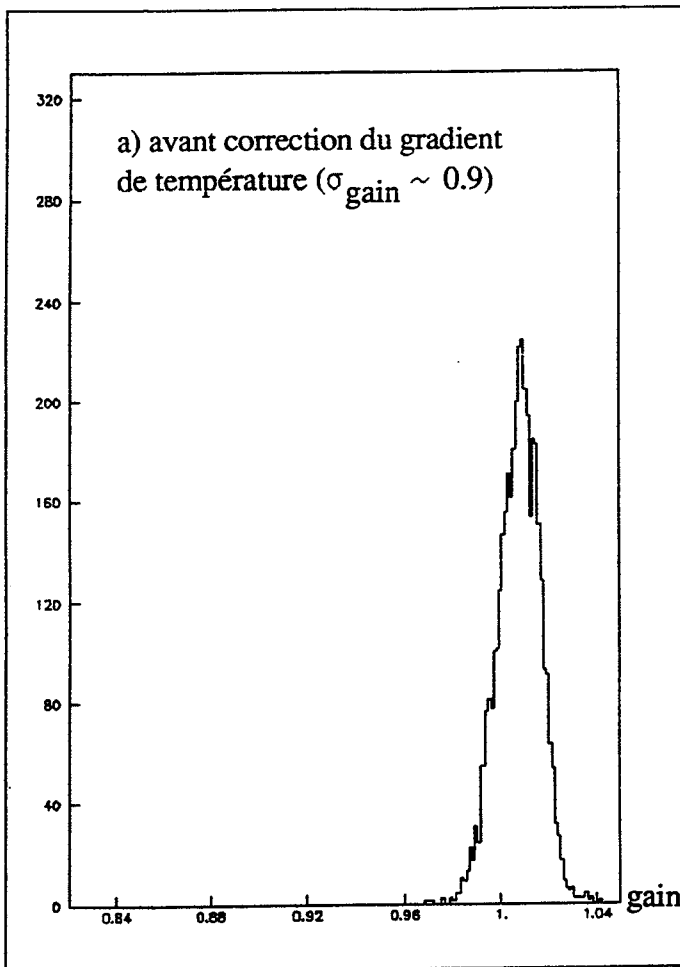


Figure III-28 Dispersion du gain

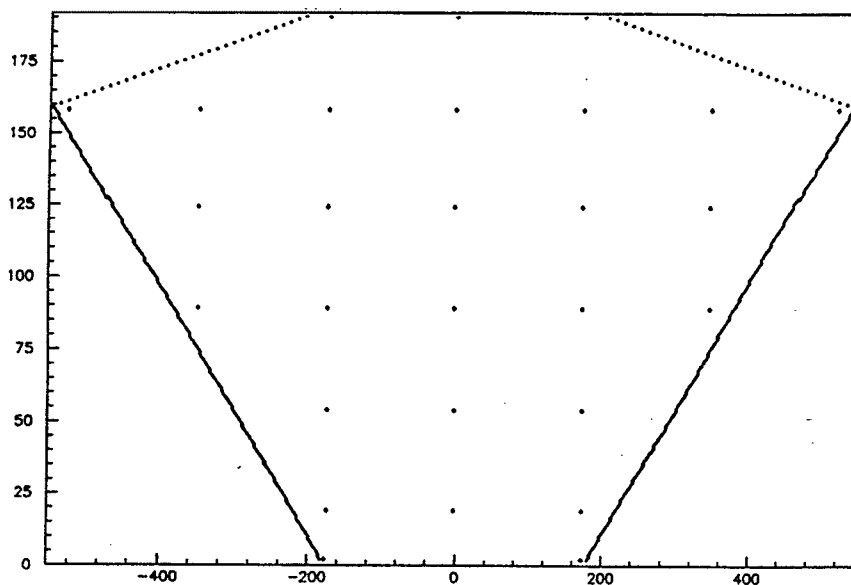


Figure III-29 Position des points de mesure de la taille des gaps lors de la construction des secteurs.

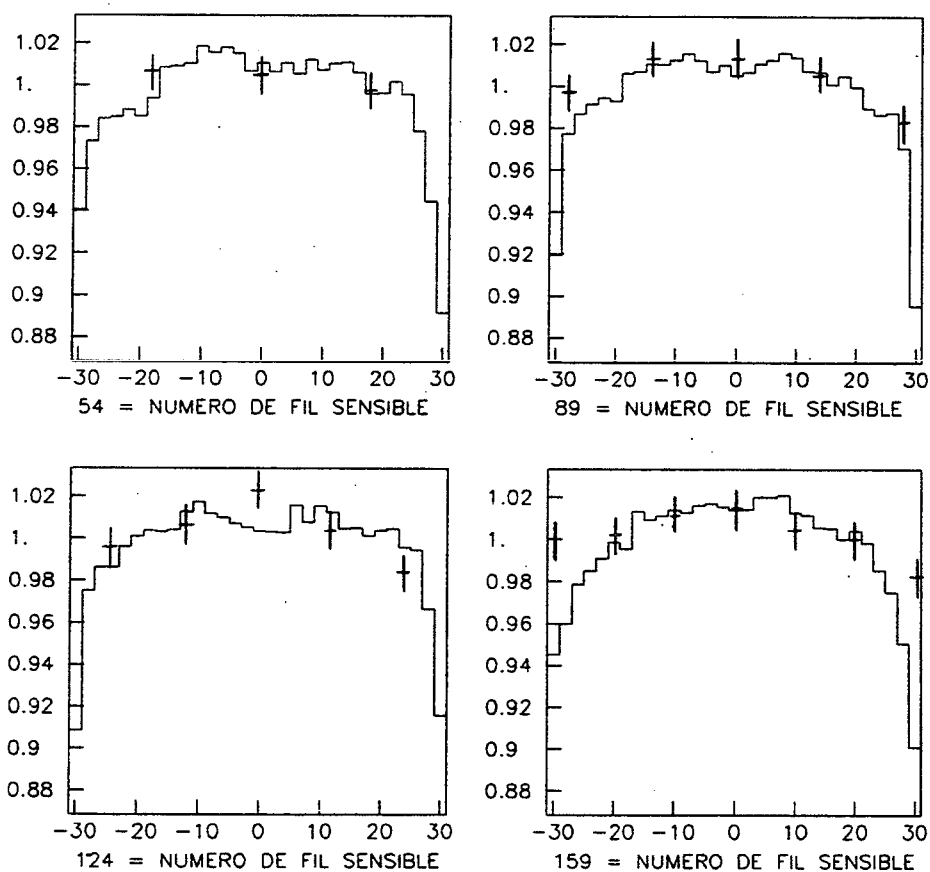


Figure III-30 Comparaison entre les variations de gain mesurées et les variations de gain attendues à partir de la taille des gaps mesurée.

+ Point calculé à partir de la taille des gaps

pose, est la réalité physique de cette chute de gain. N'est-elle pas due à un artéfact du système de mesure ? On peut exclure cette possibilité, car l'effet principal s'étend sur 2-3 cm avec un prolongement moins accentué allant jusqu'à 5 cm du bord alors que la source irradie le fil avec un σ de 6.4 mm seulement. Cependant, on observe pour les positions extrêmes de la source (à 4 mm du bord) une déformation plus ou moins importante du spectre obtenu. On attribue ce phénomène, d'une part, à la diffusion transverse qui en bout de fil fait perdre une partie des électrons primaires, multipliant par ≈ 1.5 la taille du fond sous les pics de fer, et, d'autre part à une variation locale du gain à l'échelle de la mesure (≈ 6.4 mm). Cependant, si ces effets altèrent la précision de la mesure, il ne remettent pas en cause la présence de la chute de gain.

b) Mesure de l'effet de bord avec une meilleure résolution spatiale

Il est clair que, vu notre résolution le long du fil (≈ 6.4 mm) et la rapidité de la variation du gain au niveau des bords (de -4 à -7 %/cm), la profondeur et la forme réelle de ces dispersions nous sont masquées. La forme exacte en soi ne nous intéresse pas, mais il serait souhaitable d'en avoir une image plus comparable à ce que subira une trace chargée dont les électrons primaires s'étaient parallèlement au fil sur ≈ 1 mm (effet de la diffusion transverse pour 1 m de dérive). C'est dans ce but que l'on a réalisé une mesure fine des bords, (cf figure III.32) en mettant, cette fois, dans le montage test la tension de dérive, ce qui permet de collimer facilement notre source, la résolution le long du fil étant dans ces conditions de ≈ 3.5 mm (cf chapitre III.3.4.b).

Les résultats obtenus montrent une chute de 2 à 4 % des extrema, que ce soit pour le minimum ou pour la remontée au bord quand il y en a une ; la largeur de la chute au bord restant identique (2-3 cm).

La forme de la distribution des événements de Fe^{55} le long du fil étant comprise et connue avec une précision suffisante (cf table III.5), une déconvolution de la résolution de la source et de la forme du bord est réalisable, ce travail est en cours. On peut s'attendre dès à présent à une chute de gain supplémentaire de 2-4 % sur les ± 3 mm autour du minimum pour une résolution le long du fil de 1 mm. Mais la correction supplémentaire à apporter à la carte de gain devient alors assez complexe et peu fiable pour deux raisons principales :

- Tout d'abord, l'information dont on dispose au niveau des cartes de gain, permet difficilement de connaître avec la précision requise (1 mm) la position du minimum. Ceci est dû pour une part à notre pas de mesure grossier ($\approx 1 - 4$ cm) le long des fils et d'autre part à la présence pour certains fils de deux extrema

proches (cf figures III.32b et III.31b) qui vont dépendre la position du minimum le long du fil, de la résolution.

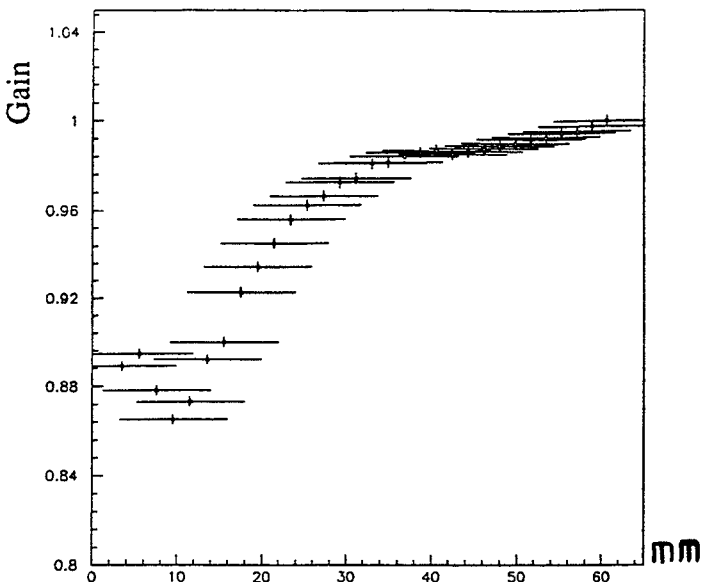
- Ensuite, on a cité précédemment une valeur de 1 mm comme résolution à atteindre pour se rapprocher de ce que subiront les électrons primaires d'une trace chargée dans l'expérience ; mais ce chiffre n'est qu'une valeur moyenne, tenant compte principalement de la diffusion transverse, l'étalement des électrons le long du fil dépend de l'angle de la trace avec les fils et à cause de l'effet $E \times B$, il ne sera pas le même pour une trajectoire radiale à -30° (bord gauche) et à $+30^\circ$ (bord droit) (facteur ≈ 3).

La stratégie à adopter pour tenir compte correctement de l'effet de bord est la suivante :

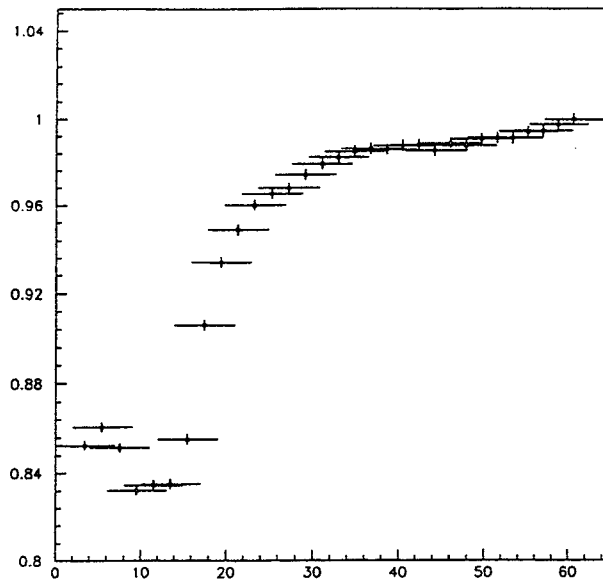
- A partir des mesures disponibles (cartes de gain + mesures fines des bords disponibles), on peut réaliser une extrapolation précise des bords, d'une part en définissant quelques profils de bord types (ex : forte chute -figure III.32 a-, remontée au bord- figure III.32b-, normal -figure III.32c-) et d'autre part en diminuant le pas effectif des mesures. Ce dernier point peut être réalisé à partir des cartes de gain en jouant sur le fait qu'à un angle donné la portion de fil mesurée correspond suivant le fil à une distance au bord différente ($\approx +.1$ mm/fil/degré pour les fils <160 et ≈ -4 mm/fil pour les fils >160).

- Après extrapolation des bords, on réalise une correction de la carte de gain qui tient compte de la résolution spatiale de la mesure. En se limitant à une résolution de ≈ 3 mm, on effectue une correction de ≈ -2 % des extrema (augmentation de 30 % de la taille du minimum).

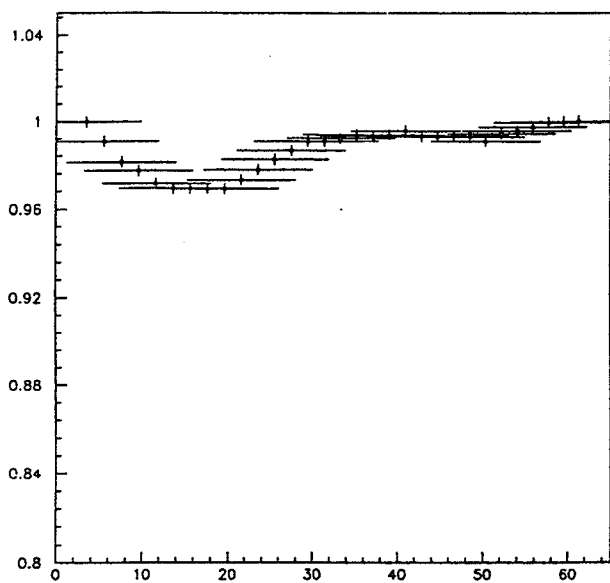
En appliquant cette méthode, l'erreur résiduelle dans la carte de gain, une fois moyennée sur plusieurs fils, peut être considérée comme négligeable jusqu'à 2 cm du bord (94 % de la surface du secteur) et de $\approx .5$ % de 2 cm à 1 cm du bord (3 % de la surface du secteur). Pour le dernier centimètre (3 % de la surface du secteur) nous estimons à partir du travail déjà accompli qu'une correction avec une erreur résiduelle < 3 % est réalisable, une étude complémentaire permettra peut être d'améliorer ce chiffre ou du moins d'en donner une estimation plus précise.



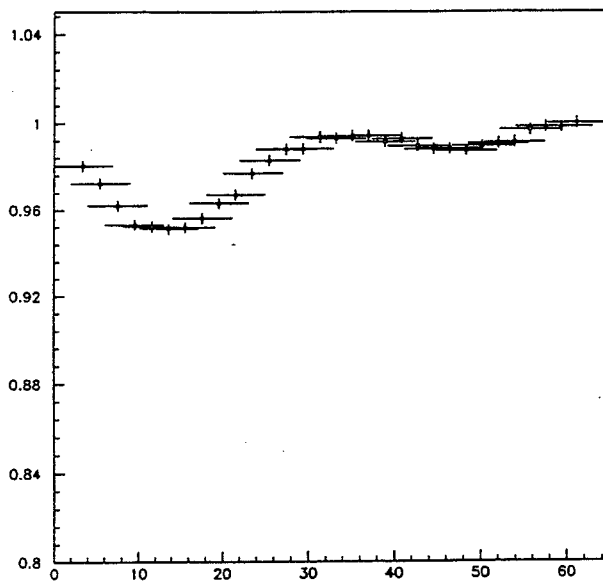
(a) Fil 11 sect 3



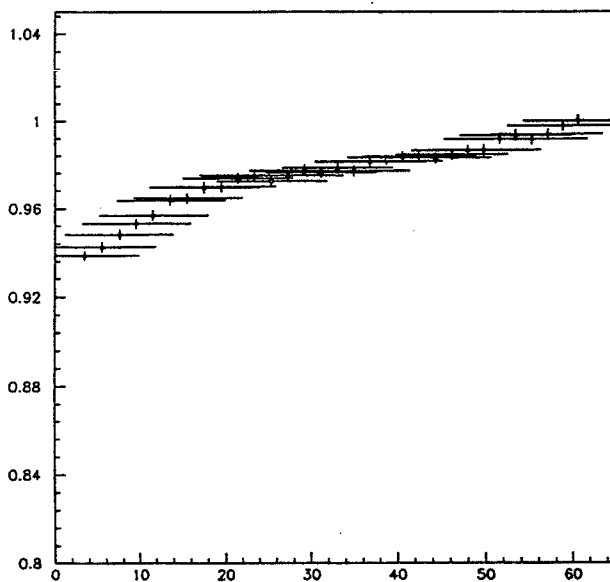
(a) Fil 11 sect 3



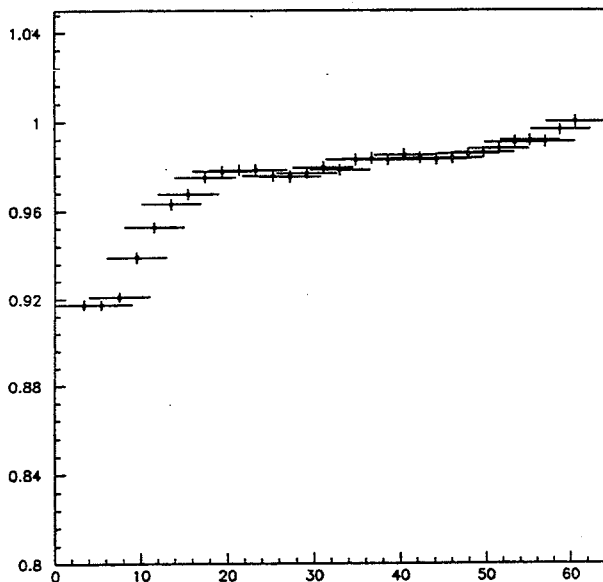
(b) Fil 12 sect 3



(b) Fil 12 sect 3



(c) Fil 11 sect 3 bord droit



(c) Fil 11 sect 3 bord droit

Figure III-31 Gain au niveau du bord de quelques fils ($\sigma_{\text{source}} = 6.4 \text{ mm}$)

Figure III-32 Gain au niveau du bord de quelques fils ($\sigma_{\text{source}} = 3.5 \text{ mm}$) 91

c) Compréhension de l'effet de bord

La distance entre les grilles étant de 4 mm, l'échelle de longueur dans le système électrostatique constitué par la chambre proportionnelle est aussi de 4 mm. Ainsi, un effet de bord "normal", n'est pas attendu à plus de 2-3 fois cette distance de l'extrémité des fils. De plus, afin de limiter cet effet, on trouve dans la paroi du secteur, entre la grille fil sensible et la grille cathode, une lamelle métallique (anneau de garde) portée à un potentiel négatif. Nous avons mesuré le gain des secteurs au niveau des bords pour plusieurs tensions sur l'anneau de garde (cf figure III.33). On a observé que l'action de cet anneau ne s'étend pas à plus de ≈ 1.3 cm du bord, sa tension de fonctionnement optimum étant bien autour de -200 Volts, valeur prédite par des tests préliminaires réalisés avant la construction des secteurs. Il est à remarquer que durant ces tests initiaux sur la configuration des anneaux de garde, aucun effet de bord comparable à ceux observés sur les secteurs n'a été mesuré.

Si ces résultats semblent exclure un effet électrostatique au bord, nous avons montré dans les deux paragraphes précédents (cf chapitre III.6.3 et III.6.4) que les autres approches du phénomène (gap, température) sont inadaptées. Il apparaît donc, qu'une origine électrostatique reste la plus probable, la disparité, au niveau des bords (cf figure III.33) rencontrée parfois pour deux fils successifs pourrait alors s'expliquer par une disparité dans la terminaison du fil (collage ...).

III.7 UTILISATION DES CARTES DE GAIN DANS LA MESURE DU dE/dx

III.7.1 ERREURS SYSTÉMATIQUES SUR LA MESURE DU dE/dx

Afin d'estimer l'effet des distorsions de gain sur la résolution du dE/dx , on a généré un ensemble de trajectoires radiales correspondant aux directions angulaires mesurées lors des tests des secteurs.

On déduit directement des mesures de gain, la dispersion des valeurs moyennes du $\frac{dE}{dx}$ pour toutes ces trajectoires ($0 < \varphi < 60^\circ$) (cf figure III.34). Le gain du secteur ainsi moyenné sur un ensemble de trajectoires présente une dispersion faible (cf figure III.35) par rapport à ce qui est obtenu sans moyenne préalable (cf figure III.23). En excluant les bords (coupure à 5 cm des extrémités des fils; il reste 85 % de la surface du secteur) la dispersion du gain pour cet ensemble discret de trajectoires présente une dispersion de ≈ 0.6 %, à comparer aux .9 % obtenus, en ne prenant aucune moyenne avant de calculer

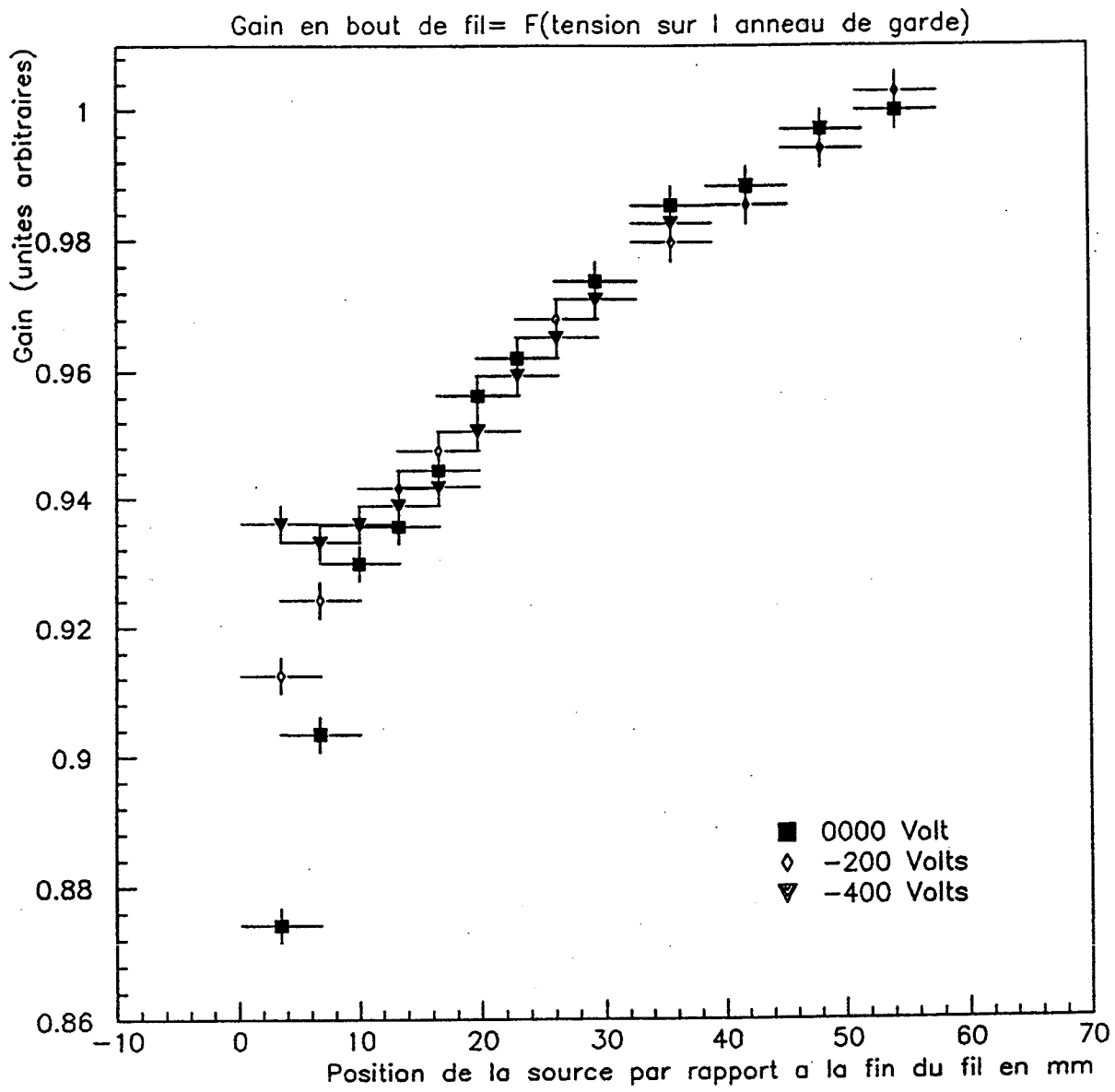


Figure III-33

la dispersion : les fluctuations locales ont été supprimées par la moyenne sur les fils. Le gain pour des trajectoires à $\varphi = 0$ et $\varphi = 60^\circ$ (bords des secteurs) présente, bien sûr, un fort écart à la moyenne (-8 à -13 % suivant les secteurs). Si on calcule la dispersion du gain, toujours pour cet ensemble discret de trajectoire, on obtient ici $\sigma \approx 2.3 \%$. En prenant deux hypothèses d'erreurs statistiques $\sigma_1 \approx 5.5 \%$ et $\sigma_2 = 4 \%$, on peut, pour cette première approche, donner une estimation de la résolution totale sur le $\frac{dE}{dx}$ si on n'effectue pas de correction par la carte de gain. On obtient respectivement $\sigma_{tot1} = 6 \%$ et $\sigma_{tot2} = 4.6 \%$. Le même calcul, en excluant les bords, donne $\sigma_{tot1} = 5.53 \%$ et $\sigma_{tot2} = 4.04 \%$. On remarque que les erreurs statistiques et systématiques malgré la forme de la distribution de ces dernières, s'ajoutent pratiquement quadratiquement. Ainsi, l'influence de ces erreurs sur la dispersion de la mesure du $\frac{dE}{dx}$ est faible, si on exclut les bords. Par contre, au niveau des bords mêmes (15 % de la surface du secteur), l'effet est important et une correction soignée est indispensable. De plus, certaines directions radiales (cf figure III.34, $\varphi = 22^\circ$) présentant un écart à la moyenne de $\approx 1 \%$ méritent d'être prise en compte.

Après correction par la carte de gain, on obtient une erreur systématique négligeable sur le $\frac{dE}{dx}$ (< 0.5 %) jusqu'à 1 cm des extrémités des fils (97 % de la surface du secteur) et on estime l'erreur systématique pour le dernier centimètre $\leq 3 \%$. Ainsi, pour l'identification des particules on doit considérer avec attention le cas où une partie non négligeable de la trace (> 10 %) passe à moins de 1 cm du bord, la résolution sur le $\frac{dE}{dx}$ étant dégradée, pour $\sigma_{stat} = 5.5 \%$ une trajectoire radiale à $\varphi \approx 0^\circ$ ou 60° par rapport au secteur a alors une résolution totale sur le $\frac{dE}{dx}$ de $\sigma_{tot} = 6.2 \%$.

III.7.2 UTILISATION DES CARTES DE GAIN

On peut s'interroger d'une part, sur la reproductibilité des cartes de gain et d'autre part, dans les différences qui peuvent apparaître entre une carte mesurée dans le montage-test et la carte réellement présente dans le montage final.

7.2.1) Reproductibilité

Il a été possible de réaliser la comparaison entre des mesures de gain effectuées le long des mêmes fils à 4 mois d'intervalle. Bien qu'une comparaison complète des cartes de gain n'ait pu être faite, la seconde mesure de cartes étant réalisée à cause de la mauvaise qualité de la première, une confrontation partielle des données (20 fils) a montré une similitude compatible avec la précision de 0.25 % des mesures.

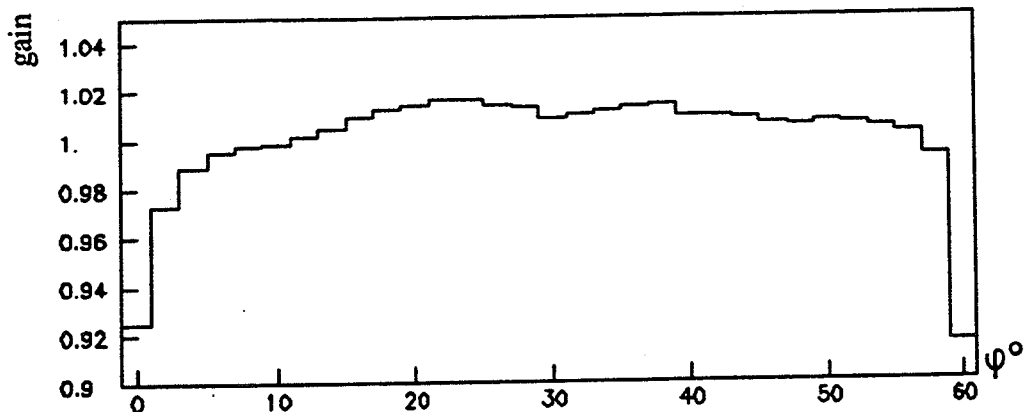


Figure III-34 Dispersion du gain pour différentes trajectoires radiales

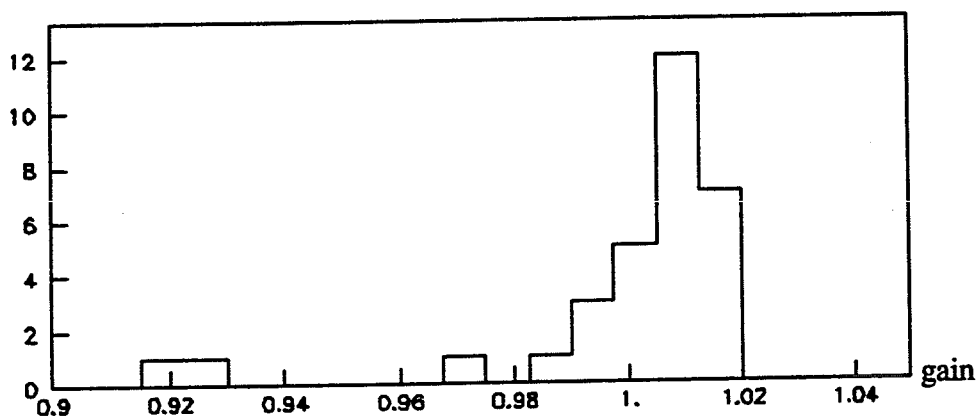


Figure III-35 Dispersion du gain pour un ensemble de trajectoires radiales

7.2.2) Modification de la carte de gain avec la tension de fonctionnement de la chambre

Les cartes de gain ont été réalisées à bas gain (cf chapitre III.5.1) ; il n'est pas garanti que la forme des cartes soit rigoureusement identique à haut gain. Le choix d'une basse tension (HT=1285 Volts \approx gain $\approx 6.10^3$) sur les fils sensibles rend les signaux de Fe⁵⁵ (200 e⁻ primaires) compatibles à ceux produits par une trace chargée (≈ 30 e⁻ primaire) à la tension nominale (HT = 1400 Volts ; gain = 2.10^4). Mais à 1285 Volts pour P=1000hPa et T=30°C un ΔT de 1°C donne une variation de gain de 1.5 % alors qu'à 1400 Volts pour la même variation de T, le gain ne varie que de ≈ 1.3 %. Les dispersions de gain issues de gradients de température ne sont donc pas les mêmes à 1400 Volts et à 1285 Volts. En ne tenant pas compte de cette modification, on diminue de l'ordre de 0.1 % en valeur absolue la précision de la correction du gain par la carte de gain, ce qui est négligeable.

De même, des dispersions de gain issues de distorsions dans les gradients de champ électrique sont différents entre 1285 Volts et 1400 Volts. L'erreur introduite ici est également faible : si on interprète les bords comme un effet électrostatique, une chute de 6 % à 1285 Volts passe à -6.2 % à 1400 Volts, écart négligeable comparé à la précision de la mesure dans cette zone (≈ 1 %).

Afin de vérifier que les différences entre des cartes de gain réalisées à 1285 Volts et 1400 Volts sont minimales, nous avons comparé des mesures du gain le long d'un fil à ces deux tensions. Malgré la mauvaise qualité de la mesure à 1400 Volts (problème de saturation du gain et instabilité inconnue du gain sur de courts intervalles de temps) les résultats sont proches (cf figure III.36).

7.2.3) Changement du gradient de température

a) Introduction

Malgré l'attention particulière portée aux conditions de température dans le montage-test, on ne peut exclure complètement la possibilité d'une modification du gradient de température entre le montage-test et le montage définitif.

Des changements dans le gradient de température entre le haut et le bas du secteur sont sans conséquence, ils seront pris en compte automatiquement comme toutes variations globales du gain d'un fil, à l'aide de la calibration par le Fe⁵⁵ (par exemple en renormalisant toutes les mesures par le gain observé à l'aide de la barrette fixe centrale).

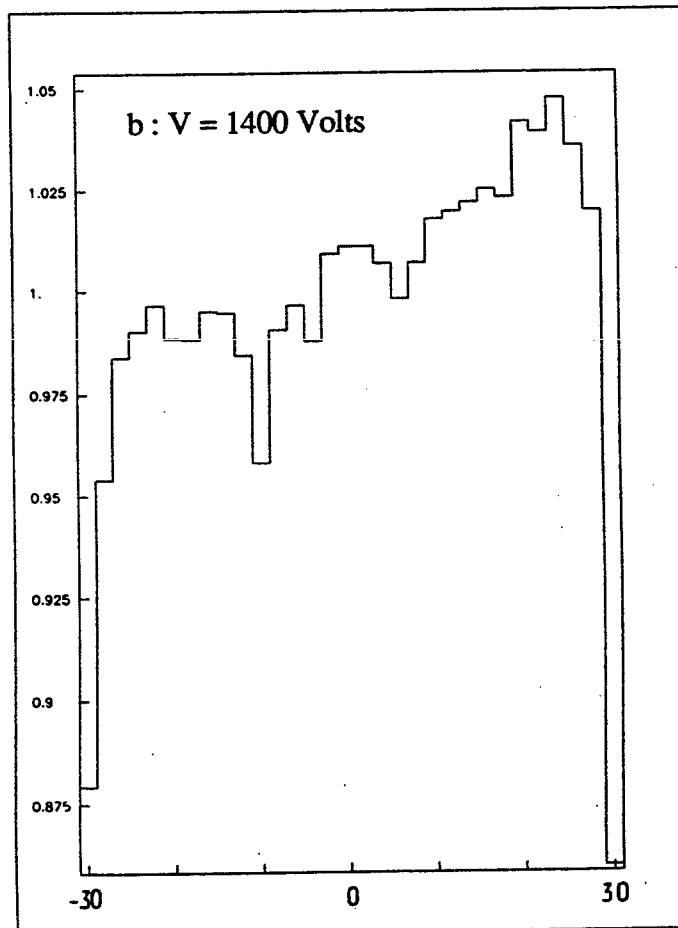
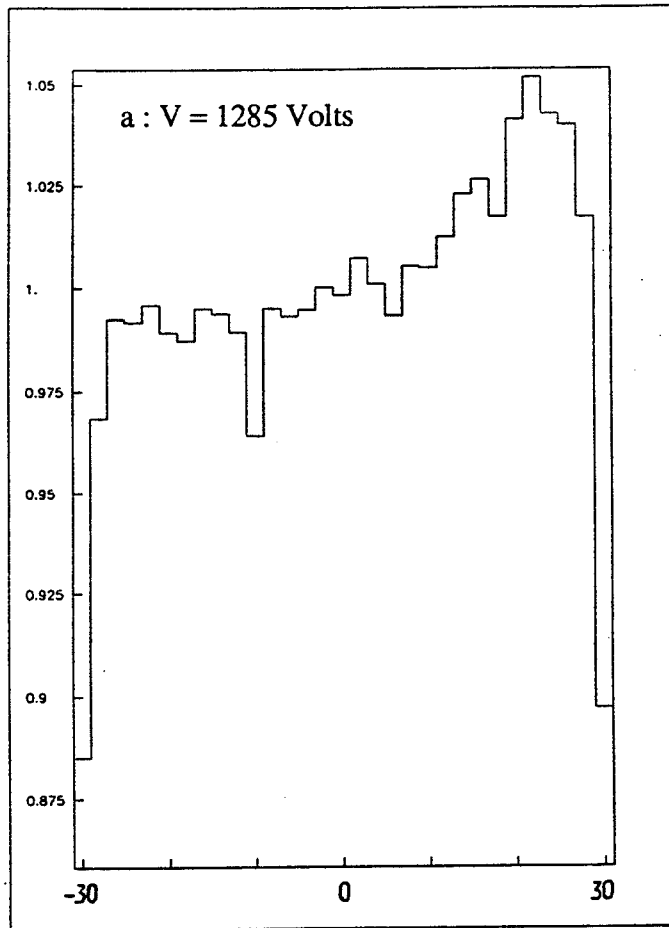


Figure III-36 Comparaison entre le gain le long d'un même fil mesuré à des tensions différentes

Par contre, une modification de gradient de température le long du fil, en produisant des changements dans la carte de gain, demande un traitement spécial.

Jusqu'au fil 177, on dispose dans le montage final à l'aide des trois barrettes fixes, de trois valeurs du gain le long du fil ; les autres fils ne voient que la barrette centrale. En comparant les gains donnés par ces barrettes en cours d'expérience, au gain de ces mêmes barrettes mesuré lors de la réalisation des cartes de gain, on peut adapter sous certaines conditions, la carte de gain obtenue dans le montage-test aux conditions finales d'utilisation des secteurs.

b) Correction des cartes de gain pour un changement de gradient de température

Nous allons comme précédemment (cf chapitre III.3.4) utiliser la barrette centrale (noté B) pour normaliser le gain des fils. L'information fournie par les sources fixes comporte deux variations relatives du gain par fil : (du fil 1→177)

$$M_{\text{obs}}(x_A, x_B, f) = \frac{R_{\text{obs}}(x_A, f)}{R_{\text{obs}}(x_B, f)}$$

et

$$M_{\text{obs}}(x_C, x_B, f) = \frac{R_{\text{obs}}(x_C, f)}{R_{\text{obs}}(x_B, f)}$$

où x_A , x_B , x_C correspondent aux positions le long du fil des trois barrettes fixes A,B,C.

Si en cours d'expérience, on observe $M'_{\text{obs}}(x_A, x_B, f)$ et $M'_{\text{obs}}(x_C, x_B, f)$, les différences avec les quantités mesurées pour la carte de gain sont interprétées comme un changement dans le gradient de température.

On effectue alors deux hypothèses supplémentaires :

- la variation de température est suffisamment faible ($\delta T < 3^\circ$) pour que la variation de gain correspondante soit linéaire (forme différentielle de l'expression (III.11) cf chapitre III.4.1)

$$\frac{R_{\text{obs}}(x_A, f) - R'_{\text{obs}}(x_A, f)}{R_{\text{obs}}(x_A, f)} = \alpha(T) \delta T$$

avec δT = variation de température entre les deux conditions de température

$$\alpha(T) \approx \text{cte pour } \delta T < 3^\circ$$

- la variation du gradient de température est linéaire le long d'un fil et ne présente pas d'extremum intermédiaire entre les positions des barrettes fixes, soit

$$\Delta T(x) = a'x + b'$$

avec x = coordonnée le long du fil

ΔT = variation du gradient de température en x .

En prenant pour référence la variation de la température au niveau de la source centrale B, on introduit

$$\Delta_b T(x) = \delta T(x) - \delta T(x_b)$$

Cette hypothèse correspond à la superposition d'un gradient de température du même type que ceux considérés dans l'étude de la correction des cartes de gain par les sondes de température (cf chapitre III.6.3).

La combinaison de ces deux hypothèses aboutit à une dépendance linéaire de la correction de la carte de gain en fonction de la position le long du fil :

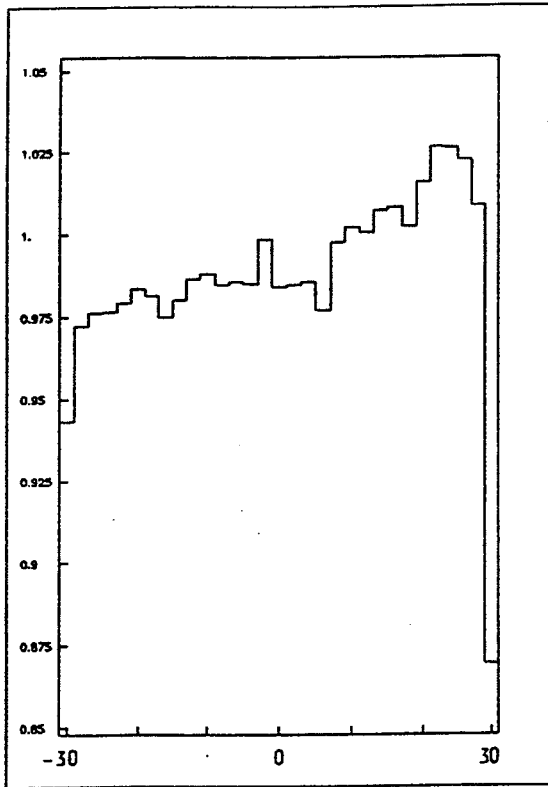
$$M'_{\text{obs}}(x, x_b, f) = (a x + b) M_{\text{obs}}(x, x_b, f)$$

avec $a \equiv a(x, f)$ et $b \equiv b(x, f)$ définis à l'aide des sources fixes.

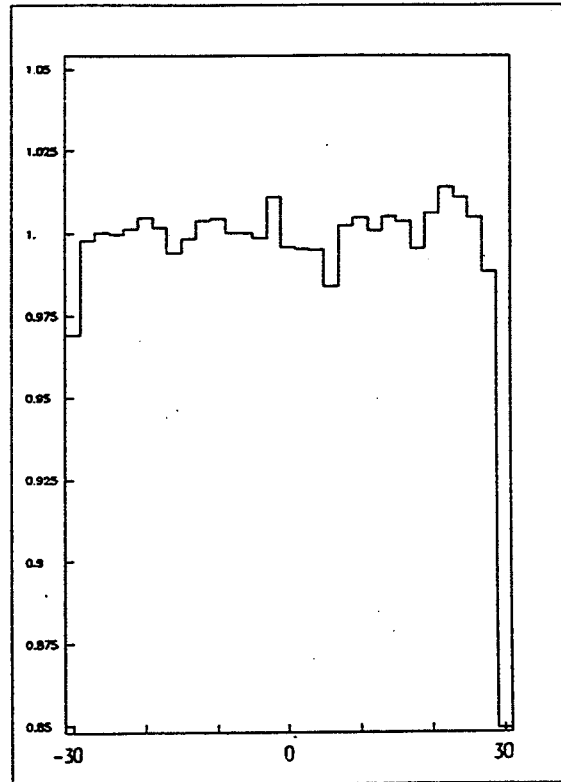
Pour un x situé du côté de la barrette fixe A par rapport à B :

$$a = \frac{M'_{\text{obs}}(x_A, x_B, f)}{M_{\text{obs}}(x_A, x_B, f)} - 1$$

$$b = x_A - \frac{M'_{\text{obs}}(x_A, x_B, f)}{M_{\text{obs}}(x_A, x_B, f)} x_B$$

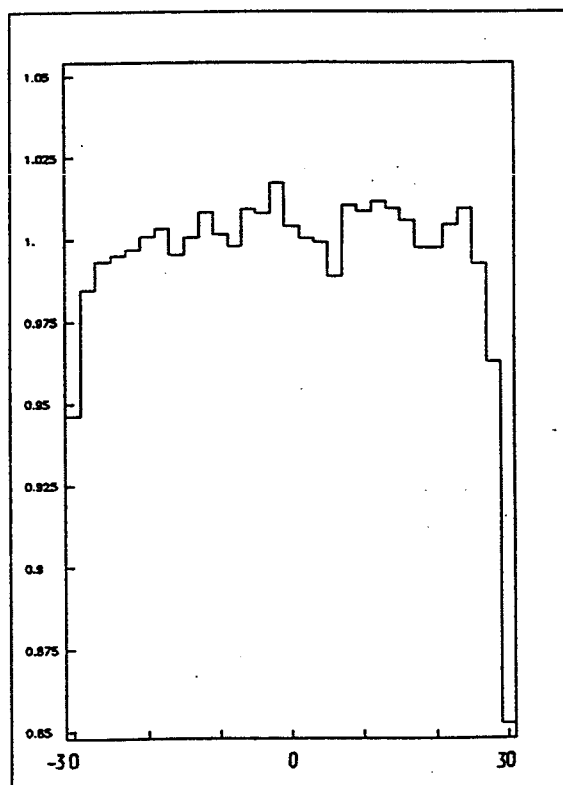


a) Gain observé le long d'un fil sans alimenter les cartes pré-amplis damiers. On observe une "bosse" de gain correspondant à la zone chaude associée aux cartes pré-amplis fils.



b) Le même fil (a) après correction à l'aide des barrettes fixes.

Figure III-37 Correction des cartes de gain pour tenir compte d'un changement de gradient de température



c) Le même fil en alimentant les pré-amplis damiers.

On obtient une expression du même type avec $A \rightarrow C$ pour un x situé du côté de la barrette fixe C par rapport à B .

Ce type de correction a été testé dans le cas extrême où les pré-amplis damiers sont éteints, la température à la surface du secteur est alors du côté opposé aux pré-amplis fils, 10° plus basse que sa valeur normale. On a représenté figure III.37 les résultats de cette correction pour un fil. La structure du gain le long du fil, après correction, est voisine avec ou sans pré-amplis damiers. Cependant, la mesure réalisée sans pré-amplis damiers ne présente pas la bosse du gain initialement présente dans la mesure avec les pré-amplis damiers, le gradient de température responsable n'ayant pas été reconstitué.

Le bon accord relatif dans ce cas pathologique où le gradient a varié d'un facteur 3 et la température de 10° , laisse prévoir une bonne efficacité de la méthode pour des variations de gradient $\approx 1^\circ\text{C}$.

III.8 CONCLUSION

La mesure du gain des fils sur la surface de tous les secteurs de la TPC de DELPHI a permis de mettre en évidence plusieurs résultats :

- La dispersion du gain mesuré est faible ($\approx 0.9\%$ si on exclut les bords).
- La température avec des gradients de $\approx 1^\circ$ joue un rôle primordial dans cette dispersion du gain ; cependant, l'effet résultant est peu important : à pression atmosphérique la variation de gain correspondante reste faible ($\approx +1.3\%$ sur le gain pour $\Delta T=1^\circ$ dans les conditions expérimentales de la TPC de DELPHI).
- Le seul effet important observé est une chute du gain à l'extrémité des fils, très marquée sur ≈ 1 cm (de -8 à -13% suivant les secteurs). Cet effet s'étend, plus ou moins accentué, sur $\approx 15\%$ de la surface du secteur.

L'erreur systématique sur le $\frac{dE}{dx}$ que l'on obtient après correction par les cartes de gain est négligeable si l'on considère l'ensemble du secteur ($\leq 0.5\%$). Le dernier centimètre situé à chaque extrémité des fils (3% de la surface du secteur) présente une erreur systématique plus importante $\leq 3\%$ découlant de la résolution des cartes de gain.

Au delà de la réalisation des cartes de gain, ces mesures ont permis un test poussé de tous les secteurs de la TPC. Ils sont à présent pour leur partie chambre proportionnelle dans un état de fonctionnement optimum. Cette étape étant franchie, les tests de la TPC se poursuivent actuellement au C.E.R.N. par des mesures du rayonnement cosmique.

REFERENCES

1ère PARTIE

CHAPITRE I

- [1] DELPHI Technical Proposal CERN/LEPC 83-3
- [2] DELPHI Progress Report CERN/LEPC 84-16
- [3] Geometrical Description of the DELPHI Detector Modules, DELPHI 87-98 Prog 101
- [4] Report on local pattern recognition Methods for the Individual Detectors in DELPHI, DELPHI 86-56 Prog 51
- [5] J. Cuevas et al., Fast simulation in DELPHI, DELPHI 87-26 Prog 71

CHAPITRE II

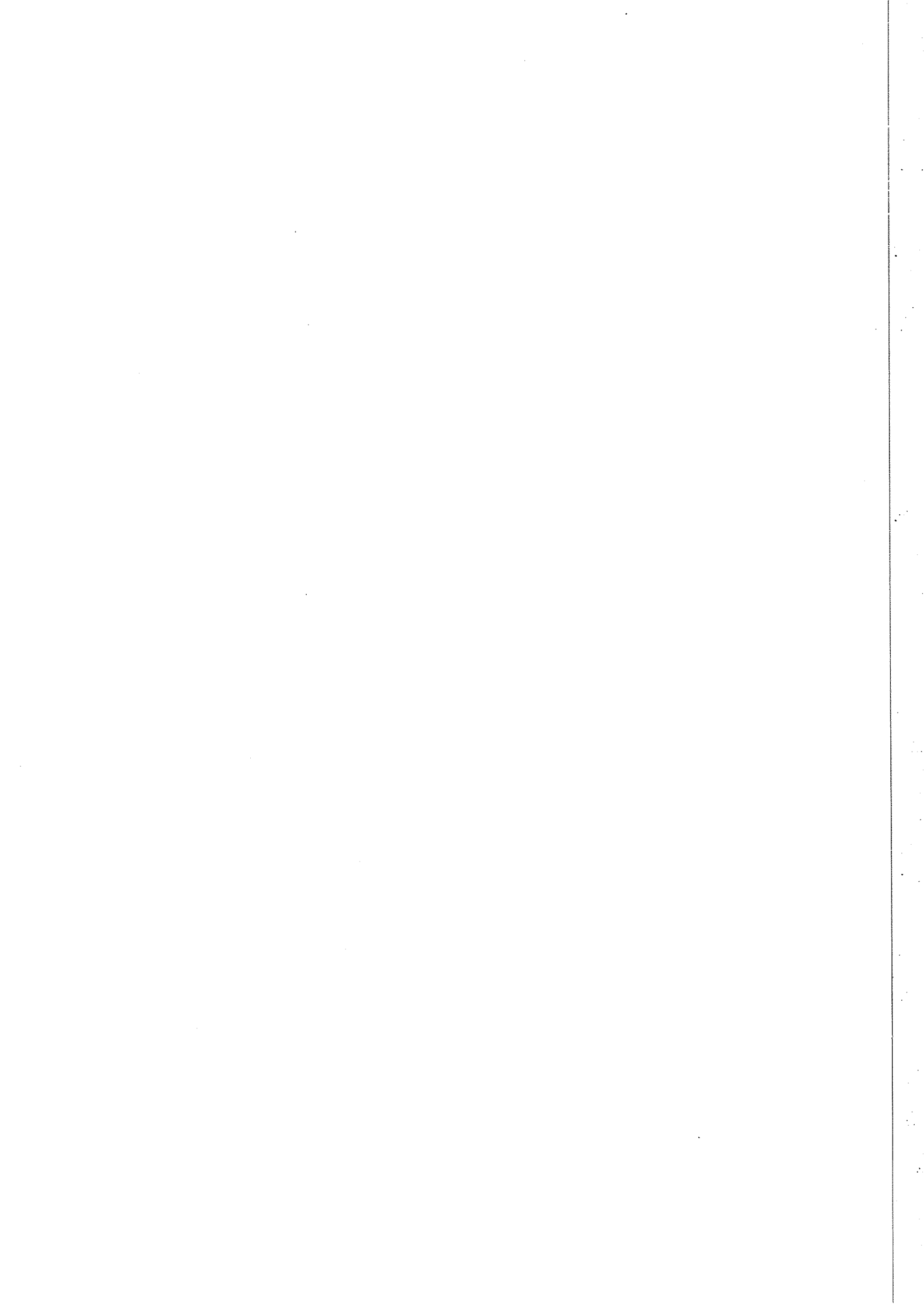
- [1] P. Delpierre and H.J. Hilke, DELPHI 82/18
- [2] F. Fulda-Quenzer, J. Haïssinski, B. Jean-Marie, J. Pagot, LAL 84/38 (1984)
- [3] F. Richard, DELPHI Note 83-64
- [4] H.J. Hilke, DELPHI 82/10
- [5] F. Lapique and F. Piuz, NIM 175 (1980) 297-318
- [6] F. Richard, How to improve on $\frac{dE}{dx}$ measurements in the TPC of DELPHI, DELPHI 88-21 TRACK 47
- [7] M. Shapiro, PhD Thesis, LBL University of California, Berkeley, (1984) LBL - 18820

CHAPITRE III

- [1] F. Sauli, CERN 77-09
- [2] R. Evans, Spark Streamer, Proportional and drift chambers, Richelieu Press
- [3] L. Lehrauss et al., ALEPH TPC, Note 84.6
- [4] I.D. Buchel'Nikova, Sov. Phys. JETP 35 (8) 783 (1959)
- [5] P. Roudeau, Simulation of the Microscopic Behaviour of slow electrons in gases, Orsay, 8 février 1983 (note interne)
- [6] Proceedings of the Workshop on Radiation Damage to Wire Chambers, LBL - 211 70 (1986)

DEUXIEME PARTIE

OSCILLATION B_q^0 / \bar{B}_q^0



DEUXIEME PARTIE

OSCILLATION B_q^0/\bar{B}_q^0

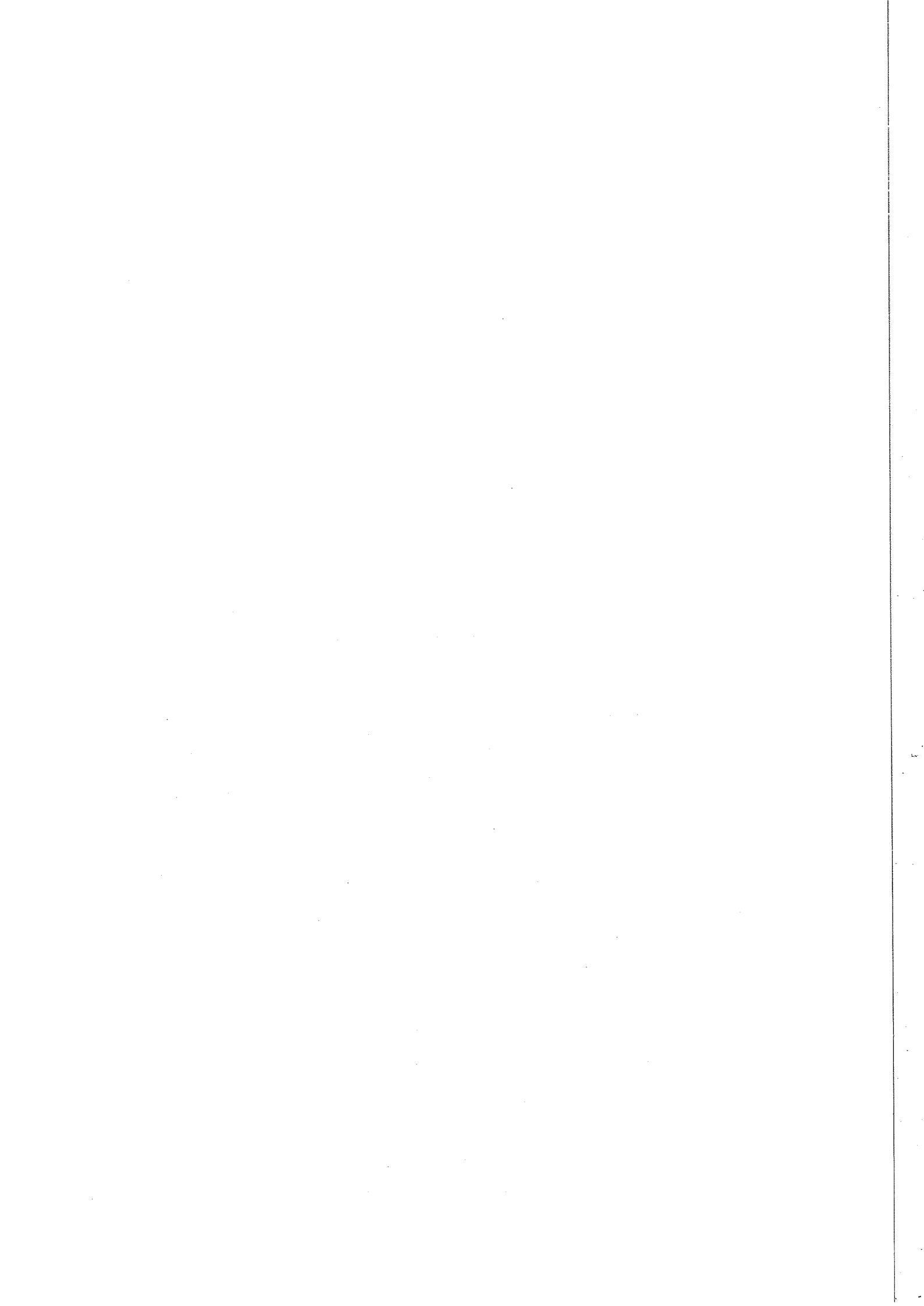
INTRODUCTION

La production à L.E.P de plusieurs millions de Z^0 , permet d'espérer des résultats originaux, que ce soit dans la détection de nouvelles particules ou dans la mesure précise des paramètres du modèle standard.

Parmi les nombreux canaux de physique qui seront étudiés à ces fins, le mélange $b - \bar{b}$ semble très prometteur. En effet, les oscillations des mésons beaux neutres B_d^0/\bar{B}_d^0 et B_s^0/\bar{B}_s^0 constituent des exemples typiques de phénomènes de basse énergie sensibles à des paramètres de la théorie correspondant à des énergies plus élevées. Ainsi une mesure du mélange permet non seulement d'accéder à des éléments de la matrice de C.K.M tel que V_{td} et V_{ts} ou à la masse du top mais elle est également sensible, par exemple, à l'existence de particules super-symétriques^[1]. La présence à L.E.P de ces deux particules ($1.3 \cdot 10^6 Z^0$ soit $10^6 Z^0$ "visibles" $\rightarrow \sim 50 \cdot 10^3 B_s^0/\bar{B}_s^0$ et $160 \cdot 10^3 B_d^0/\bar{B}_d^0$) et plus particulièrement du B_s^0 dont le mélange n'a encore jamais été observé, offre une possibilité intéressante d'accès aux paramètres du modèle standard.

Dans cette étude notre objectif est de délimiter les moyens à mettre en oeuvre pour une mesure des oscillations B_q^0/\bar{B}_q^0 ($q = d, s$). Notre but n'est pas de réaliser une simulation détaillée de la réponse de Delphi à une méthode de mesure particulière, mais de définir différentes stratégies de mesure et de donner pour chacune d'elles une première estimation de leurs apports à la mesure du mélange.

Ainsi après avoir dégagé dans une étude théorique les principes d'une mesure des oscillations, on considérera différentes approches expérimentales du mélange B_q^0/\bar{B}_q^0 .



CHAPITRE I

INTRODUCTION THEORIQUE

I.1 DEFINITION DES OSCILLATIONS, INTRODUCTION DE x ET y

Avant toute chose, il est nécessaire de définir clairement un certain nombre de quantités qui interviennent dans toute étude des oscillations. Comme support à cette introduction, je prendrai l'exemple des mésons neutres beaux ; mais ce choix n'est en rien limitatif, les raisonnements qui suivent pouvant s'appliquer à d'autres systèmes : $K^0 \bar{K}^0$, $D^0 \bar{D}^0$, par exemple. Notons dès à présent que si les oscillations de tous ces systèmes rentrent dans le même cadre théorique, leurs manifestations expérimentales peuvent être assez différentes.

On définit donc B_q^0 et \bar{B}_q^0 comme deux mésons neutres états propres de H_{fort} . Leur composition en quark sera $\bar{b}q$ pour B_q^0 et $b\bar{q}$ pour \bar{B}_q^0 (avec $q = d$ ou s). Comme dans le cas du système $K^0 \bar{K}^0$, il y a oscillations entre particule et antiparticule car les états considérés ($B_q^0 \bar{B}_q^0$) ne sont pas des états propres de l'hamiltonien des interactions faibles. L'évolution d'un tel système peut être décrite par un Hamiltonien non diagonal de la forme :

$$H \begin{pmatrix} B_q^0 \\ \bar{B}_q^0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} M - i \frac{\Gamma}{2} & M_{12} - i \frac{\Gamma_{12}}{2} \\ M_{12}^* - i \frac{\Gamma_{12}^*}{2} & M - i \frac{\Gamma}{2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} B_q^0 \\ \bar{B}_q^0 \end{pmatrix}$$

où les contraintes dues à la conservation de CPT et à l'hermiticité de H_{faible} ont été prises en compte.

$$\Gamma_{ij} = 2\pi \sum_n \langle i | H_{\text{faible}} | n \rangle \langle n | H_{\text{faible}} | j \rangle \delta(E_n - m_B)$$

$$M_{ij} = m_B \delta_{ij} + \langle i | H_f | j \rangle + P \sum_n \frac{\langle i | H_f | n \rangle \langle n | H_f | j \rangle}{m_B - E_n}$$

(P = partie principale)

on sous-entend les intégrales sur E_n et on prend $n \neq B_q^0$ et \bar{B}_q^0 .

Les états propres de masse sont alors :

$$|B_{q,H,L}^0\rangle = p |B_q^0\rangle \pm q |\bar{B}_q^0\rangle \quad (1)$$

avec

$$p = \frac{\sqrt{M_{12} - \frac{i}{2} \Gamma_{12}}}{\sqrt{M_{12} - \frac{i}{2} \Gamma_{12} + M_{12}^* - \frac{i}{2} \Gamma_{12}^*}}$$

$$q = \frac{\sqrt{M_{12}^* - \frac{i}{2} \Gamma_{12}^*}}{\sqrt{M_{12} - \frac{i}{2} \Gamma_{12} + M_{12}^* - \frac{i}{2} \Gamma_{12}^*}}$$

et leur valeur propre

$$V_{H,L} = M_{H,L} - \frac{i}{2} \Gamma_{H,L}$$

$$\text{avec } M_{H,L} = M \pm \text{Re}D = M \pm \frac{\Delta M}{2}$$

$$\Gamma_{H,L} = \Gamma \mp 2 \text{Im}D = \Gamma \pm \frac{\Delta \Gamma}{2}$$

$$D = \frac{1}{2} (\Delta M - i \frac{\Delta \Gamma}{2}) = \sqrt{\left(M_{12} - \frac{i}{2} \Gamma_{12}\right) \left(M_{12}^* - \frac{i}{2} \Gamma_{12}^*\right)}$$

$$\Delta M = M_H - M_L = 2 \text{Re}D$$

$$\Delta \Gamma = \Gamma_H - \Gamma_L = -4 \text{Im}D$$

On extrait de cette étude phénoménologique les deux observables caractéristiques du mélange : ΔM et $\Delta\Gamma$. Dans la pratique on utilise les quantités sans dimension x et y définies par :

$$x = \frac{\Delta M}{\Gamma}$$

$$y = \frac{\Delta\Gamma}{2\Gamma}$$

Ainsi l'évolution d'un méson neutre beau en plus des quantités usuelles M et Γ , fait intervenir deux paramètres supplémentaires, x et y , à la base de toutes études des oscillations.

I.2 x ET y DANS LE MODELE STANDARD

Dans le cadre du modèle standard, on remarque que B_q^0 et \bar{B}_q^0 états propres de H_{fort} , ne sont pas états propres de H_{faible} . Des diagrammes en boîte avec double échange de W permettent des transitions du type $B_q^0 \rightarrow \bar{B}_q^0$:

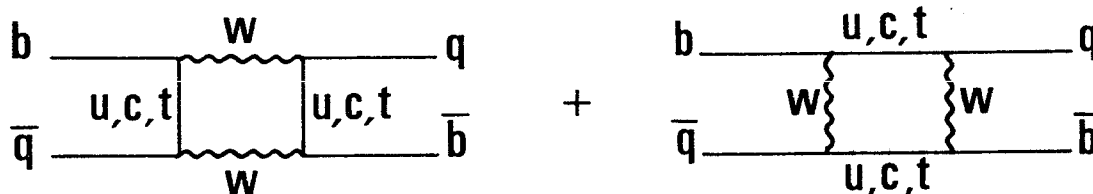


Figure I.1 - Ces diagrammes traduisent simplement la présence des composantes d,s,b dans le quark b' qui intervient dans l'interaction faible

On peut étudier l'impact qualitatif de ces diagrammes sur différents quarks.

Notons
$$\begin{pmatrix} H \\ L \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix} \text{ ou } \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}$$

La largeur de désintégration du quark L est plus faible que celle du quark H du même doublet. En effet sa masse plus faible diminue d'une part l'espace de phase disponible et l'oblige d'autre part à se désintégrer hors de son doublet ce qui est défavorisé par la matrice de C.K.M :

$$\Gamma(L) < \Gamma(H)$$

Si on suppose de plus que les angles de mélange sont petits, comparés au rapport des masses pour des quarks de deux doublets successifs, ΔM est dominé par la masse au carré du quark appartenant au même doublet

$$(\Delta M)_{Lq} \propto M_H^2 \quad \text{et} \quad (\Delta M)_{Hq} \propto M_L^2$$

d'où la relation

$$\left. \frac{\Delta M}{\Gamma} \right|_{Lq} > \left. \frac{\Delta M}{\Gamma} \right|_{Hq}$$

Le mélange dans le système $K^0 \bar{K}^0 (B_q^0 \bar{B}_q^0)$ est donc estimé beaucoup plus fort à ce niveau que pour $D^0 \bar{D}^0 (T^0 \bar{T}^0)$. Le calcul des diagrammes de la figure I.1 aboutit pour $B_q^0 \bar{B}_q^0$ à

$$i) \quad x_q = \left. \frac{\Delta M}{\Gamma} \right|_{B_q^0} = \frac{G_F^2}{6\pi^2} m_t^2 \frac{1}{\Gamma_{B_q^0}} B_{B_q^0}^2 m_{B_q^0}^2 |V_{tq} V_{tb}^*|^2 \frac{A(Z)}{Z_t} \eta_t \quad [1]$$

• $m_{B_q^0}$ = masse du méson B_q^0

• m_t = masse du quark top

$$\bullet \quad Z_t = \frac{m_t^2}{m_w^2}$$

$$\bullet \quad \frac{A(Z)}{Z} = \frac{1}{4} + \frac{9}{4} \frac{1}{(1-Z)} - \frac{3}{2} \frac{1}{(1-Z)^2} - \frac{3}{2} \frac{Z^2 \ln Z}{(1-Z)^3}$$

c'est une fonction lentement décroissante qui varie de 1 – pour $m_t = 0$ – à 0.75 – pour $m_t = m_w$ – et à 0.52 – pour $m_t = 200 \text{ GeV}$.

- $B_{B_q^0}^{.5} f_{B_q^0}$ contient la plus grande source d'incertitude de cette expression ; en combinant des calculs théoriques et des résultats expérimentaux, Altarelli et al. [1] donnent :

$$B_{B_q^0}^{.5} f_{B_q^0} = 140 \pm 40 \text{ MeV}$$

- $V_{q_a q_b}$ = élément de la matrice de K. M

Si on prend la paramétrisation de Wolfenstein :

$$V = \begin{pmatrix} 1 - \frac{1}{2}\lambda^2 & \lambda & A\lambda^3 \rho e^{i\phi} \\ -\lambda & 1 - \frac{1}{2}\lambda^2 & A\lambda^2 \\ A\lambda^3 (1 - \rho e^{-i\phi}) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix}$$

on dispose des résultats suivants[2] :

$$\lambda \sim \sin \theta_c \sim 0.22$$

$$0.3 < \rho < 0.9$$

$$A = 1.05 \pm 0.17$$

Ainsi :

$$x_d \sim 0.23 \left(\frac{\tau_B |V_{td}|^2}{3.3 \cdot 10^{-16} \text{ s}} \right) \frac{B_B f_B^2}{(0.14 \text{ GeV})^2} \left(\frac{m_t}{50 \text{ GeV}} \right)^2$$

Si les valeurs théoriques de x_d et x_s sont sujettes à certaines incertitudes leur rapport, lui, est fixé :

$$\frac{x_d}{x_s} = \left| \frac{V_{td}}{V_{ts}} \right|^2 (1 + O(\text{SU}(3)_{\text{saveur}} \text{ brisé})) \sim \lambda^2 (1 + \rho^2 - 2\rho \cos\phi)$$

Ce qui donne $x_s \geq 5.5 x_d$.

Dans toutes les extensions du modèle standard qui conservent la suppression de certaines transitions par la matrice de C.K.M (ex : super-symétrie), cette inégalité est conservée.

Une éventuelle violation de cette inégalité signerait la présence d'une quatrième famille. En effet, en relâchant les contraintes d'unitarités sur la matrice de C.K.M, une

quatrième famille augmente d'un ordre de grandeur les possibilités de variation de $V_{tq}^{[3]}$ et l'inégalité entre x_s et x_d n'est plus forcément vérifiée.

$$\text{ii) } \left| \frac{y}{x} \right| \approx \frac{3\pi}{4} \frac{m_b^2}{m_t^2} \frac{Z_t}{A(Z_t)} \quad [4],[5]$$

$$\text{soit pour } m_t = 50 \text{ GeV} \quad \left| \frac{y}{x} \right| \sim 0.025$$

Etant donné que $x_d < 1$ on a pour le B_d^0 , $y_d \sim 0$. Pour le B_s^0 , x_s peut être grand par rapport à 1 et donc a priori y_s non négligeable, cependant une estimation directe de y_s à partir des canaux communs aux B_s^0 et \bar{B}_s^0 [5] ne permet d'envisager que des valeurs de $y_d < 0.05$.

L'inégalité $|y_q| \ll |x_q|$ dans le système B_q^0/\bar{B}_q^0 est totalement différente de ce que l'on obtient pour le système K^0/\bar{K}^0 pour lequel $|y_K| \sim |x_K|$ (soit $-2 \Delta M_K \sim \Delta \Gamma_K$). On a en effet :

$$\Delta M)_K = M_L - M_S = 0.352 \cdot 10^{-14} \text{ GeV}$$

$$\Delta \Gamma)_K = \Gamma_L - \Gamma_S = -0.738 \cdot 10^{-14} \text{ GeV}$$

$$\text{soit } x_K = 0.954 \quad \text{et} \quad y_K = -0.996$$

La principale différence entre le mélange B_q^0/\bar{B}_q^0 et K^0/\bar{K}^0 vient de la valeur de y qui dans le premier cas est négligeable et dans le second atteint pratiquement sa valeur maximale. La distinction claire par leur durée de vie des états propres K_S^0, K_L^0 ne se retrouve pas dans le système B_q^0/\bar{B}_q^0 . Dans ce dernier cas, les états propres, notés B_{Light}^0 et B_{Heavy}^0 , se distinguent surtout par leur valeur propre de masse respectivement M_L et M_H .

$$\left(x = \frac{\Delta M}{\Gamma} = \frac{M_H - M_L}{\Gamma} \right)$$

1.3 RESULTATS EXPERIMENTAUX DISPONIBLES SUR LE MELANGE

$$B_q^0/\bar{B}_q^0$$

On dispose actuellement de plusieurs résultats de mesure sur le mélange B_q^0/\bar{B}_q^0 . En particulier un signal pour le mélange B_d^0/\bar{B}_d^0 a été obtenu par ARGUS à l'Y(4S). Cette

mise en évidence d'un x_d non nul : $x_d = 0.73^{+0.17}_{-0.19}$, $x_d > 0.44$ (90 % c.l.) constitue la première signature d'un mélange dans un système autre que K^0/\bar{K}^0 .

Ces résultats ainsi que ceux que nous utiliserons dans la suite de ce paragraphe ont été obtenus par un décompte des états finaux à deux leptons de même signe, caractéristiques des oscillations (cf Chap. II.2).

Une autre contrainte sur le mélange B_d^0/\bar{B}_d^0 a été obtenue à CLEO qui donne la limite suivante sur x_d :

$$x_d < 0.78 \quad (90 \% \text{ c.l.}) \quad [7]$$

CLEO et ARGUS, travaillant à l'Y(4S), ne produisent que des B^{+-} et des B_d^0/\bar{B}_d^0 , ils mesurent donc uniquement le mélange B_d^0/\bar{B}_d^0 . D'autres expériences ont réalisé des mesures à plus haute énergie, dans le continuum et prennent donc en compte les oscillations des deux systèmes B_d^0/\bar{B}_d^0 et B_s^0/\bar{B}_s^0 . Ils fournissent une mesure globale des oscillations des mésons neutres beaux. La quantité mesurée dans ce cas se ramène à χ qui est défini comme la probabilité qu'un quark b initial qui se désintègre dans un mode semi-leptonique donne un lepton de "mauvais" signe.

$$\chi = \frac{\Gamma(b \rightarrow e^+)}{\Gamma(b \rightarrow e^-) + \Gamma(b \rightarrow e^+)}$$

Pour une répartition donnée entre particules de beauté on arrive à (cf annexe A) :

$$\chi = P_d \chi_d + P_s \chi_s$$

où P_q représente le rapport de branchement $\bar{b} \rightarrow B_q^0$, on a supposé un même rapport de branchement semi-leptonique pour toutes les particules de beauté.

$$\chi_q = \frac{r_q}{1+r_q} \sim \frac{x_q^2}{2(1+x_q^2)}$$

Une mesure de χ donnée, supposant p_d et p_s connus, définit un ensemble de valeurs permises pour x_d et x_s .

Mark II a obtenu une limite supérieure sur χ :

$$\chi < 0.12 \quad (90 \% \text{ c.l.}) \quad [8]$$

Et finalement, UA1, qui a également obtenu un signal, $\chi = 0.121 \pm 0.047^{[9]}$, donne une limite inférieure sur χ :

$$\chi > 0.065 \quad (90 \% \text{ c.l.})$$

En combinant ces résultats et en introduisant la contrainte théorique du modèle standard à 3 familles (cf Chap. I.2) à savoir $\frac{x_s}{x_d} \geq 5.5$, on obtient (cf Fig. I.2).

$$0.08 < x_d < 0.12$$

$$0.42 < x_s < 0.5$$

ce qui correspond à

$$0.44 < x_d < 0.52$$

et $x_s > 2.4$

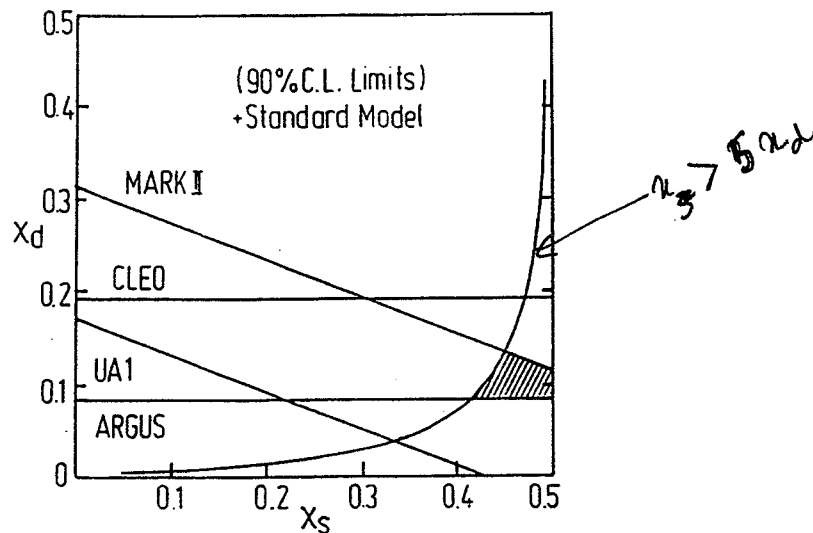


Figure I.2 : Contraintes fixées par l'expérience et le modèle standard à 3 familles sur les valeurs de $x_d - x_s$ permises (surface hachurée)

Comme l'a prouvé le résultat d'ARGUS la mesure des oscillations est un moyen d'accéder à la masse du Top. Mais la connaissance de x_d et de x_s permet également d'atteindre V_{tb} , V_{td} et V_{ts} et en particulier de déduire le rapport $\frac{V_{td}}{V_{ts}}$ en s'affranchissant de notre mauvaise connaissance de $B_{B_q^0}^5$ f $B_{B_q^0}$, de V_{tb} et de la masse du Top. On remarque que si les limites précédentes sur x_d ont été obtenues expérimentalement, x_s n'a pour l'instant reçu aucune contrainte directe à partir de l'expérience (cf Fig. I.2). Nous allons montrer par la suite qu'une mesure du mélange B_q^0/\bar{B}_q^0 à L.E.P permet de fixer des contraintes sur x_s et donc sur le rapport $\frac{V_{td}}{V_{ts}}$.

I.4 ETUDE DETAILLEE DES OSCILLATIONS

Nous allons développer dans ce paragraphe quelques calculs sur les oscillations dans le but de définir les quantités que l'on doit mesurer et d'extraire les contraintes que doivent vérifier toutes méthodes de mesure des oscillations.

I.4.1 EXPRESSION DE $|B_q^0(t)\rangle$ ET $|\bar{B}_q^0(t)\rangle$

On peut à partir des résultats du § I.1 exprimer l'évolution des états propres de masse des mésons beaux neutres ; soit :

$$|B_H(t)\rangle = e^{-i\left(M_H - \frac{i}{2}\Gamma_H\right)t} |B_H(0)\rangle$$

$$|B_L(t)\rangle = e^{-i\left(M_L - \frac{i}{2}\Gamma_L\right)t} |B_L(0)\rangle$$

D'où en utilisant (1) on peut calculer l'évolution temporelle des mésons beaux neutres :

$$|B_q^0(t)\rangle = a_+(t) |B_q^0\rangle + \frac{q}{p} a_-(t) |\bar{B}_q^0\rangle$$

$$|\bar{B}_q^0(t)\rangle = \frac{p}{q} a_-(t) |B_q^0\rangle + a_+(t) |\bar{B}_q^0\rangle \quad (2)$$

avec

$$a_{\pm}(t) = \frac{1}{2} \left[e^{-i\left(M_H - \frac{i}{2}\Gamma_H\right)t} \pm e^{-i\left(M_L - \frac{i}{2}\Gamma_L\right)t} \right]$$

I.4.2 EFFET DU MELANGE SUR DES $B_q^0 - \bar{B}_q^0$ PRODUITS AU Z°

4.2.1 Evolution temporelle du mélange

Soit à un instant $t_0 = 0$ un B_q^0 , à partir de (2) on peut connaître la probabilité qu'une mesure sur le système (ici la désintégration du méson B) à un instant t, aboutisse à la signature d'un B_q^0 (si on observe par exemple un e^+) ou d'un \bar{B}_q^0 (si on observe un e^-). Cette probabilité est directement proportionnelle à la probabilité $P(B_q^0, 0 \rightarrow B_q^0, t)$ dans le premier cas et $P(B_q^0, 0 \rightarrow \bar{B}_q^0, t)$ dans le second cas, probabilités qu'un B_q^0 à $T = 0$ soit respectivement un B_q^0 ou un \bar{B}_q^0 à $T = t$:

$$\begin{aligned}
P(B_q^0, 0 \rightarrow B_q^0, t) &= |\langle B_q^0 | B_q^0(t) \rangle|^2 \\
&= |a_+(t)|^2 \\
P(B_q^0, 0 \rightarrow \bar{B}_q^0, t) &= |\langle \bar{B}_q^0 | B_q^0(t) \rangle|^2 \\
&= \left| \frac{q}{p} a_-(t) \right|^2 \tag{3}
\end{aligned}$$

de même

$$\begin{aligned}
P(\bar{B}_q^0, 0 \rightarrow \bar{B}_q^0, t) &= |\langle \bar{B}_q^0 | \bar{B}_q^0(t) \rangle|^2 \\
&= |a_+(t)|^2
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
P(B_q^0, 0 \rightarrow B_q^0, t) &= |\langle B_q^0 | B_q^0(t) \rangle|^2 \\
&= \left| \frac{p}{q} a_-(t) \right|^2
\end{aligned}$$

avec

$$\begin{aligned}
|a_{\pm}(t)|^2 &= \frac{1}{2} e^{-\Gamma t} \left(\text{ch} \frac{\Delta\Gamma}{2} t \pm \cos \Delta M t \right) \\
&= \frac{1}{2} e^{-\Gamma t} \left(\text{ch } y \Gamma t \pm \cos x \Gamma t \right)
\end{aligned}$$

avec

$$y = \frac{\Delta\Gamma}{2\Gamma} \quad \text{et} \quad x = \frac{\Delta M}{\Gamma}$$

L'effet d'une violation de CP dans les oscillations ressort clairement de la comparaison des expressions précédentes, on en déduit en effet que la probabilité $B_0^q \rightarrow \bar{B}_0^q$ est différente de $\bar{B}_0^q \rightarrow B_0^q$:

$$r = \frac{P(B_q^0 \rightarrow \bar{B}_q^0)}{P(B_q^0 \rightarrow B_q^0)} \neq \frac{P(\bar{B}_q^0 \rightarrow B_q^0)}{P(\bar{B}_q^0 \rightarrow \bar{B}_q^0)} = \bar{r}$$

Ce qui, pour garder l'exemple semi-leptonique précédent, conduit à une asymétrie entre le nombre d'e⁻ et d'e⁺ produits pour un même nombre de B⁰, \bar{B}^0 initiaux. La violation de CP étant estimée très faible. Nous prendrons dans la suite du calcul $\left| \frac{p}{q} \right|^2 = 1$.

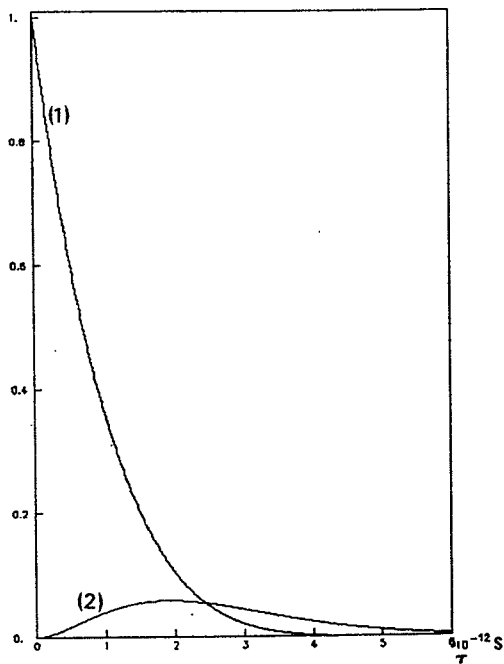


Figure I.3a : $x = 0.71$

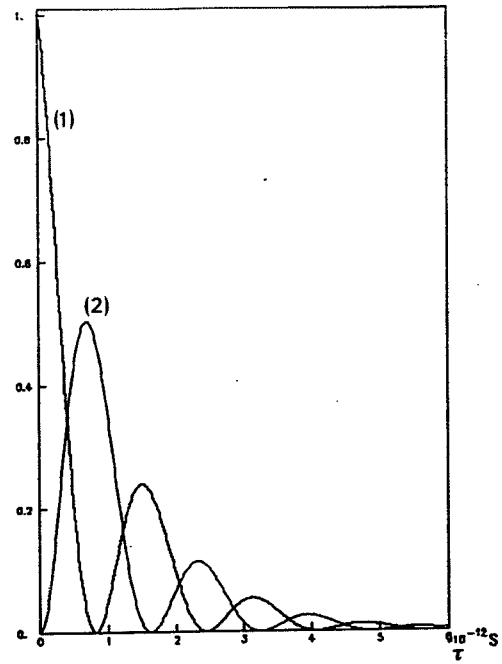


Figure I.3b : $x = 4.24$

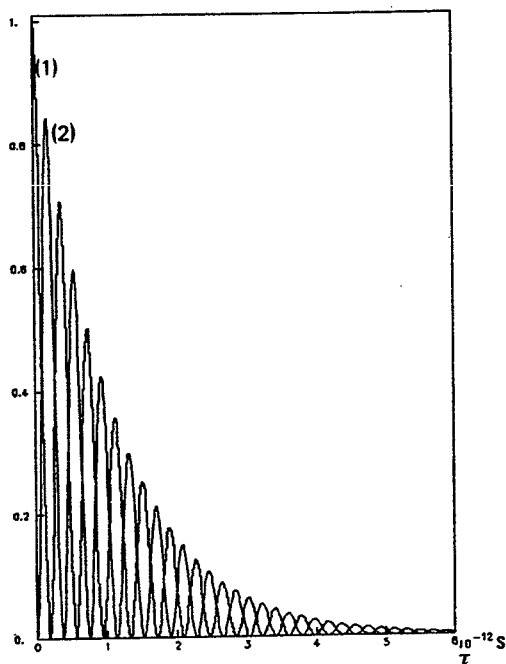


Figure I.3c : $x = 18.2$

Figures I.3 : Evolution de la fonction d'onde $B_q^0(t)$ pour $y_q = 0$ et différentes valeurs de xq ;
 courbes (1) = contenu en B_s^0 ,
 courbes (2) = contenu en B_q^0 ,
 $(\tau_B = 1.1 \cdot 10^{-12} \text{ s})$

Sur les figures I.3_{a,b,c} on peut observer l'action du mélange sur l'évolution de $B_q^0(t)$ pour différentes valeurs de $x = \frac{\Delta M}{\Gamma}$ et pour $y = \frac{\Delta \Gamma}{2\Gamma} = 0$.

La relation entre la fréquence des oscillations et x ressort clairement (cf (3)).

Pour comparaison, sur la figure I.4.a on voit la décomposition de $K_0(t)$ en fonction de K_0 et \bar{K}_0 . Mais ici comme $\Delta \Gamma_K \neq 0$ ($\Delta \Gamma_K \sim -2\Delta M_K$) le système $K_0 \bar{K}_0$ oscille "et" se mélange, pour aboutir rapidement à un état K_L^0 contenant 50 % de K^0 et 50 % de \bar{K}^0 . L'action de mélange de $y = \frac{\Delta \Gamma}{2\Gamma}$ apparaît clairement figure I.4.b où l'on a pris un exemple fictif $y \sim 1, x = 0$.

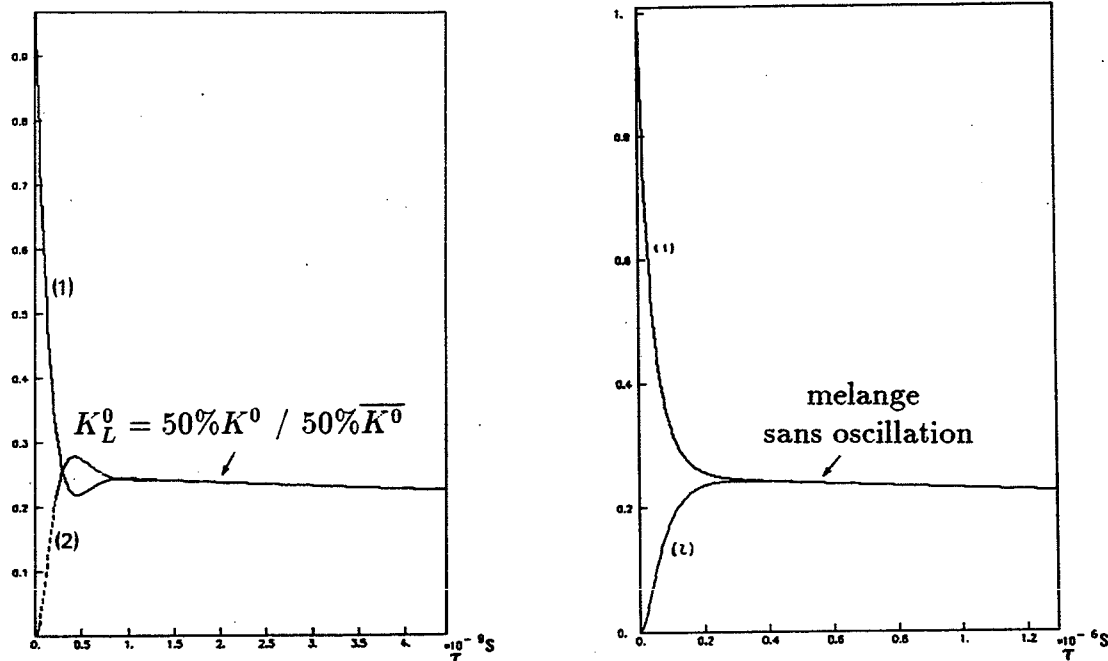


Figure I.4 : Evolution temporelle du mélange pour $y \neq 0$

Figure I.4a : Evolution de la fonction d'onde $K^0(t)$ ($x_K = 0.95, y_K = -0.996$)
 courbe (1) = contenu en K^0
 courbe (2) = contenu en \bar{K}^0 .
 ($\tau_{K_L^0} = 5.183 \cdot 10^{-8} \text{ s}$; $\tau_{K_S^0} = 0.8923 \cdot 10^{-10} \text{ s}$)

Figure I.4b : Evolution de la fonction d'onde $M^0(t)$ d'un méson neutre fictif avec
 $x = 0$ et $y = 0.996$
 ($\tau_{M_L^0} = 5.183 \cdot 10^{-8} \text{ s}$; $\tau_{M_S^0} = 0.8923 \cdot 10^{-10} \text{ s}$)

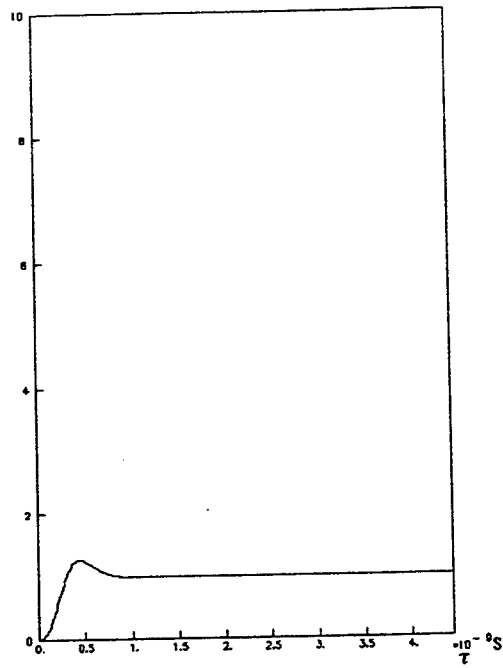
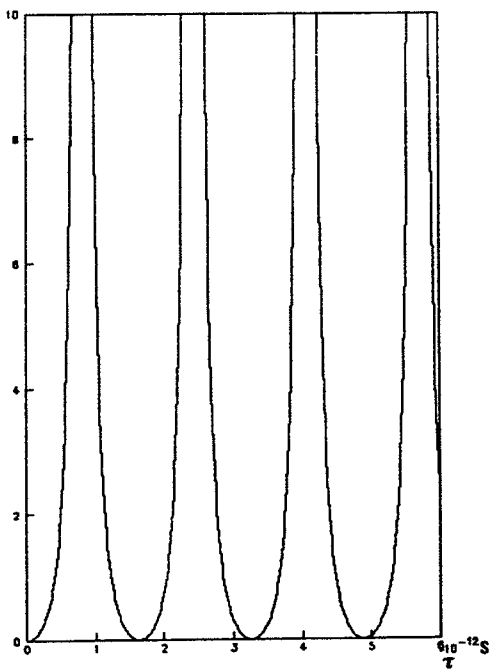


Figure I.5 : Evolution temporelle du mélange

Figure I.5a : Evolution du rapport

$$\frac{P(B_q^0, 0 \rightarrow \bar{B}_q^0, t)}{P(B_q^0, 0 \rightarrow B_q^0, t)} \text{ pour :}$$

$$x_q = 4.24 ; y_q = 0 \text{ et } \tau_{B_q^0} = 1.1 \cdot 10^{-12} \text{ s}$$

Figure I.5b : Evolution du rapport

$$\frac{P(K^0, 0 \rightarrow \bar{K}^0, t)}{P(K^0, 0 \rightarrow K^0, t)} \text{ pour :}$$

$$x_K = 0.95 ; y_K = -0.996 ; \tau_{K_L^0} = 5.183 \cdot 10^{-8} \text{ s}$$

$$\text{et } \tau_{K_S^0} = 0.8923 \cdot 10^{-10} \text{ s}$$

Sur les figures I.5_a on a représenté

$$\frac{P(B_q^0, 0 \rightarrow \bar{B}_q^0, t)}{P(B_q^0, 0 \rightarrow B_q^0, t)} \sim \text{évolution du mélange } B_q^0 \bar{B}_q^0$$

et de même pour $K_0 \bar{K}_0$ figure I.5_b. La présence de maxima très marqués dans le cas du B_q^0 et leur absence dans le cas du K^0 est significatif des oscillations du premier et du mélange du second.

Si on s'intéresse au système dans une tranche de temps $[t_1, t_2]$ donnée, il suffit d'intégrer (3) dans cet intervalle. On obtient ainsi :

$$\begin{aligned}
P\left(B_q^0, 0 \rightarrow \overset{(-)}{B}_q^0, t \text{ pour } t \in [t_1, t_2]\right) &= N \int_{t_1}^{t_2} P\left(B_q^0, 0 \rightarrow \overset{(-)}{B}_q^0, t\right) dt \\
&= N \int_{t_1}^{t_2} \frac{1}{2} e^{-\Gamma_q t} \left(\operatorname{ch}\left(\frac{\Delta\Gamma_q t}{2}\right) \overset{+}{(-)} \cos(\Delta M_q t) \right) dt \\
&= \frac{N}{2(1-y_q^2)(1+x_q^2)\Gamma_q} \left\{ e^{-\Gamma_q t_1} \left[(1+x_q^2) (\operatorname{ch}(y_q \Gamma_q t_1) + y_q \operatorname{sh}(y_q \Gamma_q t_1)) \right. \right. \\
&\quad \left. \left. \overset{+}{(-)} (1-y_q^2) (\cos(x_q \Gamma_q t_1) - x_q \sin(x_q \Gamma_q t_1)) \right] - t_1 \rightarrow t_2 \right\} \quad (4)
\end{aligned}$$

avec $N = \text{cte de normalisation telle que}$

$$P(B_0, 0 \rightarrow B_0, t \in [0, +\infty]) + P(B_0, 0 \rightarrow \bar{B}_0, t \in [0, +\infty]) = 1$$

$$N = \Gamma_q (1 - y_q^2)$$

On déduit de ce résultat une mesure globale du mélange pour $t_1 = 0$ et $t_2 = +\infty$

$$r_q = \frac{P\left(B_q^0 \rightarrow \bar{B}_q^0\right)}{P\left(B_q^0 \rightarrow B_q^0\right)} = \frac{x_q^2 + y_q^2}{2 + x_q^2 - y_q^2}$$

On remarque que $0 \leq r < 1$.

Figure I.6, on a représenté cette quantité r pour différentes valeurs de x et y . r ne contient pas toute l'information du mélange. Ainsi, pour une même valeur de r on peut avoir des manifestations expérimentales du mélange assez différentes (cf $K_0 \bar{K}_0$ et $B_S^0 \bar{B}_S^0$).

On a fait remarquer au § I.2 que dans le cas du B_S^0 la valeur de y pouvait atteindre quelques pour cent.

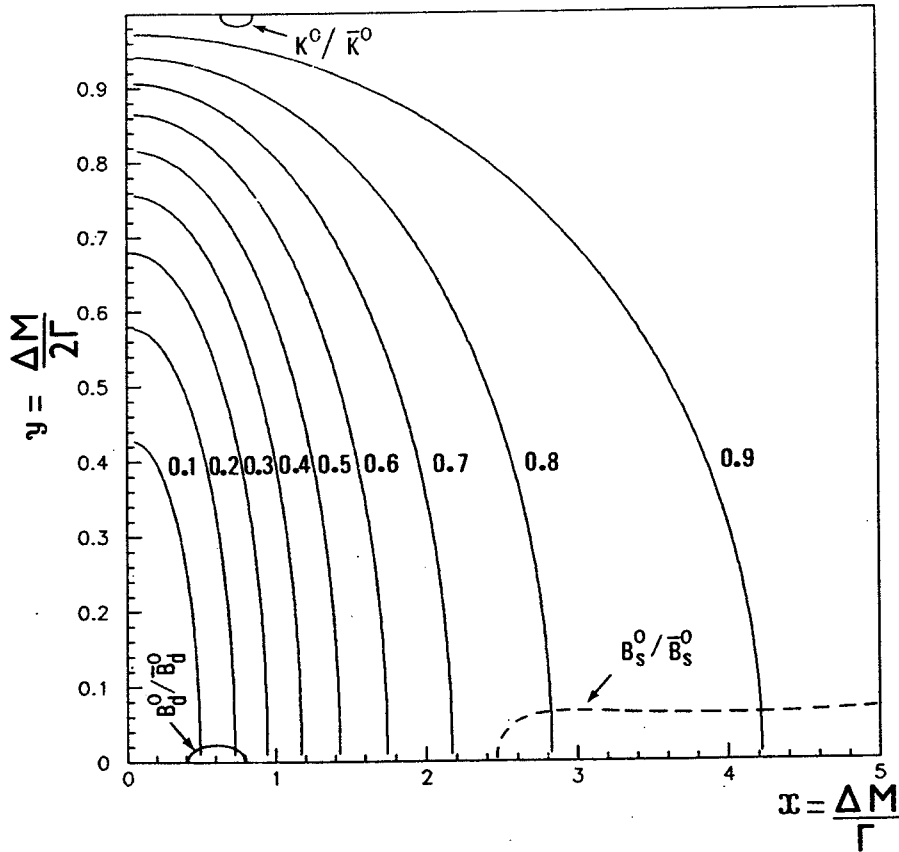


Figure I.6 : Valeur de $r = \frac{x^2 + y^2}{2 + x^2 - y^2}$; on remarque que pour un r donné, on peut avoir des paramètres $x = \frac{\Delta M}{\Gamma}$ et $y = \frac{\Delta \Gamma}{2\Gamma}$ très différents (ex : K^0/\bar{K}^0 et B_s^0/\bar{B}_s^0)

Une valeur de $y \sim 0.05$ est en pratique sans conséquence "visible" sur l'évolution temporelle du mélange. On remarque en effet que pour $y \ll \frac{1}{\Gamma t}$ l'expression (3) peut se mettre sous la forme :

$$|a_{\pm}(t)|^2 \approx |a_{\pm}(t)|_{y=0}^2 + e^{-\Gamma t} \left(\frac{y\Gamma t}{2} \right)^2$$

Le second terme atteint toujours son maximum pour $\Gamma t = 2$ et il vaut alors $0.135y^2$ soit pour $y = 0.05$, $\sim 4 \cdot 10^{-4}$. Ce qui correspond à un événement signant un B_s^0 (ou \bar{B}_s^0) au lieu de 0 pour $y = 0$ à comparer aux $1 + \frac{1}{2y^2} = 201$ événements totaux signant un \bar{B}_s^0 et B_s^0 pour cette même durée de vie. On remarque que la contribution de y à la mesure intégrée du mélange, $r = \frac{x^2 + y^2}{2 + x^2 - y^2}$ pour $\frac{y}{x} \ll 1$ ce qui est le cas de tous les B_q^0 , est également négligeable. Nous prendrons donc $y_d = y_s = 0$.

Dans tous les calculs précédents, nous nous sommes placés dans le cadre de L.E.P, c'est-à-dire une production incohérente des particules de beauté. On trouvera dans l'annexe C, les conséquences d'une production cohérente des particules de beauté, cas typique des mesures réalisées à l'Y(4S) où

$$e^+e^- \rightarrow Y(4S) \rightarrow \sum_{J=1} \left(B_d^0 \bar{B}_d^0 \right)_{L=1}$$

D'autre part, on a reporté en Annexe A quelques calculs complémentaires sur le mélange $B_q^0 \bar{B}_q^0$ au Z^0 .

4.2.2 Expression de $|\langle f | H | B_q^0(t) \rangle|^2$

A partir de l'expression des fonctions d'onde $|B_q^0(t)\rangle$ et $|\bar{B}_q^0(t)\rangle$, nous nous proposons ici de regarder la manifestation des oscillations au niveau des produits de désintégration des mésons beaux neutres.

α) Etat final f commun à B_q^0 et \bar{B}_q^0 .

On a de manière générale

$$\begin{aligned} |\langle f | H | B_q^0(t) \rangle|^2 &= |a_+(t)|^2 |\langle f | H | B_q^0 \rangle|^2 \\ &+ |a_-(t)|^2 |\langle f | H | \bar{B}_q^0 \rangle|^2 \\ &+ 2 \Re (a_+(t) a_-^*(t) \langle f | H | B_q^0 \rangle \langle f | H | \bar{B}_q^0 \rangle^*) \end{aligned}$$

et

$$|\langle f | H | \bar{B}_q^0(t) \rangle|^2 = \begin{matrix} a_+(t) \rightarrow a_-(t) \\ a_-(t) \rightarrow a_+(t) \end{matrix}$$

On remarque que si la saveur du méson initial n'est pas identifiée, la loi de variation en fonction du temps est indépendante de $x_q (= \frac{\Delta M_q}{\Gamma_q})$:

$$|\langle f | H | B_q^0(t) \rangle|^2 + |\langle f | H | \bar{B}_q^0(t) \rangle|^2 = \frac{0}{0}$$

$$e^{-\Gamma_q t} \{ \text{ch}(y_q \Gamma_q t) |\langle f | H | B_q^0 \rangle|^2 + B_q^0 \rightarrow \bar{B}_q^0 \}$$

$$+ \text{sh}(y_q \Gamma_q t) 2 \Re \{ \langle f | H | B_q^0 \rangle \langle f | H | \bar{B}_q^0 \rangle^* \}$$

Les oscillations du B_q^0 et \bar{B}_q^0 sont complémentaires ; si on "moyenne" des états $B_q^0(t)$ et $\bar{B}_q^0(t)$, les oscillations disparaissent.

Cas particulier important : si on considère que f est un état propre de CP on a alors :

$$P |f\rangle = \eta |f\rangle \quad \eta = \pm 1 \text{ suivant } |f\rangle$$

d'où

$$|\langle f | H | B_q^0(t) \rangle|^2 = |a_+(t) - \eta a_-(t)|^2 |\langle f | H | B_q^0 \rangle|^2$$

$$\frac{0}{0} \begin{cases} e^{-\Gamma_H t} \text{ pour } \eta = -1 \\ e^{-\Gamma_L t} \text{ pour } \eta = +1 \end{cases}$$

Ce qui est indépendant de x . On a comme dans le cas du K_S^0, K_L^0 une simple décroissance exponentielle et ceci par construction des états B_H^0 et B_L^0 (dans tout ce qui précède on a bien sûr considéré CP conservé).

β) L'état final f n'est pas commun à B_q^0 et \bar{B}_q^0

$$i) \quad |\langle f | H | B_q^0 \rangle| \neq 0 \quad \text{et} \quad |\langle f | H | \bar{B}_q^0 \rangle| = 0$$

$$|\langle f | H | B_q^0(t) \rangle|^2 = |a_+^{(-)}(t)|^2 |\langle f | H | B_q^0 \rangle|^2$$

$$ii) \quad |\langle f | H | B_q^0 \rangle| = 0 \quad \text{et} \quad |\langle f | H | \bar{B}_q^0 \rangle| \neq 0$$

$$|\langle f | H | B_q^{0(-)}(t) \rangle|^2 = |a_{(+)}(t)|^2 |\langle f | H | \bar{B}_q^0 \rangle|^2$$

Dans ces deux cas comme en α) :

$$|\langle f | H | B_q^0(t) \rangle|^2 + |\langle f | H | \bar{B}_q^0(t) \rangle|^2 e^{-\Gamma_q t} \cosh y_q \Gamma_q t$$

est indépendant de x_q .

On déduit par ailleurs pour α) et β) que

$$|\langle \bar{f} | H | B_q^0(t) \rangle|^2 + |\langle f | H | B_q^0(t) \rangle|^2$$

est également indépendant de x_q .

On en conclut que pour une mesure de x_q , il faut non seulement pouvoir identifier la saveur b ou \bar{b} du méson qui se désintègre mais également sa saveur initiale ($t = 0$).

CHAPITRE II

SIGNATURE DU MELANGE B_q^0/\bar{B}_q^0

II.1 SIGNATURE DES QUARKS $b\bar{b}$

Nous allons nous intéresser dans ce paragraphe à l'identification des quarks $b(\bar{b})$ à l'aide des produits de désintégration des particules de beauté.

II.1.1 SIGNATURE SEMI-LEPTONIQUE

On remarque que les prédictions théoriques et les résultats expérimentaux disponibles donnent pour les mésons beaux des rapports de branchement à deux corps faibles (cf. § II.2.4). De plus, la présence dans l'état final d'une, si ce n'est de deux, particules charmées, rend la reconstruction des particules de beauté assez délicates. Une signature des quarks $b\bar{b}$, plus efficace, consiste à identifier leur désintégration semi-leptonique. On bénéficie ainsi d'un rapport de branchement important ($\sim 22\%$) et la distinction B_q^0/\bar{B}_q^0 est fournie par le signe du lepton. Le problème majeur consiste à distinguer les leptons issus des quarks $b(\bar{b})$ de ceux issus des quarks $c(\bar{c})$.

La forte masse du b se traduit par un grand transfert d'énergie à ses produits de désintégration. La comparaison des spectres $b \rightarrow \ell$ et $c \rightarrow \ell$ (cf. Fig.II.1.a,b) montre clairement le facteur ~ 3 entre les énergies moyennes des leptons produits, facteur issu de l'écart de masse entre les quarks b et c . Ainsi une coupure sur le P_T des leptons constitue un moyen de sélection efficace des quarks b .

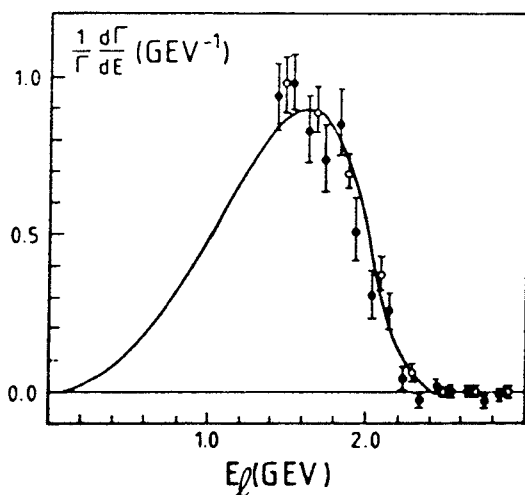


Figure II.1.a : Spectre théorique pour la désintégration semi-leptonique des mésons B en D et D*, les points expérimentaux proviennent de CLEO et ARGUS pour un spectre inclusif^[21]

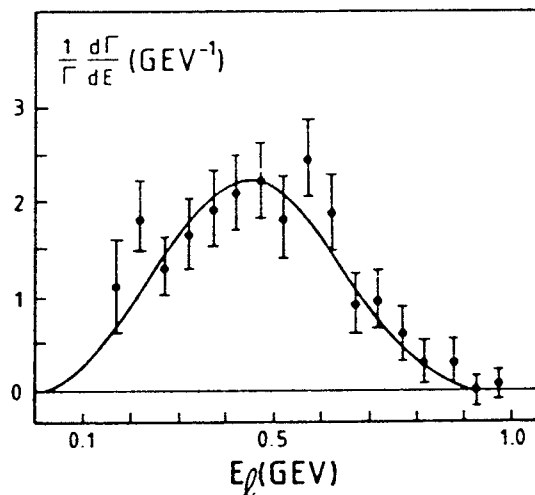


Figure II.1.b : Spectre théorique pour la désintégration semi-leptonique des mésons D en K et K*, les points expérimentaux proviennent de DELCO pour un spectre inclusif^[21]

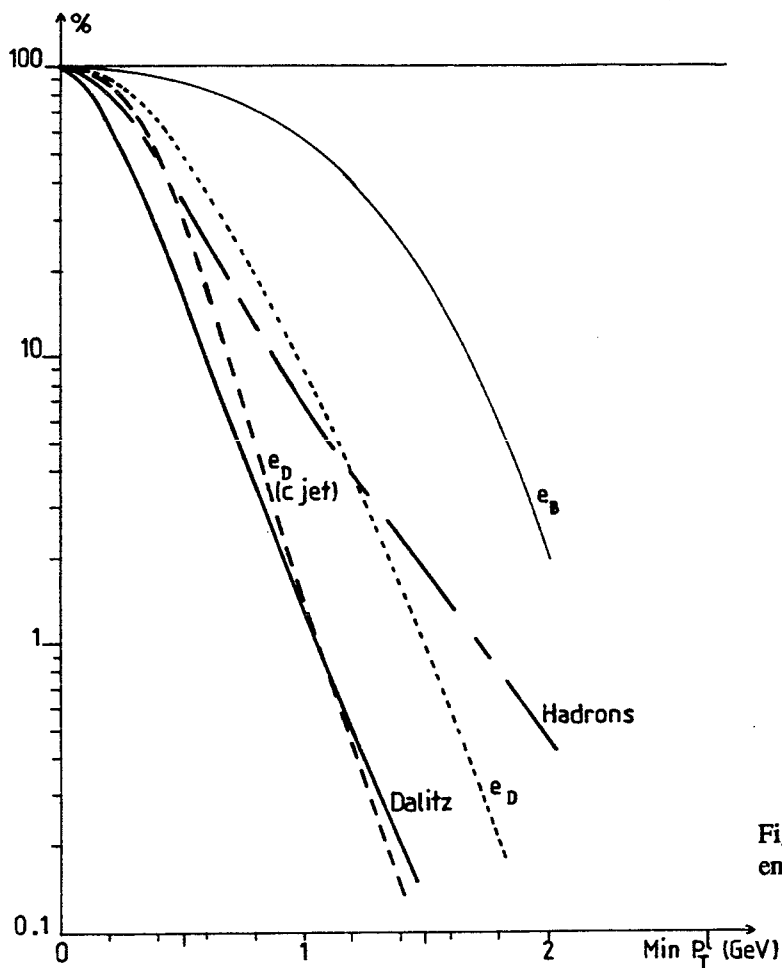


Figure II.2 : Efficacité de la coupure en $P_{\perp}^{l[12]}$ sur la sélection de la beauté

Cette méthode a déjà été utilisée avec succès dans beaucoup de mesures effectuées sur le b (durée de vie, ...). A l'énergie de P.E.P. seul 1/11 des événements multi-hadroniques viennent de $b\bar{b}$ ($\sim 1/5$ au pôle du Z^0), par des coupures sur le P_T du lepton, des sélections contenant plus de 65 % de $b\bar{b}$ ont été réalisées avec une efficacité ≥ 10 % (cf. Table II.1).

Exp	Coupures pour l'enrichissement en b	Pureté en % de l'échantillon $b\bar{b}$
Mac e, μ	$P \geq 2 \text{ GeV}/c$ $P_T \geq 1.5 \text{ GeV}/c$	69 %
Delco e	$P_T \geq 1 \text{ GeV}/c$	79 %
HRS e	$P \geq 2 \text{ GeV}/c$ $P_T \geq 1.1 \text{ GeV}/c$	54 %

Table II.1 : Résultats de l'enrichissement en $b\bar{b}$ obtenu à P.E.P. par coupure sur le P_T du lepton^[1]

Une simulation au Z^0 ^[12] a abouti aux résultats de la figure II.2. La contamination obtenue vient principalement de quarks $c\bar{c}$ issu de jet $b\bar{b}$. Pour la sélection de jet beau cette contamination ne "compte" pas, mais dans l'étude du mélange ce fond devient pénalisant. En effet le diagramme de la figure II.3 aboutit à une confusion entre quarks b et \bar{b} , produisant ainsi un faux signal de mélange.

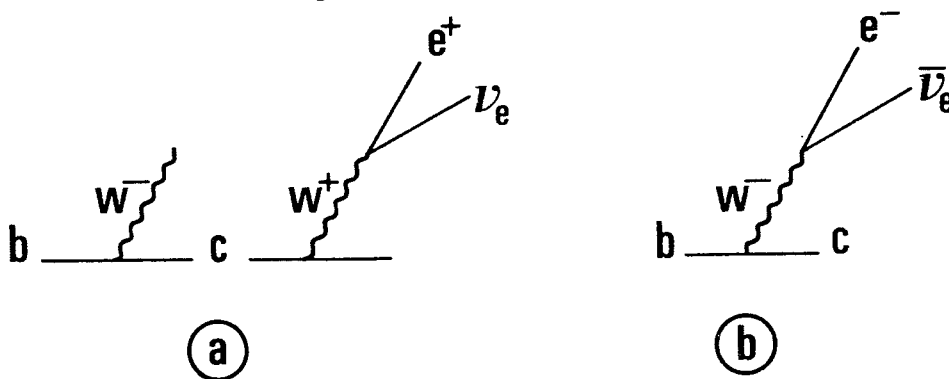


Figure II.3 : La contamination par le charme produit des leptons de "mauvais" signe (a) par rapport à un lepton issu directement de la beauté (b). La désintégration de B_q^0 est alors identifiée comme celle d'un B_q^0 , ce qui aboutit à de faux signaux de mélange.

Les résultats de l'étude citée ci-dessus sont reportés Table II.2, ils aboutissent à une efficacité de sélection des particules de beauté de 5.8 % pour une pureté de 91 %.

	jet b ℓ_B	jet b ℓ_D	jet b ℓ_H	jet c ℓ_D
Nombre d'événements	23220	1525	345	160

Table II.2 : Résultats de [12] sur l'efficacité et la pureté d'un échantillon obtenu par coupure sur le P_T ($P_T \geq 1.2$ GeV) du lepton (cf. texte) pour 200 000 $b\bar{b}$

L'efficacité de cette méthode se décompose

- rapport de branchement semi-leptonique du b, .22
- coupure sur l'alignement des jets ($\cos \theta_{jj} < - .95$) .8
- acceptance du calorimètre ou des chambres à μ dans Delphi .88
- coupure à 2 GeV sur l'impulsion du lepton (suppression des paires de Dalitz pour e et diminution de la contamination hadronique pour e et μ) .83
- coupure à 1.2 GeV sur le P_{\perp} du lepton .45

II.1.2 SIGNATURE $\ell^{\mp} K^{\mp}$

Un des inconvénients de la méthode précédente est de nécessiter la reconstruction du jet.

On peut s'affranchir de cette contrainte en demandant en plus d'un lepton un K de même signe (cf. Fig.II.4).

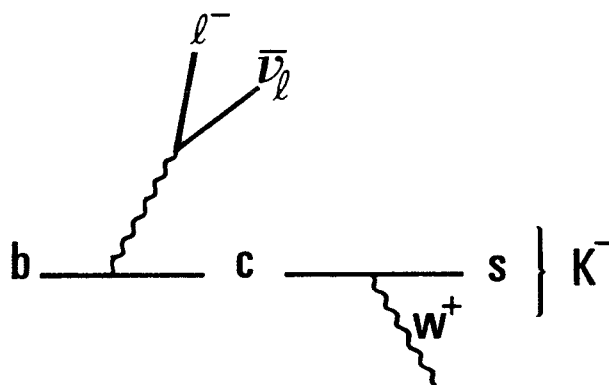


Figure II.4 : Signature b par $\ell^- K^-$

Une étude Monte-Carlo en cours^[13] a fait ressortir les deux coupures suivantes pour une sélection des particules de beauté produites au Z^0 :

- l'une sur l'angle entre le ℓ et le K ; $\theta_{\ell K} > 5^\circ$;
- l'autre sur une combinaison des impulsions du ℓ et du K ; $\sqrt{P_\ell P_K} > 5 \text{ GeV}$.

Avant correction d'acceptance, cette méthode a une efficacité de 13 % par événement $b\bar{b}$, pour une pureté de 90 %.

Le fond comporterait essentiellement 50 %, d'événements $b\bar{b}$ mal identifiés, et 50 % de jets $c\bar{c}$.

Un point important de l'identification ℓK est de ne pas présenter les mêmes efficacités pour B_d^0 , B^+ et B_s^0 . Si les rapports de branchement semi-leptoniques de ces trois particules sont a priori les mêmes, leur rapport de branchement en $\ell^+ K^-$ est différent. En particulier pour le B_s^0 on remarque que le mode de désintégration semi-leptonique qui produit un D_s^{*-} ou un D_s^- , aboutit préférentiellement à un état $s\bar{s}$ (ϕ, η, η') diminuant ainsi le nombre d'événements avec un K dans l'état final. De plus pour le B_s^0 demander un K de même signe que le lepton perd de son pouvoir de discrimination car $B_r(B_s^0 \rightarrow K^+ + x) \sim B_r(B_s^0 \rightarrow K^- + x)$.

Ces deux points contribuent a priori à une moindre efficacité de la méthode pour le B_s^0 que pour les autres mésons beaux.

La contrainte expérimentale actuelle (cf. Table II.3) sur les rapports de branchement du B est assez faible. Il faut donc considérer avec précaution les résultats des Monte-Carlo qui dépendent fortement du choix des rapports de branchement. On a reporté à titre de comparaison (Table II.4) les rapports de branchement $B \rightarrow K + x$ fournis par Lund (jetset 6.3).

II.1.3 IDENTIFICATION PAR LES K CHARGÉS

Si l'utilisation des hadrons dans l'identification des particules de beauté est complexe par les reconstructions qu'elle nécessite, il existe cependant un cas intéressant qui utilise seulement un K chargé.

Si on se réfère aux tables II.3 et II.4, on remarque que pour des B_d^0 et des $B^{+/-}$ le signe du K dans l'état final constitue une bonne signature du quark b (ou \bar{b}) (cf. Fig. II.4). On a en effet :

$$\frac{B_r(\bar{B} \rightarrow K^- x)}{B_r(\bar{B} \rightarrow K^+ x)} \simeq 3.5$$

on est ainsi sensible de façon sélective au mélange \bar{B}_d^0/B_d^0 , les \bar{B}_s^0/B_s^0 produisant pratiquement indifféremment des K^+ et des K^- .

Rapports de branchement	Valeurs mesurées
$\Gamma(\bar{B} \rightarrow \ell^- K^- x) / \Gamma(\bar{B} \rightarrow \ell^- x)$	$0.54 \pm 0.07 \pm 0.06$
$\Gamma(\bar{B} \rightarrow \ell^- K^+ x) / \Gamma(\bar{B} \rightarrow \ell^- x)$	$0.10 \pm 0.05 \pm 0.02$
$\Gamma(\bar{B} \rightarrow \ell^- K^0/\bar{K}^0 x) / \Gamma(\bar{B} \rightarrow \ell^- x)$	$0.39 \pm 0.06 \pm 0.04$
$\Gamma(\bar{B} \rightarrow K^- x) / \Gamma(\bar{B} \rightarrow \text{All})$	$0.66 \pm 0.05 \pm 0.07$
$\Gamma(\bar{B} \rightarrow K^+ x) / \Gamma(\bar{B} \rightarrow \text{All})$	$0.19 \pm 0.05 \pm 0.02$
$\Gamma(\bar{B} \rightarrow K^0/\bar{K}^0 x) / \Gamma(\bar{B} \rightarrow \text{All})$	$0.63 \pm 0.06 \pm 0.06$

Table II.3 : Rapports de branchement inclusifs de la désintégration du B en K (CLEO^[15])

On peut remarquer ici que la séparation entre jet $c\bar{c}$ et jet $b\bar{b}$ peut être réalisée par ailleurs. Des études en cours^[14] de discrimination multi-dimensionnelle utilisant diverses caractéristiques de l'événement tel que sa multiplicité, et la topologie de ses vertex permet une séparation des jets $c\bar{c}$ et $b\bar{b}$ avec une bonne efficacité ($\sim 88\%$) et une faible contamination ($\sim 11\%$).

II.2 MESURE DES OSCILLATIONS

II.2.1 INTRODUCTION

Au paragraphe I.4, il a été clairement établi que l'identification seule des produits de la désintégration d'un méson b neutre ne contient en elle-même aucune information sur ΔM_q (ou $x_q = \frac{\Delta M_q}{\Gamma_q}$).

Particule	Rapports de branchement	Valeurs simulées
\bar{B}_d^0	$\Gamma(\bar{B}_d^0 \rightarrow \ell^- K^- \chi) / \Gamma(\bar{B}_d^0 \rightarrow \ell^- \chi)$	0.46
	$\Gamma(\bar{B}_d^0 \rightarrow \ell^- K^+ \chi) / \Gamma(\bar{B}_d^0 \rightarrow \ell^- \chi)$	0.04
	$\Gamma(\bar{B}_d^0 \rightarrow K^- \chi) / \Gamma(\bar{B} \rightarrow \text{All})$	0.51
	$\Gamma(\bar{B}_d^0 \rightarrow K^+ \chi) / \Gamma(\bar{B} \rightarrow \text{All})$	0.12
B^-	$\Gamma(B^- \rightarrow \ell^- K^- \chi) / \Gamma(B^- \rightarrow \ell^- \chi)$	0.52
	$\Gamma(B^- \rightarrow \ell^- K^+ \chi) / \Gamma(B^- \rightarrow \ell^- \chi)$	0.04
	$\Gamma(B^- \rightarrow K^- \chi) / \Gamma(B^- \rightarrow \text{All})$	0.58
	$\Gamma(B^- \rightarrow K^+ \chi) / \Gamma(B^- \rightarrow \text{All})$	0.12
\bar{B}_s^0	$\Gamma(\bar{B}_s^0 \rightarrow \ell^- K^- \chi) / \Gamma(\bar{B}_s^0 \rightarrow \ell^- \chi)$	0.26
	$\Gamma(\bar{B}_s^0 \rightarrow \ell^- K^+ \chi) / \Gamma(\bar{B}_s^0 \rightarrow \ell^- \chi)$	0.31
	$\Gamma(\bar{B}_s^0 \rightarrow K^- \chi) / \Gamma(\bar{B}_s^0 \rightarrow \text{All})$	0.36
	$\Gamma(\bar{B}_s^0 \rightarrow K^+ \chi) / \Gamma(\bar{B}_s^0 \rightarrow \text{All})$	0.39

Table II.4 : Résultats d'une simulation Monte-Carlo (Lund jetset 6.3) pour les rapports de branchement inclusifs de la désintégration du B en K. (10000 $\bar{B}_d^0 B^-$ et 1000 \bar{B}_s^0 générés)

Pour mesurer ce paramètre d'oscillation, il est nécessaire d'introduire une information supplémentaire sur la saveur de la particule produite au vertex principal. Pour cela trois voies :

i) Les doubles signatures

La mesure des produits de désintégration des deux particules de beauté produites au Z^0 permet de remonter à χ .

Dans les événements étudiés, il y a forcément une paire $b\bar{b}$; on a ainsi une connaissance globale de la composition du vertex principal. L'événement de la figure II.5

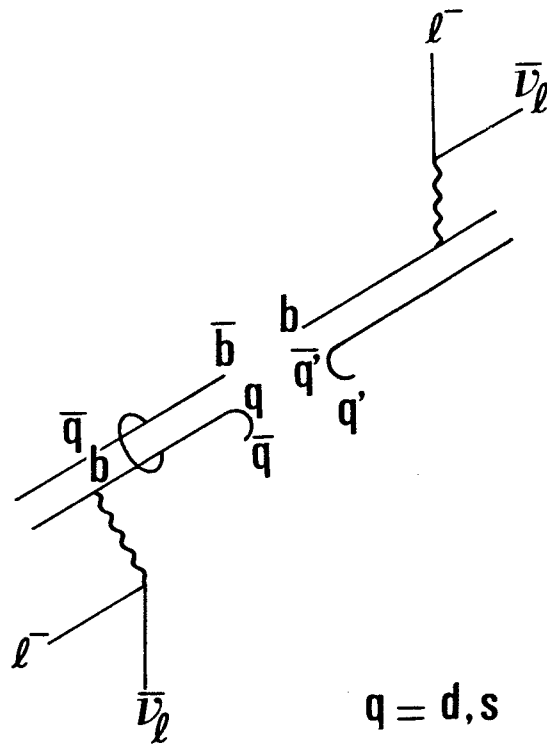


Figure II.5 : Exemple d'événement dilepton signant une oscillation

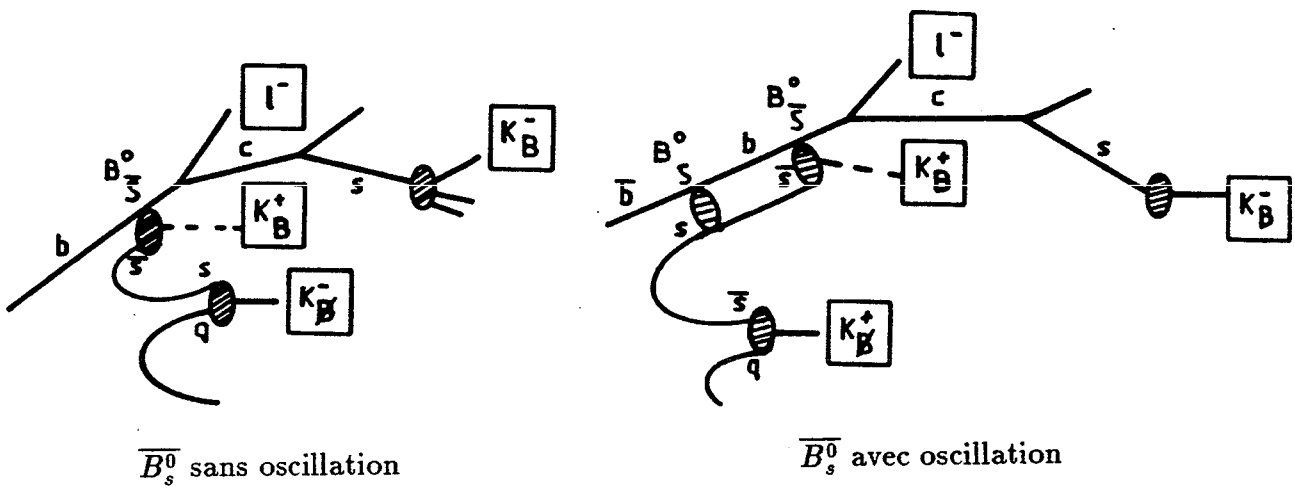


Figure II.6 : Sur ces deux exemples on remarque que deux événements avec la même configuration en $K^{+/-}$ (ici $K^-K^-K^+$) ont au vertex principal la même saveur (ici b). Ainsi les événements $l^-K^-K^-$ (ou $l^+K^+K^+$) trahissent une oscillation.

donne un exemple de l'effet du mélange : on aboutit à un état final à deux leptons de même signe qui est une trace manifeste d'oscillation.

ii) Identification au vertex principal

Au cours du processus d'hadronisation les "débris" produits au vertex principal contiennent une part d'information sur le quark utilisé pour habiller le quark $b(\bar{b})$. Ainsi, on peut signer un B_s^0/\bar{B}_s^0 au vertex principal, les produits de désintégration du méson nous permettant de dire s'il y a eu ou non oscillation : l'habillage d'un $b(\bar{b})$ par un quark $\bar{s}(s)$ laisse au vertex principal un quark $s(\bar{s})$ qui en donnant un $K^-(K^+)$ signe un $\bar{B}_s^0(B_s^0)$ au vertex principal (cf. Fig. II.6).

iii) Les asymétries de charge

Les probabilités d'émission dans une direction donnée, sont différentes entre le quark b et le quark \bar{b} . On possède ainsi une information statistique sur le vertex principal. Le mélange fait "perdre" au système la mémoire de son état initial et tend ainsi à diminuer l'asymétrie. Dans le cas extrême où $r_q = 1$, un \bar{B}_q^0 initial donnera avec la même probabilité un B_q^0 et un \bar{B}_q^0 ; l'asymétrie initiale disparaît.

Nous allons, dans ce paragraphe, développer ces méthodes et estimer leur précision sur la mesure du mélange B_q^0/\bar{B}_q^0 à Delphi. Nous ne considérons pas pour l'instant l'évolution temporelle du mélange, seule une mesure intégrale des oscillations B_q^0/\bar{B}_q^0 sera considérée ici.

II.2.2 DILEPTON

2.2.1 Expression de R

La mesure du mélange B_q^0/\bar{B}_q^0 a jusqu'à présent été réalisée essentiellement par une mesure de dilepton. A partir de la définition de χ (§ I.3), on trouve facilement l'expression de l'observable R :

$$R = \frac{N^{++} + N^{--}}{N^{+-} + N^{-+} + N^{--}} = 2(1 - \chi)\chi$$

avec $N^{++/--}$ = nombre d'événements avec dilepton de même signe ;
 N^{+-} = nombre d'événements avec dilepton de signe différent.

On a reporté Table II.5 les valeurs de χ et R correspondant à différents jeux de paramètres.

Exemple (cf.§III.3.1)	x_d	χ_d	x_s	χ_s	P_d	P_s	χ	R
a	0.44	0.081	2.45	0.43	0.4	0.12	0.084	0.154
					0.375	0.15	0.095	0.171
b	0.7	0.164	1.5	0.35	0.4	0.12	0.107	0.192
c	0.7	0.164	4	0.47	0.4	0.12	0.122	0.214
d	0.7	0.164	18	0.498	0.4	0.12	0.126	0.220
					0.375	0.15	0.136	0.236

Table II.5 : Quelques valeurs de R en fonction de χ_q et P_q

2.2.2 Précision statistique

Le problème de la statistique est crucial dans cette mesure. En demandant deux leptons issus de particules de beauté dans un même événement Z^0 , on obtient une efficacité de reconstruction très faible. Si on se réfère à [12] on obtient à l'aide d'une coupure sur le P_T des leptons une efficacité de reconstruction des événements $b\bar{b}$ de 0.45 % soit, pour $B_T(Z^0 \rightarrow b\bar{b}) = 0.154$, ≈ 0.07 % des événements Z^0 . On remarque que cette valeur de 0.45 % est plus élevée que le carré de l'efficacité de reconstruction d'une particule de beauté, introduite au paragraphe II.1.2. En effet les coupures sur l'alignement des jets et une partie de celles correspondant à l'acceptance du détecteur, n'intervient qu'une fois par événement. On trouvera figure II.7 la précision statistique sur χ en fonction du nombre de Z^0 ; elle est de l'ordre de 9 % pour $1.10^6 Z^0$

2.2.3 Erreur systématique

La contamination dominante comme on l'a souligné au paragraphe II.1.2 provient de la désintégration semi-leptonique du charme lui-même issu de la beauté. Pour 200 000 $b\bar{b}$, un fond de ≈ 135 dileptons de même signe a été obtenu par simulation Monte-Carlo^[12].

En transposant ces résultats aux exemples considérés figure II.7 on trouve pour $1.10^6 Z^0$, une erreur systématique sur χ comprise entre 7 % et 11 % suivant les cas.

En conclusion, avec une erreur totale sur $\chi \leq 15$ % pour $1.10^6 Z^0$, la mesure de χ qui peut être réalisée par cette méthode atteint déjà une bonne précision (la mesure d'Argus correspond à $\sigma\chi_d \sim 30$ %).

Il est clair cependant qu'une bonne maîtrise du fond est nécessaire. On pourra à cet effet faire varier la coupure sur le P_T du lepton et contrôler que les variations de contamination observées sont bien comprises.

II.2.3 ASYMÉTRIE

2.3.1 Effet du mélange sur l'asymétrie

Dans le modèle standard, l'asymétrie de charge due aux interférences des termes vecteur et axial-vecteur dans les processus :

$$e^+e^- \rightarrow \gamma, Z^0 \rightarrow \ell^+ \ell^-, q\bar{q}$$

a pour expression :

$$A_{FB}^{q\bar{q}} = \frac{\int_0^1 \frac{d\sigma}{d\cos\theta} (e^+e^- \rightarrow q + x) d\cos\theta - \int_0^1 \frac{d\sigma}{d\cos\theta} (e^+e^- \rightarrow \bar{q} + x) d\cos\theta}{\sigma(e^+e^- \rightarrow q\bar{q})}$$

$$A_{FB}^{q\bar{q}} = 3 \frac{a_e v_e}{a_e^2 + v_e^2} \frac{a_q v_q}{a_q^2 + v_q^2} (1 + \text{corr QCD} + \text{corr radiative}) + \delta A_{FB}^{\text{QED}} \quad (\text{cf. [16]}).$$

Dans les exemples que nous prendrons, nous considérons $\sin^2 \theta_w = 0.23$ soit $A_{FB}^{b\bar{b}} = 0.11$.

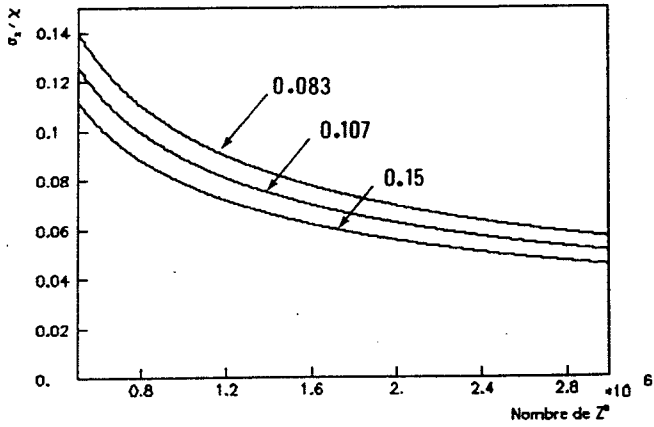


Figure II.7 : Résolution statistique sur χ à l'aide de R

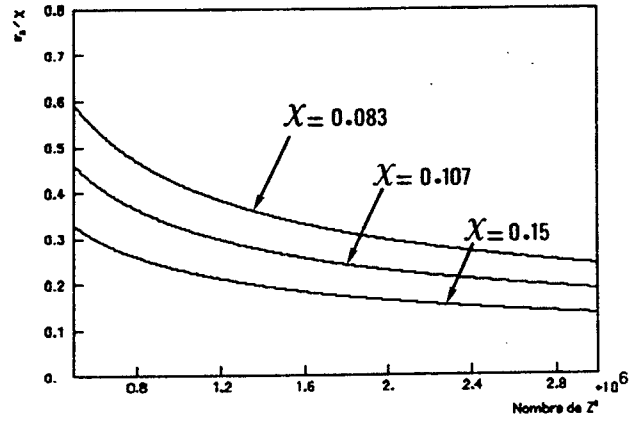


Figure II.8 : Résolution statistique sur χ à l'aide de f

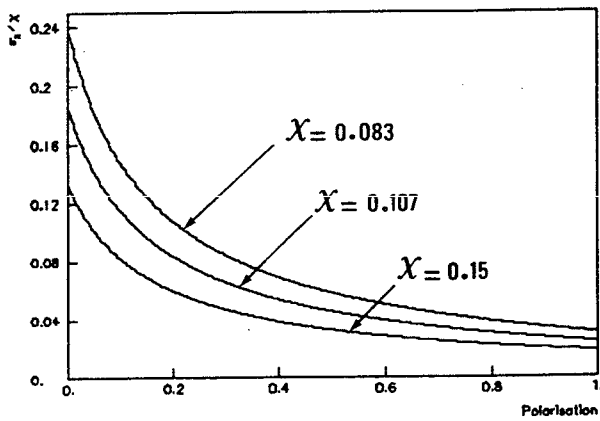


Figure II.9 : Résolution statistique sur χ à l'aide de f pour $3 \cdot 10^6 Z^0$

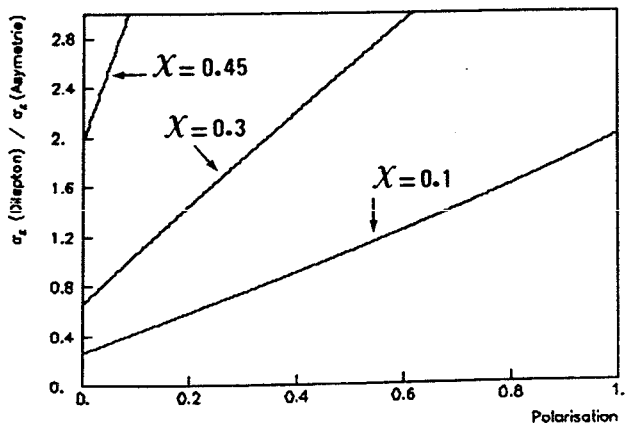


Figure II.10 : Comparaison entre σ_χ (dilepton) et σ_χ (asymétrie). ($4.6 \cdot 10^5$ bb)

La présence d'oscillations aboutit à l'observation de $A_{FB}^{\bar{B}B}$ relié à $A_{FB}^{b\bar{b}}$ par :

$$\frac{A_{FB}^{\bar{B}B}}{A_{FB}^{b\bar{b}}} = (1 - 2\chi) = f$$

2.3.2. Précision de la méthode

En utilisant la méthode d'identification par le P_T du lepton on estime les erreurs suivantes :

$$\Delta A_{FB}^{\bar{B}B} = \pm 0.003 \text{ erreur statistique pour } 6.10^6 Z^0 \text{ (cf. Fig. II.8)}$$

$$\pm 0.004 \text{ erreur systématique (fond + erreur QCD)}^{[16]}$$

$$\pm 0.005$$

Soit une erreur sur χ pour les exemples de la Table II.6 de 18 % à 27 % suivant les cas.

exemple	χ	f
a	0.084	0.832
b	0.107	0.785
c	0.122	0.755
d	0.126	0.749

Table II.6 : Quelques valeurs de f en fonction de χ (cf. Table II.5)

2.3.3 Comparaison entre la mesure de χ par la méthode des dileptons et par la méthode de l'asymétrie

On remarque que les résultats obtenus pour $6.10^6 Z^0$ par la méthode de l'asymétrie sont moins précis que ceux que l'on obtient pour $1.10^6 Z^0$ par la méthode des dileptons.

Bien que pour un nombre donné de Z^0 , la méthode de l'asymétrie prenne en compte beaucoup plus d'événements beaux que la méthode par dilepton ($\approx 11\%$ des événements $b\bar{b}$ pour l'asymétrie à comparer à $\approx 0.45\%$ pour les dileptons) la mesure est peu sensible à χ pour χ et $A_{FB}^{b\bar{b}}$ petits. On a représenté l'erreur statistique sur χ obtenue par la méthode de l'asymétrie $_{FF}^{FB}$ pour différentes valeurs de χ (Fig. II.8) et différentes valeurs de $A_{FF}^{b\bar{b}}$ (Fig. II.9) correspondant à différentes valeurs de la polarisation.

La mesure de χ par la méthode de l'asymétrie peut présenter dans certains cas un avantage sur la méthode utilisant les dileptons (cf. Fig. II.10). On a par exemple pour les efficacités de reconstruction utilisées jusqu'à présent, σ_{χ} ("asymétrie") = σ_{χ} ("dilepton") pour :

$$\begin{aligned} & - \text{Pol } (e) = 0.42 \quad ; \quad \chi = 0.1 \\ \text{ou} & - \text{Pol } (e) = 0. \quad ; \quad \chi = 0.37 \end{aligned}$$

D'autre part, on remarque qu'une perte d'efficacité de reconstruction des particules de beauté a moins de conséquence sur σ_{χ} ("asymétrie") que sur σ_{χ} ("dilepton"); l'efficacité de reconstruction intervient au carré pour la sélection des dileptons quand elle correspond à des coupures sur chaque particule de beauté.

Les inconvénients de la mesure du mélange par l'asymétrie viennent d'une part de la mauvaise précision sur χ obtenue en général (facteur $\approx 2.5-3$ par rapport à la méthode dilepton) et d'autre part de la nécessité de connaître l'asymétrie initiale afin d'extraire χ des données.

Cependant cette méthode peut prendre un intérêt majeur dans deux cas de figure :

- pour des mesures réalisées avec des faisceaux polarisés,
- pour des mesures à l'aide d'un échantillon enrichi en méson oscillant (cf. §II.2.5), de telles sélections aboutissent à une augmentation de χ et à une diminution de l'efficacité de reconstruction des mésons beaux.

Dans ces conditions l'asymétrie peut permettre d'atteindre une meilleure précision sur χ que la méthode des dileptons.

II.2.4 CONTRIBUTION DES MÉSONS OSCILLANTS À LA VALEUR DE χ

a) P_d, P_s

La mesure de χ ne répond pas directement à notre but initial de mesurer x_d et x_s séparément. La connaissance de χ à elle seule ne permet de définir qu'un ensemble de valeurs permises pour χ_d et χ_s ($\chi = P_d \chi_d + P_s \chi_s$) en supposant P_d et P_s connus : or actuellement on ne dispose que des bornes suivantes :

$$\begin{aligned} 0.375 &\leq P_d \leq 0.4 \\ 0.1 &\leq P_s \leq 0.2 \end{aligned} \quad [3]$$

Si l'erreur sur P_d est faible ($< 3\%$), l'incertitude sur P_s est beaucoup plus grande et introduit une incertitude supplémentaire sur χ_q de l'ordre de 20 %.

a) ρ_d, ρ_s

Il faut également noter ici que la quantité qui intervient réellement dans χ , est le poids des différentes particules de beauté au niveau des désintégrations semi-leptoniques définies par :

$$\rho_q^{S.L.} = \frac{P_q B_r(B_q^0 \rightarrow \ell)}{\sum_B P_B B_r(B \rightarrow \ell)}$$

où B est une particule de beauté quelconque,
et $P_B = P(b \rightarrow B + x)$

On a $\rho_q^{S.L.} = P_q$ que lorsque tous les rapports de branchement semi-leptoniques sont égaux.

Par analogie avec le charme on pourrait craindre que ceci ne soit pas vérifié. On aurait alors des largeurs semi-leptoniques $\Gamma(B_q^0 \rightarrow \ell + x)$ et $\Gamma(B^+ \rightarrow \ell + x)$ égales, mais des largeurs Γ_{B^+} et $\Gamma_{B_q^0}$ différentes, ce qui aboutirait à $B_r(B^+ \rightarrow \ell + x) \neq B_r(B_q^0 \rightarrow \ell + x)$.

Bauer, Stech et Wribel^[17] ont obtenu des résultats intéressants par la méthode de factorisation, sur la désintégration à deux corps des mésons lourds. Cette méthode repose essentiellement sur deux types de diagrammes (cf.Fig.II.11) qui ne sont présents

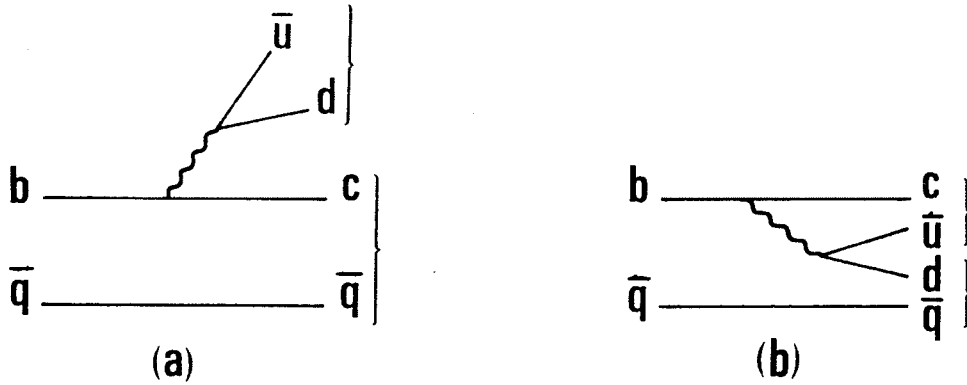


Figure II.11 : Diagrammes de base intervenant dans la méthode de factorisation^[17]. On remarque que pour $\bar{q} = \bar{u}$ les deux diagrammes donnent le même état final : $B^- \rightarrow D^0 \pi^-$

simultanément que pour certains canaux des mésons chargés ; ils donnent lieu dans ces cas à des interférences destructives. A l'aide de ce modèle, Bauer et al. expliquent une part importante de la différence de durée de vie entre D^0 et D^+ (cf. Table II.7). Pour les mésons B, ils arrivent à la conclusion que les désintégrations à deux corps sont peu susceptibles d'introduire une différence de durée de vie importante entre B_q^0 et B^+ . Contrairement aux mésons D où les désintégrations à deux corps sont dominantes ($\sim 70\% - 80\%$ des désintégrations non leptoniques), elles ne contribuent que faiblement aux largeurs de désintégration des mésons beaux ($\sim 10 - 15\%$ cf. Table II.8). De plus, l'effet des interférences entre les deux diagrammes introduits précédemment est trouvé moins important pour le B^+ que pour le D^+ . Ainsi, les auteurs cités n'attendent pas d'écarts significatifs entre les durées de vie des différents mésons beaux. Nous gardons donc l'hypothèse $\rho_q^{S,L} = P_q \equiv \rho_q$ tout en remarquant qu'une mise en évidence d'un écart important entre $\tau_{B_q^0}$ et τ_{B^+} , comparable à ce qui est observé pour le D^0/D^+ diminuerait d'autant le poids des mésons B_q^0 dans χ .

Méson	$\Gamma^{\text{th}} (D \rightarrow xy)$	$\Gamma^{\text{exp}} (D \rightarrow \text{non-leptonique})$
D^0	153 ± 22	194 ± 48
D^+	56 ± 15	71 ± 14
D_s^+	126 ± 15	-

Table II.7 : Comparaison entre les largeurs théoriques à deux corps^[17], et les largeurs expérimentales, pour les canaux non leptoniques du D (unités = 10^{10} s^{-1}).

Méson	$\Gamma^{\text{th}} (B \rightarrow xy)$	$\Gamma_{\text{tot}}^{\text{exp}} (B \rightarrow \text{all})$
B^-	9.8	83 ± 30
\bar{B}^0	12	

Table II.8 : Comparaison entre les largeurs théoriques à deux corps non-leptoniques^[17] et la largeur expérimentale des mésons B^-, \bar{B}^0 (unités = 10^{10} s^{-1})

II.2.5 CONTRAINTE SUR LE MÉLANGE A PARTIR D'UNE MESURE DE χ_s

Une mesure de χ_s est réalisable au Z^0 et peut servir à compléter la mesure de χ . Pour cela, on utilise l'identification K^{+-} dans deux méthodes :

i) On peut utiliser la signature du B_s^0 au vertex principal, méthode évoquée au paragraphe II.2.1^[12]. On mesure dans ce cas

$$\Delta = \frac{N_{\ell^- K^- K^-} - N_{\ell^- K^+ K^+}}{N_{\ell^- K^- K^-} + N_{\ell^- K^+ K^+}}$$

qui dépend du mélange B_s^0/\bar{B}_s^0 . Cependant on ne s'affranchit pas ici de P_s , les événements $\ell^- K^+ K^+$ présents même sans mélange B_s^0/\bar{B}_s^0 dépendant de ce paramètre. En ayant fait cette réserve, on peut estimer à partir de [12] et [18] une résolution sur $\sigma_{\chi_s} \sim 20\%$ pour $\chi_s \simeq 0.5\%$ et $3 \cdot 10^6 Z^0$, en supposant que P_s est connu.

ii) On peut également mesurer χ_s par l'asymétrie dans un échantillon enrichi en B_s^0 . On peut à cet effet sélectionner en plus d'un lepton, un ϕ ou plus généralement un $K^+ K^-$. En demandant cette signature supplémentaire, on obtient au mieux une perte d'efficacité de $\simeq 20\%$ par rapport au cas semi-leptonique, correspondant au rapport de branchement $B_s^0 \rightarrow K^+ K^- + x$ (cf. Table II.4). Ainsi pour une valeur de $\chi_s \simeq 0.5$, on obtient une erreur statistique sur $\chi_s \sim 30\%$ pour $3 \cdot 10^6 Z^0$. Cette méthode est moins précise que la précédente mais elle est a priori moins sensible à P_s .

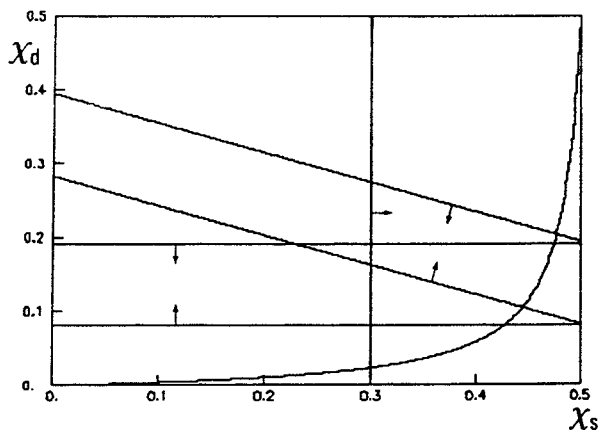


Figure II.12 : Exemple de résultats attendus en utilisant une méthode intégrale.
 $\chi = 0.13$ ($\chi_d = 0.15$, $\chi_s = 0.5$)

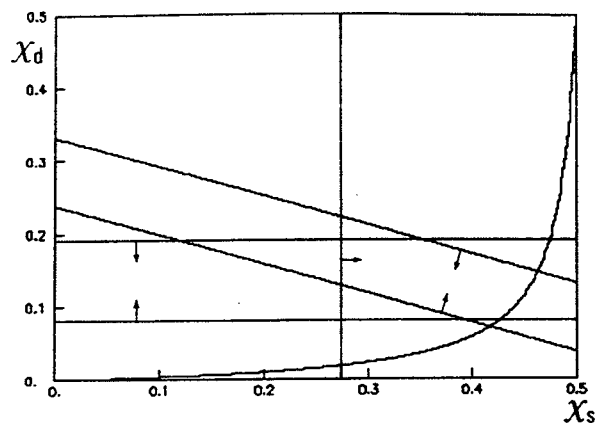


Figure II.13 : Exemple de résultats attendus en utilisant une méthode intégrale.
 $\chi = 0.1$ ($\chi_d = 0.08$, $\chi_s = 0.43$)

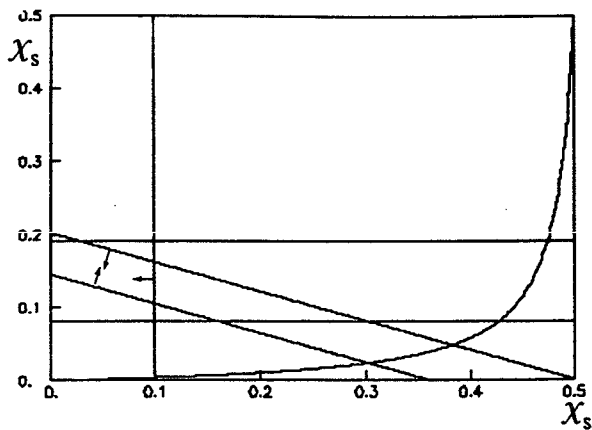


Figure II.14 : Exemple de résultats attendus en utilisant une méthode intégrale.
 $\chi = 0.065$ ($\chi_d = 0.17$, $\chi_s = 0$)

Dans ces trois figures (II.12 → II.14) on a indiqué les limites sur χ_d données par ARGUS ($\chi_d > 0.08$ 90 % CL) et par CLEO ($\chi_d > 0.19$ 90 % CL) ainsi que la limite donnée par le modèle standard à partir de la borne inférieure d'ARGUS.

II.2.6 RÉSULTATS

On peut à partir des résolutions données aux paragraphes précédents estimer quel type de conclusion permettrait les mesures de χ et χ_s avec $3.10^6 Z^0$ ($\sigma_\chi \sim 10\%$), combinées aux mesures de χ_d réalisées à l'Y(4S).

Pour cela, on a pris trois exemples de mélange :

– figure II.12 : un mélange important ($\chi = 0.13$) correspondant entre autres, aux valeurs moyennes estimées actuellement pour χ_d et χ_s . ($\chi_d = 0.15$, $\chi_s = 0.5$) ;

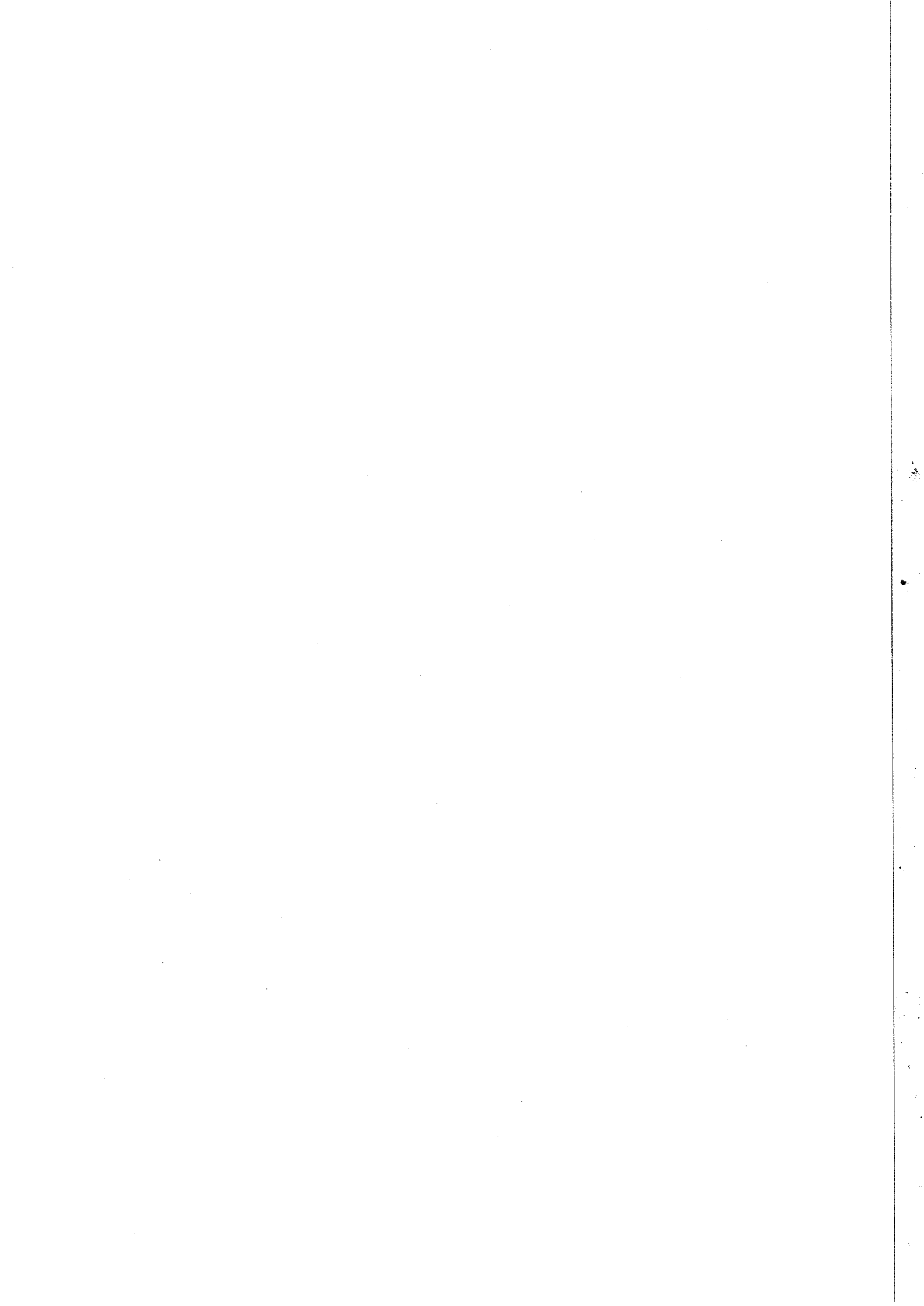
– figure II.13 : un mélange faible ($\chi = 0.1$) correspondant entre autres, à un mélange $B_s^0 \bar{B}_s^0$ petit, égal à la borne fixée par le modèle standard pour la limite inférieure χ_d donnée par Argus ($\chi_d = 0.08$, $\chi_s = 0.43$) ;

– figure II.14 : un mélange très faible ($\chi = 0.065$) correspondant à une violation grossière du modèle standard ($\chi_d = 0.17$, $\chi_s = 0$).

On remarque qu'une mesure de χ n'est pas très contraignante pour χ_s . A part le dernier cas, où l'on met clairement en évidence une violation du modèle standard, pour les deux autres exemples, il est impossible de trancher. On peut en effet avoir deux types de configuration, l'une correspondant à un χ_d "grand" et un χ_s "petit", qui viole le modèle standard, et l'autre à un χ_d "petit" et un χ_s "grand" conforme au modèle standard.

Les limites que nous avons prises ici pour l'Y(4S) correspondant à des résultats déjà publiés mais dans un avenir proche ARGUS et CLEO en ayant augmenté leur statistique devraient obtenir une meilleure résolution sur χ_d ($\sim 15\%$) réduisant d'un facteur ~ 1.5 les bornes correspondant à l'Y(4S). On remarque cependant que cette amélioration ne diminue que légèrement les excursions de χ_s permises dans les exemples précédents.

En combinant ces mesures de χ , χ_s et χ_d on peut contrôler la validité du modèle standard pour un assez grand nombre de valeurs de χ_d , χ_s ; en particulier, dans le cas du modèle standard à 3 familles ($\chi_s > 0.42$) on peut obtenir une limite inférieure sur χ_s de l'ordre de 0.3.



CHAPITRE III

MESURE TEMPORELLE DES OSCILLATIONS

III.1 INTRODUCTION

Le chapitre précédent amène deux remarques :

- la contribution des mésons oscillants dans χ est mal connue,
- la zone très étroite compatible avec le modèle standard à 3 familles, demande, pour être explorée, une précision sur χ_S inaccessible par une méthode intégrale.

On remarque à ce sujet, figure II.12, que la courbe correspondant à la limite du modèle standard présente une forte pente au delà de $\chi_S \sim 0.4 : \Delta M_s$ qui est la quantité que l'on veut confronter à la théorie est connue dans cette zone avec une bien plus mauvaise précision que χ_S .

Une solution à ces problèmes passe par une mesure directe des oscillations B_q^0/\bar{B}_q^0 . Comme on le remarque équation (3), les fréquences d'oscillations sont proportionnelles à ΔM_q . Ainsi suivant le temps propre correspondant à la désintégration semi-leptonique du méson, la proportion de leptons d'un signe donné n'est pas la même.

Toutes les méthodes de mesure développées pour l'instant dans leur version intégrale peuvent être utilisées dans une mesure différentielle des oscillations, il suffit pour cela d'accéder à une observable supplémentaire : le temps propre de désintégration du méson beau.

L'étude qui suit ne constitue qu'une première approche du problème. Notre objectif, ici, est simplement de déterminer si une telle mesure est faisable et en particulier d'estimer, à partir de quelques exemples, l'information que l'on peut en retirer.

III.2 DEFINITIONS DES OBSERVABLES POUR UNE MESURE DIFFERENTIELLE DU MELANGE

III.2.1 $\chi(t)$, $S(t)$

Dans l'approche différentielle on substitue à χ deux quantités (cf annexe A) :

$$-\chi(t)dt = \sum_{q=B_d B_s} \rho_q \Gamma_q e^{-\Gamma_q t} \sin^2 \frac{\Delta M_q t}{2} dt$$

qui est la densité de probabilité qu'un quark b initial donne un lepton de mauvais signe entre t et t + dt sachant qu'il se désintègre dans un canal semi-leptonique pour $t \in [0, +\infty[$

On a
$$\int_0^{+\infty} \chi(t) dt = \chi \left(\leq \frac{1}{2} \right)$$

$$-S(t)dt = \sum_B \rho_B \Gamma_B e^{-\Gamma_B t} dt$$

(où B représente une particule de beauté quelconque)

qui est la densité de probabilité qu'un quark b initial donne un lepton entre t et t + td sachant qu'il se désintègre dans un canal semi-leptonique pour $t \in [0, +\infty[$

On a
$$\int_0^{+\infty} S(t) dt = 1$$

A partir de ces deux densités on peut exprimer simplement toutes les observables différentielles.

a) Dilepton

On transpose directement le cas intégral où

$$N^{--} = N^{++} = N(1 - \chi)\chi \quad \text{et} \quad N^{+-} = N(1 - 2\chi(1 - \chi))$$

avec $N = N^{++} + N^{--} + N^{+-} = \text{nombre d'événements dileptons,}$

au cas différentiel; on obtient :

$$N^{++}(t_1, t_2) = N^{--}(t_1, t_2) = \frac{N}{2} \left\{ [S(t_1) - \chi(t_1)] \chi(t_2) + t_1 \leftrightarrow t_2 \right\}$$

et
$$N^{+-}(t_1, t_2) = N \left\{ S(t_1) S(t_2) - [S(t_1) - \chi(t_1)] \chi(t_2) - [S(t_2) - \chi(t_2)] \chi(t_1) \right\}$$

où $N^{++/--/+} (t_1, t_2) dt_1 dt_2 =$ densité de probabilité d'avoir un événement N^{++} , N^{--} ou N^{+-} avec une désintégration semi-leptonique entre t_1 et $t_1 + dt$ et l'autre désintégration semi-leptonique entre t_2 et $t_2 + dt$; $\int_0^{+\infty} \int_0^{+\infty} N^{+-/+/-} (t_1, t_2) dt_1 dt_2 = N^{+-/+/-}$.

On peut considérer séparément les deux dates de désintégration, on obtient alors les nouvelles densités : (on compte deux fois chaque événement, une fois pour chaque date de désintégration)

$$N^{-/+} (t) = 2 \int_0^{+\infty} N^{-/+} (t_1, t) dt_1$$

$$= N \left\{ \chi S(t) + (1 - 2\chi) \chi (t) \right\}$$

$$N^{+/} (t) = 2 \int_0^{+\infty} N^{+/} (t_1, t) dt_1$$

$$= 2N \left\{ S(t) (1 - \chi) - (1 - 2\chi) \chi (t) \right\}$$

avec $\int_0^{+\infty} N^{-/+} (t) dt = 2N^{-/+}$

b) Asymétrie

On rappelle que pour l'asymétrie, on obtient dans le cas intégral :

$$N^- = N \frac{1+(1-2\chi) A_{FB}^{bb}}{2} \quad \text{et} \quad N^+ = N \frac{1-(1-2\chi) A_{FB}^{bb}}{2}$$

avec $N = N^+ + N^- =$ nombre de désintégrations semi-leptoniques des particules de beauté.

Dans le cas différentiel, les densités d'événements correspondantes s'écrivent :

$$N^-(t) = N \frac{\left\{ S(t) + [S(t) - 2\chi(t)] A_{FB}^{bb} \right\}}{2}$$

$$N^+(t) = N \frac{\left\{ S(t) - [S(t) - 2\chi(t)] A_{FB}^{bb} \right\}}{2}$$

avec $\int_0^{+\infty} N^{+/-} (t) dt = N^{+/-}$

III.2.2 R(t), f(t)

Afin de visualiser l'action de l'évolution temporelle sur le mélange $B_q^0 \bar{B}_q^0$, nous allons introduire des quantités analogues à celles utilisées dans l'étude intégrale. Pour cela, nous allons subdiviser le temps en intervalles de largeur Δt et compter les différents types d'événements contenus dans chaque intervalle. On peut alors former pour chaque intervalle de temps le même type de rapport que dans le cas intégral, soit :

i) Pour les dileptons

$$R(t) = \frac{\int_{t-\frac{\Delta t}{2}}^{t+\frac{\Delta t}{2}} (N^{++}(t_1) + N^{--}(t_1)) dt_1}{\int_{t-\frac{\Delta t}{2}}^{t+\frac{\Delta t}{2}} (N^{+-}(t_1) + N^{++}(t_1) + N^{--}(t_1)) dt_1}$$

ii) Pour l'asymétrie

$$f(t) = \frac{\int_{t-\frac{\Delta t}{2}}^{t+\frac{\Delta t}{2}} (N^{-}(t_1) - N^{+}(t_1)) dt_1}{\int_{t-\frac{\Delta t}{2}}^{t+\frac{\Delta t}{2}} (N^{+}(t_1) + N^{-}(t_1)) dt_1} \frac{1}{A_{FB}^{bb}}$$

On remarque que si R(t) et f(t) vont nous permettre de visualiser simplement les oscillations, ce ne sont que de simples rapports et pas des densités, contrairement aux autres quantités ($N^{+/-}(t)$, $N^{+ + / - - / + -}(t)$...) introduites jusqu'ici.

III.3 SENSIBILITE AUX DIFFERENTS PARAMETRES DES OSCILLATIONS

III.3.1 EXEMPLE DE MÉLANGE

Nous allons introduire quelques exemples types de mélange qui nous permettront de tester à quel jeu de paramètres nous sommes sensibles et donc quelles nouvelles contraintes la mesure différentielle peut espérer donner à la théorie.

A partir des bornes sur x_d et x_s obtenues au § I.2 et des résultats du § II, nous introduisons 4 exemples (cf Table III.1).

a) Le premier exemple correspond aux deux limites inférieures de x_d et x_s données par la combinaison du modèle standard à 3 familles et de l'expérience ARGUS. Il constitue donc le mélange le plus faible attendu (nom générique : "mélange-faible").

b) Le deuxième exemple correspond d'une part à la valeur de x_d mesurée par ARGUS et d'autre part à une valeur de x_s inférieure à la limite fixée par la modèle standard, ce cas correspond à l'existence d'une quatrième famille. Le mélange total résultant (χ) est du même ordre de grandeur mais légèrement supérieur au a), il est donc intéressant de pouvoir distinguer ces deux cas, ce qui n'a pu être réalisé précédemment (nom générique:"quatrième - famille").

c) Le troisième exemple correspond à la valeur de x_d mesurée par ARGUS et à une valeur de x_s minimale dans le cadre du modèle standard à 3 familles. Il est intéressant de pouvoir faire une bonne mesure dans ce cas, car un tel type de mélange impose de fortes contraintes sur le modèle standard, le rapport $\frac{x_s}{x_d} = \left| \frac{V_{ts}}{V_{td}} \right|^2$ étant proche de sa valeur minimale (nom générique : "faible x_s ").

d) Enfin le quatrième exemple correspond aux valeurs moyennes prédites par une combinaison des résultats d'ARGUS et du modèle standard à 3 familles (nom générique "mélange - standard").

Nom générique	x_d	χ_d	x_s	χ_s	χ	χ
					$\rho_d=0.4$ $\rho_s=0.12$	$\rho_d=0.375$ $\rho_s=0.15$
a) "faible mélange"	0.44	0.081	2.45	0.429	0.084	0.095
b) "quatrième famille"	0.7	0.164	1.5	0.346	0.107	0.114
c) "faible x_s "	0.7	0.164	4.	0.47	0.122	0.132
d) "mélange - standard"	0.7	0.164	18	0.498	0.126	0.13

Table III.1 : exemples de mélange

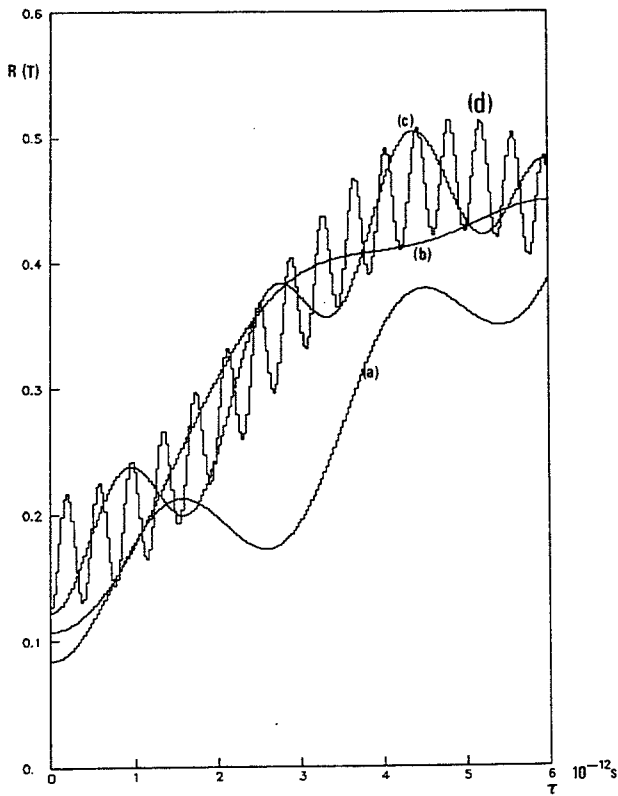


Figure III.1 : R(t)

a : "faible mélange" $x_d = .44$; $x_s = 2.45$
 c : "faible x_s " $x_d = .7$; $x_s = 4$

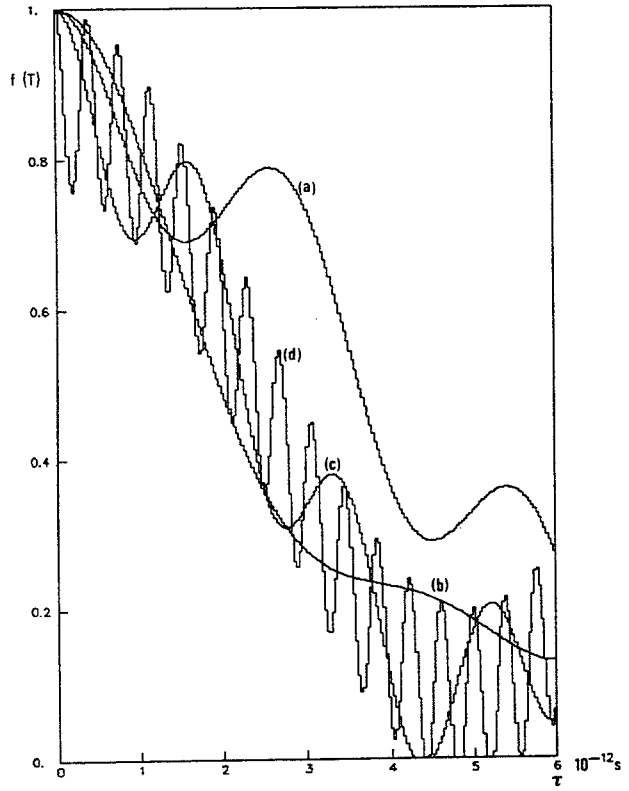


Figure III.2 : f(t)

b : "quatrième famille" $x_d = 0.7$; $x_d = 1.5$
 d : "mélange standard" $x_d = .7$; $x_s = 18$

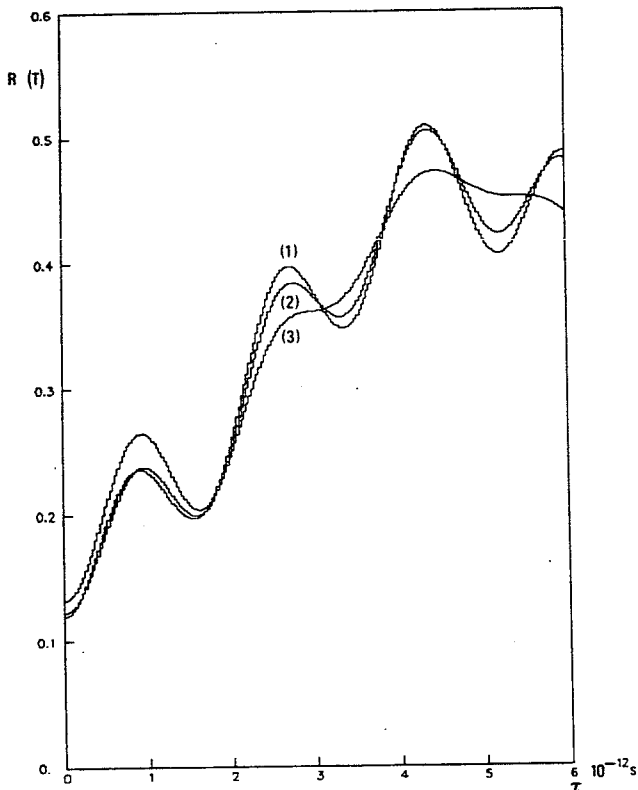


Figure III.3 : Action de ρq et Γq sur l'amplitude des oscillations ;

(1) : $\rho_d = .375$ $\rho_s = .15$ $\tau B_s^0 = \tau_B = 1.1 \cdot 10^{-12} s$

(2) : $\rho_d = .4$ $\rho_s = .12$ $\tau B_s^0 = \tau_B = 1.1 \cdot 10^{-12} s$

(3) : $\rho_d = .4$ $\rho_s = .12$ $\tau B_s^0 = .8 \cdot 10^{-12} s$

Nous avons besoin de fixer a priori d'autres paramètres comme ρ_q ($\sim P_q$) et Γ_q . Comme nous le verrons ces quantités interviennent surtout au niveau des amplitudes des oscillations. Leur choix ici n'est pas critique, nous prendrons la même durée de vie pour toutes les particules de beauté ($\tau_B = 1.1 \cdot 10^{-12} \text{s}$) et la répartition usuelle entre les différentes particules de beauté ($P_{B_d^0} = P_{B^+} = 0.4$; $P_{B_s^0} = 0.12$; $P_{\text{Baryon}} = 0.8$).

III.3.2 ACTION DE $\Delta M_q, \rho_q, \Gamma_q$ SUR LES OSCILLATIONS

On observe sur les courbes de $R(t)$ (cf figure III.1) et de $f(t)$ (cf figure III.2) pour les exemples définis précédemment, la dépendance de la fréquence des oscillations avec ΔM_q ($\nu_q \approx \frac{\Delta M_q}{2\pi}$ soit $\Gamma_q T_q \approx \frac{2\pi}{x_q}$).

On remarque que des exemples au χ voisin comme "mélange faible" (a) et "quatrième famille" (b) sont nettement séparés, leurs ΔM_d et ΔM_s respectifs étant différents. Par ailleurs les amplitudes des oscillations sont directement liées au poids $-\rho_q$ du méson considéré ; l'amplitude des oscillations correspondant au B_d^0 et au B_s^0 sont ici pour $R(t)$ et $f(t)$ dans le rapport de leur poids respectif soit $\frac{\rho_s}{\rho_d} = 0.3$.

Cette amplitude dépend également de la durée de vie des mésons, on a représenté figure III.3 $R(t)$ pour deux valeurs de $\tau_{B_s^0}$ ($\tau_{B_s^0} = \tau = 1.1 \cdot 10^{-12} \text{s}$ et $\tau_{B_s^0} = 0.8 \cdot 10^{-12} \text{s}$), on observe bien une différence dans les amplitudes, mais les fréquences des oscillations sont pratiquement inchangées, on a en effet pris dans les deux cas les mêmes valeurs de ΔM_q .

Avec une résolution en temps infini, ou du moins très petite devant la fréquence des oscillations, on peut a priori extraire d'une mesure de $R(t)$ ou de $f(t)$ tous les paramètres (soit $\Delta M_q, \Gamma_q, \rho_q$) indépendamment.

III.4 RESOLUTION EN TEMPS

III.4.1 ESTIMATION DE LA RÉOLUTION

Nous allons estimer ici la résolution en temps propre dans le cas particulier de la mesure de τ à partir du paramètre d'impact du lepton et de la direction du jet.

Le temps propre est relié au paramètre d'impact $-d-$ dans le plan transverse par la relation (cf figure III.4) :

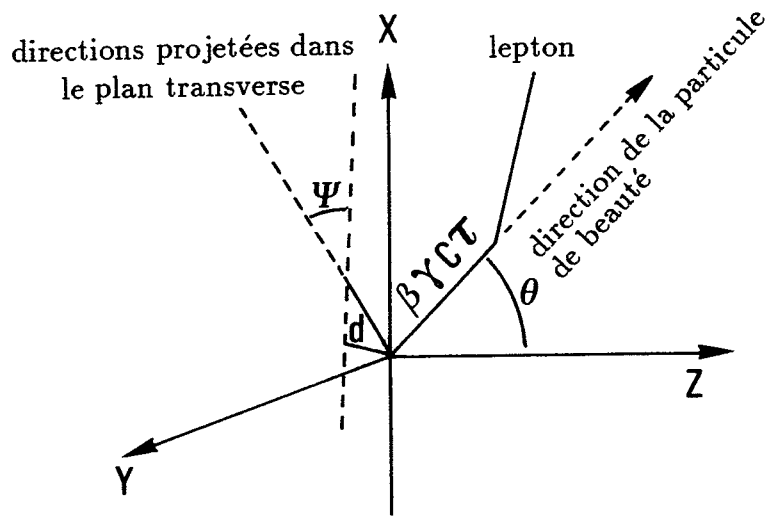


Figure III.4 : Paramètre d'impact $-d-$ et distance de vol $-\beta \gamma c \tau -$

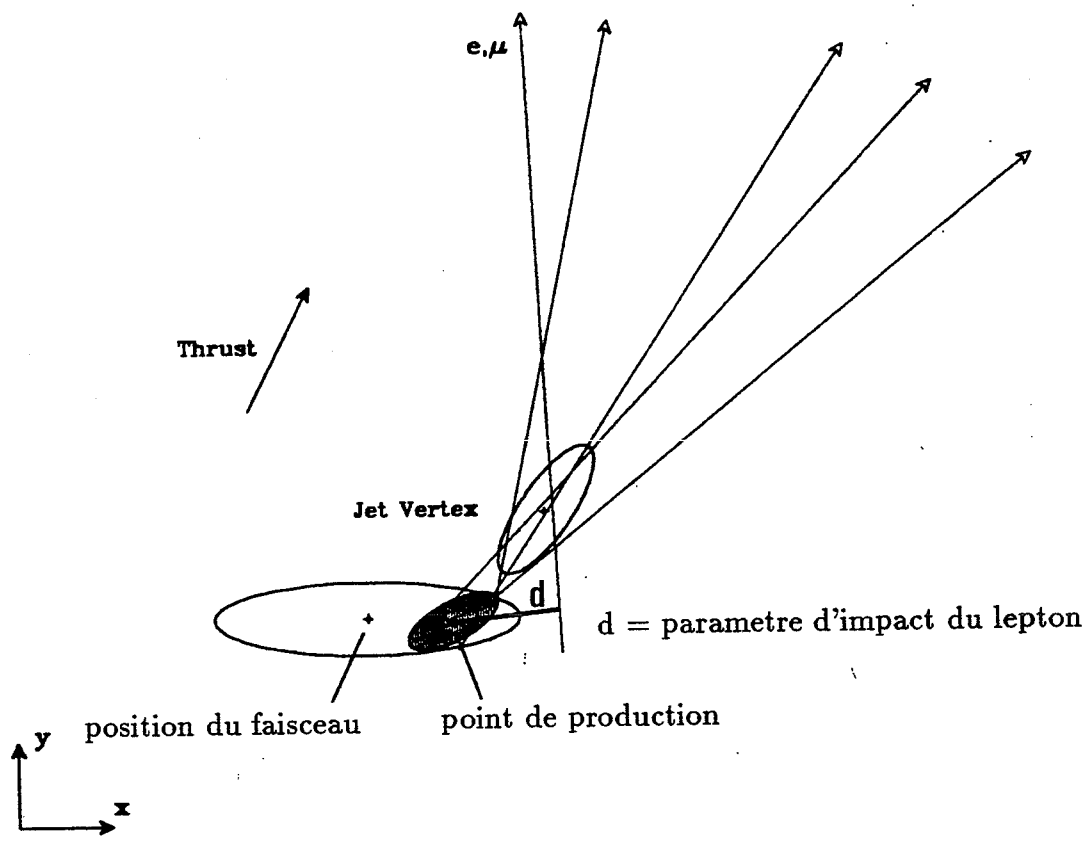


Figure III.5 : Reconstruction du point d'interaction à partir du jet-vertex

$$\tau = \frac{d}{c \sin \psi} \frac{1}{\sin \theta} \frac{1}{\beta \gamma}$$

où ψ est l'angle entre la particule de beauté initiale et le lepton dans le plan transverse

θ est l'angle de la particule de beauté avec l'axe du faisceau.

Une simulation Monte-Carlo de 10 000 $b\bar{b}$ donnant lieu à autant de désintégrations semi-leptoniques, a permis d'estimer les valeurs moyennes et les intervalles de variation des différents paramètres présents dans l'expression du temps propre.

On a pour cela réalisé sur cet échantillon les coupures décrites au § II.1 pour une identification des désintégrations semi-leptoniques de la beauté à partir des leptons à grand P_{\perp} , à savoir :

- on ne garde que les jets suffisamment alignés ($\cos \theta_{jj} < -0.95$)
- on réalise une coupure sur le P des leptons ($P > 2 \text{ GeV}$)
- on réalise une coupure sur le P_{\perp} des leptons ($P_{\perp} > 1.2 \text{ GeV}$).

Les résultats obtenus sont reportés Table III.2, la reconstruction des jets a été réalisée en ne gardant que les traces chargées dans l'acceptance du μ -vertex.

Si le μ -vertex permet pour des traces $\sim 10 \text{ GeV}$ une extrapolation avec une précision de $\sim 30 \mu\text{m}$ au niveau du point d'interaction, (cf figure I.3) le point d'interaction est, lui-même, mal défini.

Une première approche consiste à identifier le point de production des particules avec le centre de l'ellipse du faisceau. Dans ces conditions, l'erreur sur le paramètre d'impact s'écrit :

$$\sigma_d^2 = \sigma_{\mu\text{-vertex}}^2 + \sigma_x^2 \sin^2 \phi + \sigma_y^2 \cos^2 \phi$$

où ϕ est l'angle du lepton avec l'axe x,

σ_x, σ_y les paramètres de l'ellipse décrivant le point d'interaction. Il est à noter que si la taille de faisceau, attendue, est de $300 \mu\text{m}$ en x et $12 \mu\text{m}$ en y, on obtient pour le point d'interaction une dispersion qui correspond au produit des densités des deux faisceaux soit $\sigma_y = \frac{12}{\sqrt{2}} = 8.5 \mu\text{m}$ et $\sigma_x = \frac{300}{\sqrt{2}} = 212 \mu\text{m}$.

Ainsi l'erreur moyenne sur d est de l'ordre de $150 \mu\text{m}$, chiffres à comparer à la valeur moyenne du paramètre d'impact dans le plan transverse, soit $\sim 250 \mu\text{m}$.

	Valeur la plus probable	valeur moyenne
E de la particule de beauté	41 GeV	36.6 GeV ($\sigma_E = 6.2$ GeV)
γ de la particule de beauté	7.5	6.6 ($\sigma_\gamma = 1.3$)
Valeur moyenne de	sans coupure sur θ et ψ	avec coupure sur θ et ψ ($\theta > 45^\circ$, $\psi > 50$ mrad)
d	220 μm	250 μm
Longueur de vol transverse	1.56 mm	1.76 mm
Impulsion du Lepton	11 GeV	10 GeV
ψ	170 mrad	165 mrad
$\frac{\Psi_{\text{reconstruit}} - \Psi}{\text{tg } \psi}$	43 %	32 %
Angle entre jet reconstruit et particule de beauté dans le plan transverse	54 mrad	43 mrad

Table III.2 - Résultats d'une simulation de 10 000 événements $b\bar{b}$ au Z^0 (on ne génère que des désintégrations semi-leptoniques pour la beauté).

Afin de gagner en résolution, une méthode de reconstruction du point d'interaction pour des jets b se désintégrant dans un canal semi-leptonique, a été développée par MARK II^[19].

Cette méthode consiste à définir un "jet-vertex" formé à partir du lepton et des autres traces énergiques du jet (cf figure III.5). Une fois ce "jet-vertex" défini, il est projeté parallèlement à la direction du jet sur l'ellipse du faisceau. On réalise cette opération pour les deux jets d'un même événement dans le cas des événements dileptons.

Le gain quantitatif que l'on peut espérer par cette méthode dépend :

- de l'erreur dans la direction du jet reconstruit qui pour nous est $\sim 40 \mu\text{m}$ dans le plan transverse et de la distance du "jet-vertex" au point d'interaction, soit $\sim 1.76 \text{ mm}$. Ceci nous définit l'erreur due à la projection du "jet-vertex" soit $\sim 75 \mu\text{m}$,

- de la taille de l'ellipse définissant le "jet-vertex", elle est gouvernée par la résolution du μ -vertex et de la topologie de l'événement.

Nous allons donner ici une estimation de la largeur de l'ellipse du "jet-vertex" dans la direction perpendiculaire à l'axe du Thrust.

On remarque qu'en général la particule charmée produite dans les désintégrations semi-leptoniques des mésons beaux aboutit à un D^0 ou à un D_s^- de courte durée de vie, sauf pour le B_d^0 qui dans $\sim 65 \%$ des cas donne un D^- (les autres cas correspondant à $B_d^0 \rightarrow \ell^+ D^{*-} \rightarrow \ell^+ D^0 \pi^-$) [20].

Les paramètres d'impact des particules issues de la désintégration du D sont au niveau du jet vertex de l'ordre de $\frac{c\tau_D}{2}$ soit $\sim 60 \mu\text{m}$ pour le D^0 ($150 \mu\text{m}$ pour le D^+). Si on ajoute à cette dispersion l'erreur due au μ -vertex, soit $\sim 50 \mu\text{m}$ pour des particules de $\sim 2 \text{ GeV}$ et que l'on considère deux traces venant du D, on obtient une ellipse interceptant la direction du lepton avec une largeur transverse de $\sigma_D = \frac{1}{\sqrt{2}} (60 \oplus 50) \sim 55 \mu\text{m}$ pour un D^0 ($110 \mu\text{m}$ pour un D^+).

En combinant ces traces venant du D et le lepton issu du b, on obtient pour le "jet vertex" une dispersion transverse de :

$$\sigma_T^2 \text{ "jet vertex"} = \frac{\sigma_\ell^2 \sin^2 \psi_D + \sigma_D^2 \sin^2 \psi_\ell}{\sin^2(\psi_D + \psi_\ell)}$$

avec $\sigma_\ell \approx 30 \mu\text{m}$: erreur sur la trace du lepton au niveau du jet-vertex

$\sigma_D \sim 55 \mu\text{m}$

$\psi_D, \psi_\ell \sim 130 \text{ mrad}$: angle du D et du ℓ avec la direction de la particule de beauté initiale

d'où $\sigma_T \text{ "jet vertex"} \sim 35 \mu\text{m}$.

Ainsi la taille dans la direction x de l'ellipse du jet-vertex après projection sur l'ellipse du faisceau est

$$\sigma_{X \text{ "jet-vertex"}} \approx \sqrt{75^2 + 35^2} \frac{1}{\sin(\phi)} = \frac{85}{\sin(\phi)} \mu\text{m}$$

Cette méthode est donc complémentaire de l'utilisation de l'enveloppe du faisceau, elle devient intéressante pour $\phi > 35^\circ$, en deçà l'extension du "jet-vertex" dans la direction du jet ne permet pas d'améliorer la résolution. On a considéré dans ce raisonnement une extension infinie de l'ellipse du "jet-vertex" dans la direction du jet ce qui explique l'apparente divergence de l'expression de $\sigma_x^{\text{"jet-vertex"}}$ pour $\phi \sim 0$.

On estime donc une résolution moyenne sur d de $\langle \sigma_d \rangle \approx 100 \mu\text{m}$.

En combinant ce résultat à ceux de la table, on obtient :

$$\begin{aligned} \langle \sigma_t \rangle &= \sqrt{\left(\frac{\sigma_\gamma}{\langle \gamma \rangle}\right)^2 + \left(\frac{\langle \sigma_d \rangle}{\langle d \rangle}\right)^2 + \left(\frac{|\Delta\psi|}{Tg\psi}\right)^2} \langle \tau \rangle \\ &= \sqrt{(.2)^2 + (.4)^2 + (.3)^2} \langle \tau \rangle \\ &= .6 \cdot 10^{-12} \text{s} \end{aligned}$$

Nous prendrons par la suite deux exemples de résolution en temps :

$$\sigma_t = .5 \cdot 10^{-12} \text{ s}$$

et

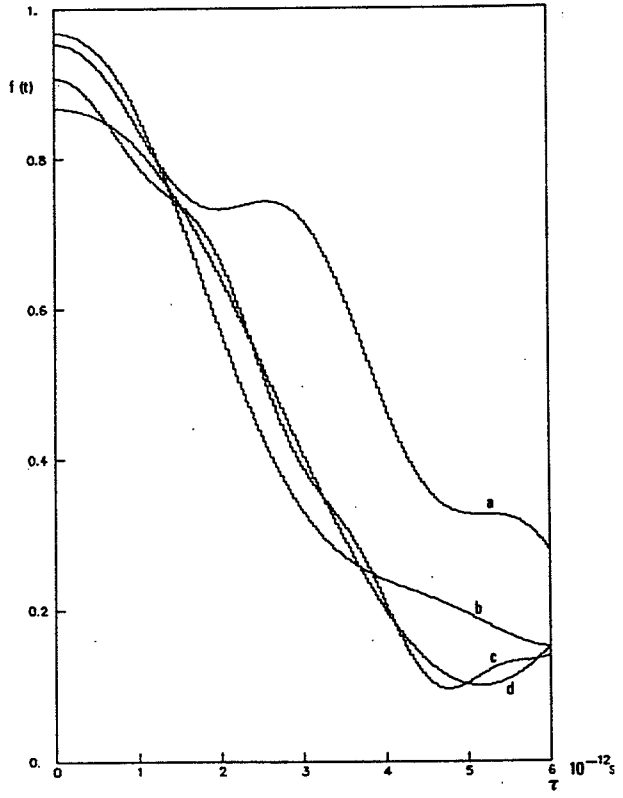
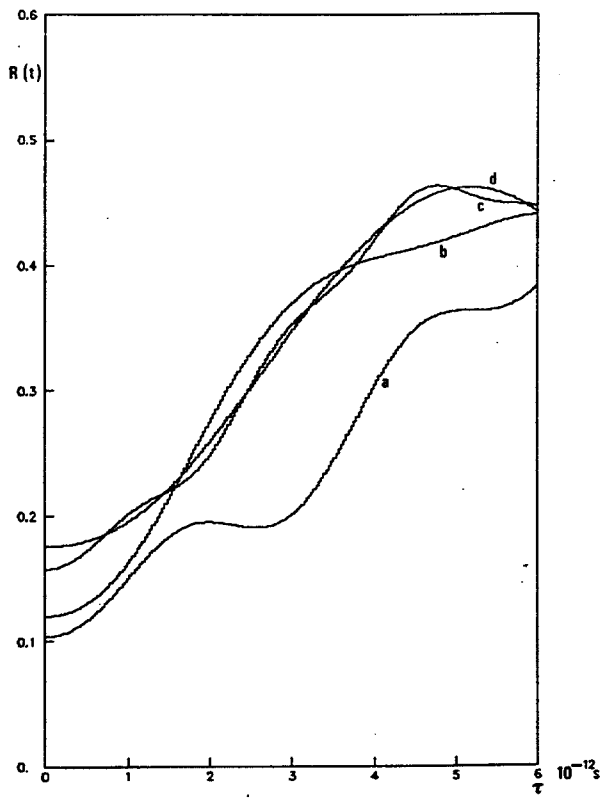
$$\sigma_t = 1. \cdot 10^{-12} \text{ s}$$

III.4.2 EFFET DE LA RÉOLUTION EN TEMPS SUR LES OBSERVABLES

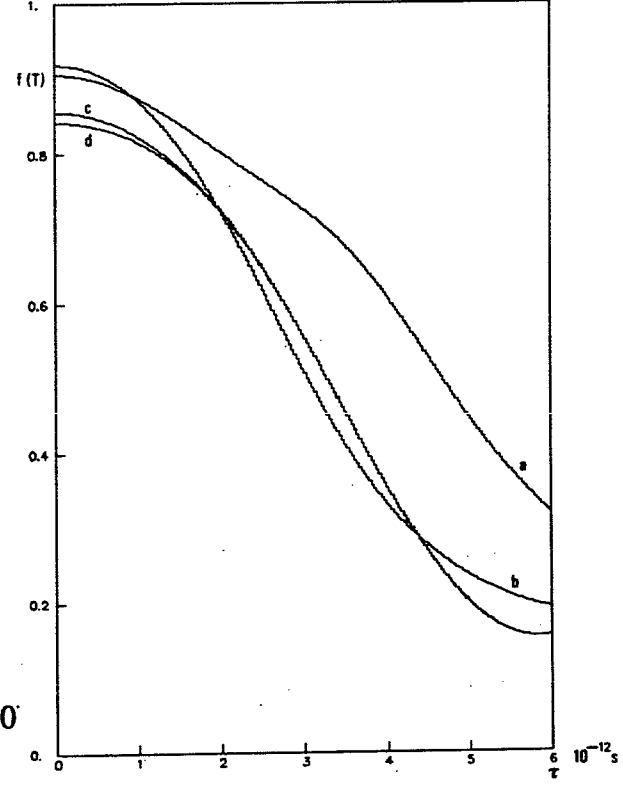
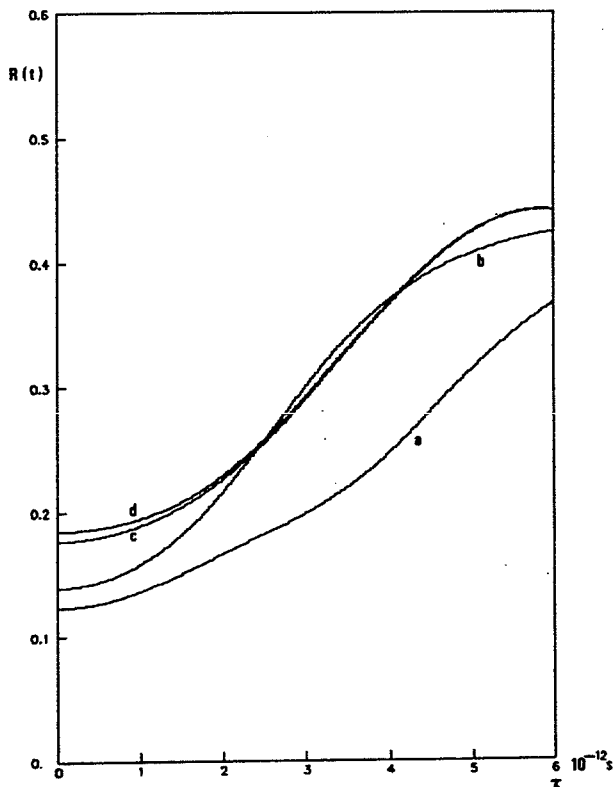
4.2.1 Fonction de résolution

Nous allons prendre une fonction de résolution gaussienne. Nous n'utiliserons pas ici la possibilité de signer le paramètre d'impact d, ainsi les temps propres observés seront toujours pris positifs.

Toutes les densités introduites s'exprimant en fonction de $\chi(t)$ et $S(t)$, on trouvera annexe B le calcul de $\chi_{\text{obs}}(t)$ et $S_{\text{obs}}(t)$ qui sont le résultat de la convolution de $\chi(t)$ et $S(t)$ avec la fonction de résolution ; $\chi_{\text{obs}}(t)$ et $S_{\text{obs}}(t)$ permettent d'exprimer les densités réellement observables.



$\sigma_T = .5 \cdot 10^{-12}$



$\sigma_T = 1 \cdot 10^{-12}$

Figures III.6 a : R(t)

Figures III.6 b : f(t)

a : "faible mélange" $x_D = .44$; $x_S = 2.45$
 c : "faible x_S " $x_D = .7$; $x_S = 4$

b : "quatrième famille" $x_D = 0.7$; $x_S = 1.5$
 d : "mélange standard" $x_D = .7$; $x_S = 18$

4.2.2. Comportement de $f_{obs}(t)$ et $R_{obs}(t)$

L'action de la résolution se fait sentir sur les oscillations aux périodes petites par rapport à σ_T . On peut fixer une limite sur les oscillations visibles pour une résolution donnée, du type

$$\sigma_t < \frac{1}{3} \frac{2\pi}{\Delta M_q}$$

soit
$$x_q < 2 \frac{T_q}{\sigma_T}$$

et pour
$$T_q = 1.1 \cdot 10^{-12} \text{ s} \quad \text{et} \quad \sigma_T = 0.5 \cdot 10^{-12} \text{ s}$$

$$x_q < 4$$

Ce chiffre n'est qu'une indication, la statistique jouant bien évidemment un rôle important sur la limite de visibilité des oscillations.

On a représenté figure III.6 $f_{obs}(t)$ et $R_{obs}(t)$ qui correspondent aux mêmes quantités que $f(t)$ et $R(t)$ mais calculées à partir des densités tenant compte de la résolution.

On observe que les oscillations B_s^0 sont, de manière générale à cause de la grande valeur de ΔM_s , moins nettes que celles du B_d^0 .

Deux exemples au χ voisin mais avec des ΔM_s et des ΔM_d nettement différents (ex : "mélange faible" (a) et "quatrième famille" (b)) se séparent bien.

Par contre, comme le laissait prévoir notre résolution grossière, deux mélanges qui ne se distinguent que par leur ΔM_s , tous deux élevés (≥ 4) se séparent mal, on observe cependant une légère différence pour les petits temps propres ($T \leq \sigma_T$). Cet écart initial est issu des premières oscillations qui contribuent à elles seules à la différence des χ .

Il est intéressant de noter que si les oscillations pour ΔM_q petit par rapport à σ_T , sont toujours indépendantes de ρ_q et Γ_q , cependant les extrema subissent un décalage qui varie suivant σ_T (cf figure III.7).

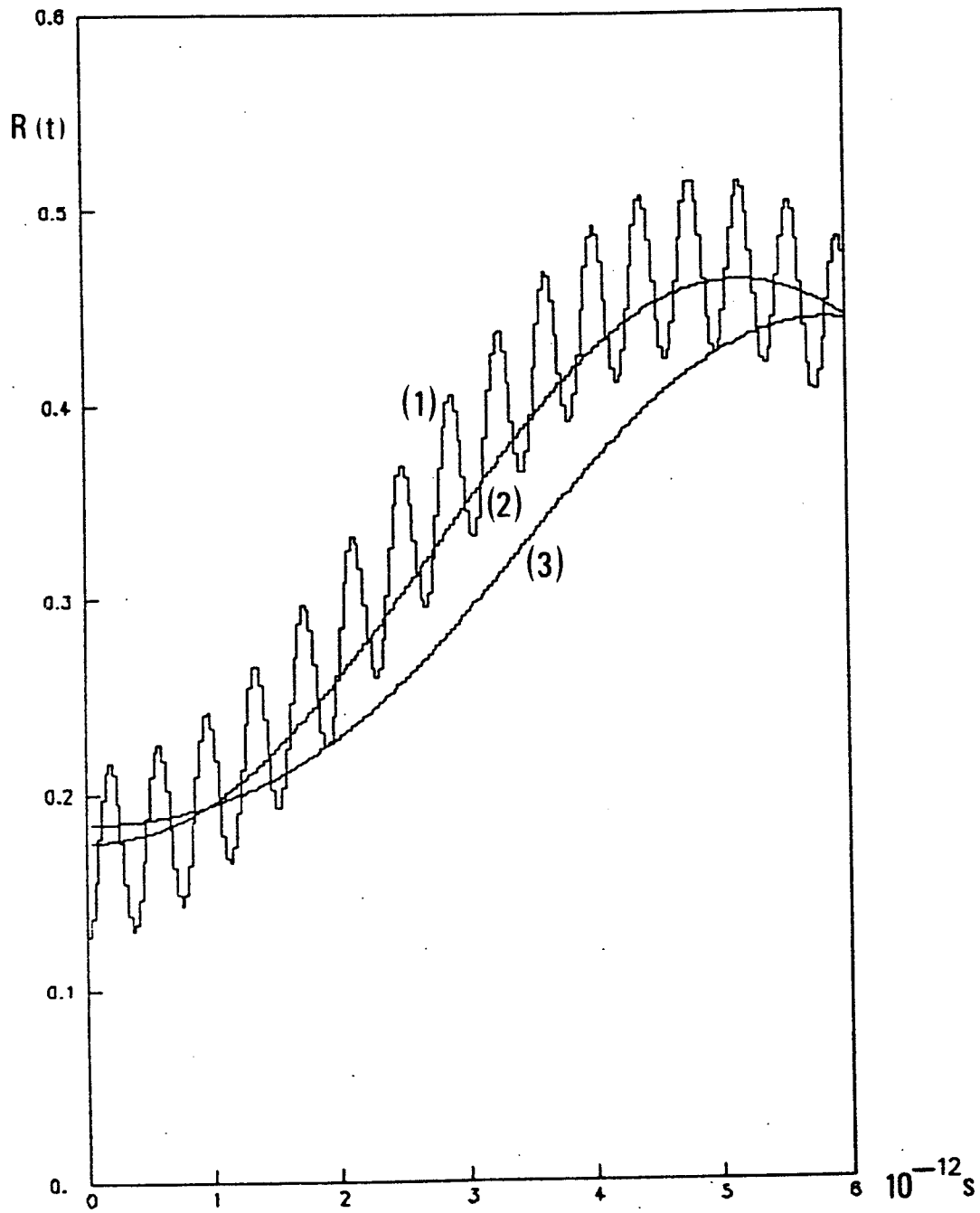


Figure III.7 : Décalage de l'extremum correspondant aux oscillations du B_d^0 / \bar{B}_d^0 pour différents σ_T :
 (1) $\sigma_T \rightarrow 0$ (2) $\sigma_T = .5 \cdot 10^{-12}$ s (3) $\sigma_T = 1. \cdot 10^{-12}$ s

III.5 ERREUR STATISTIQUE

III.5.1 INTRODUCTION

Afin d'estimer la résolution que l'on peut atteindre par une méthode différentielle, il est nécessaire de calculer à partir des différentes densités définies précédemment, l'erreur statistique sur nos observables.

L'intervalle en temps considéré pour calculer $R_{\text{obs}}(t)$ et $F_{\text{obs}}(t)$ a été choisi égal à notre résolution temporelle, une valeur plus petite ne permettant pas de toute façon d'extraire une information qui a été "gommée" par une résolution en temps trop grossière.

III.5.2 DILEPTON

Afin de fixer les idées, on a calculé $\sigma_R(t)$ pour une statistique de 1500 événements dileptons ce qui correspond à $3.5 \cdot 10^6 Z^0$, on tient compte dans ce chiffre des coupures nécessaires pour reconstruire le temps propre, en particulier en demandant que l'événement soit dans l'acceptance du μ -vertex ($\theta > 45^\circ$).

Les figures III.8 donnent une idée de la visibilité des différentes oscillations ; on a indiqué autour de la valeur moyenne théorique les erreurs statistiques attendues.

Afin de donner une idée plus quantitative de la précision statistique obtenue, on a réalisé un test d'hypothèse :

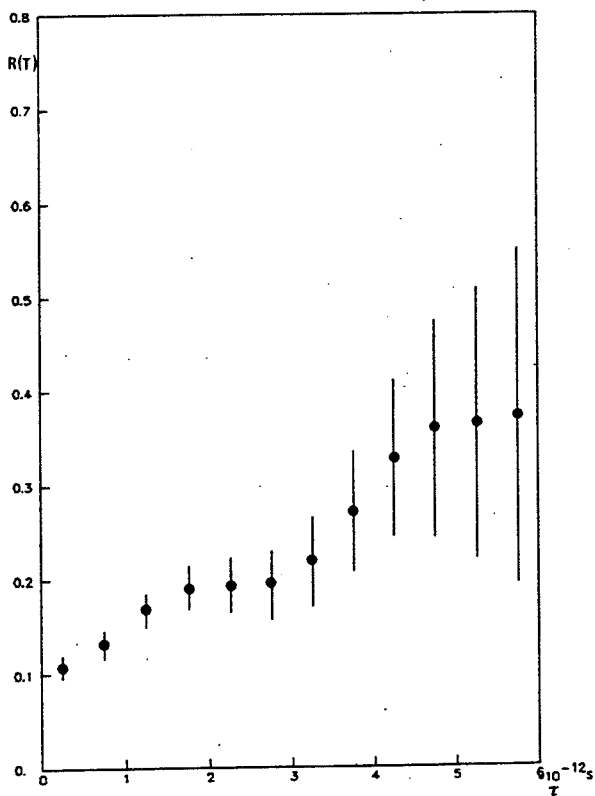
Pour chaque exemple, on connaît les valeurs théoriques des différents événements dileptons, notés $\langle N_{\text{obs}}^{++/-}(t) \rangle$ et $\langle N_{\text{obs}}^+(t) \rangle$ en faisant varier x_d et x_s , on obtient $N_{\text{obs}}^{++/-}(t)$ et $N_{\text{obs}}^+(t)$. On peut alors définir un test du χ^2 à $N_T - 1$ degrés de liberté, où N_T est le nombre d'intervalle en temps :

$$\chi^2 = \sum_{N_T} \frac{(N_{\text{obs}}^{++/-}(t) - \langle N_{\text{obs}}^{++/-}(t) \rangle)^2}{\langle N_{\text{obs}}^{++/-}(t) \rangle} + \frac{(N_{\text{obs}}^+(t) - \langle N_{\text{obs}}^+(t) \rangle)^2}{\langle N_{\text{obs}}^+(t) \rangle}$$

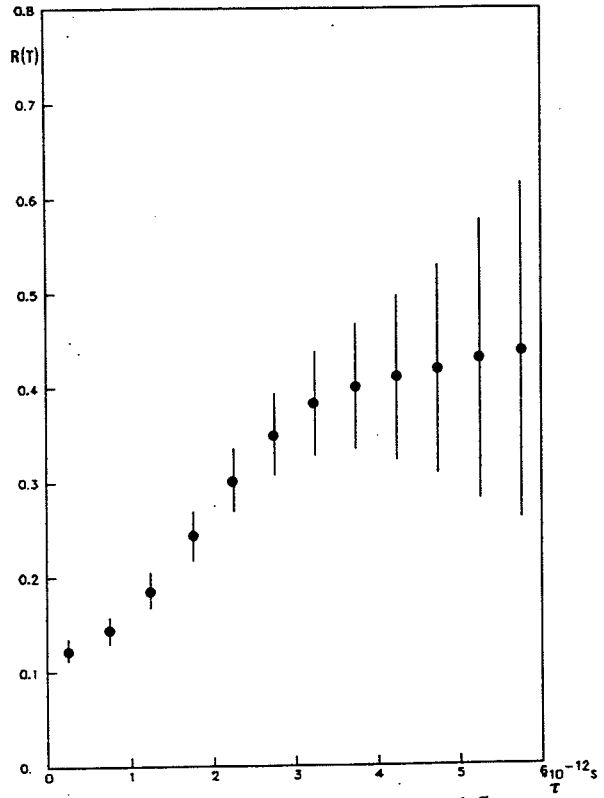
On obtient ainsi pour un ensemble de valeurs de x_d et x_s la probabilité du χ^2 et on estime alors pour un intervalle de confiance donné notre pouvoir de séparation entre les différents couples x_d et x_s .

On a reporté figure III.9 les résultats de ces calculs.

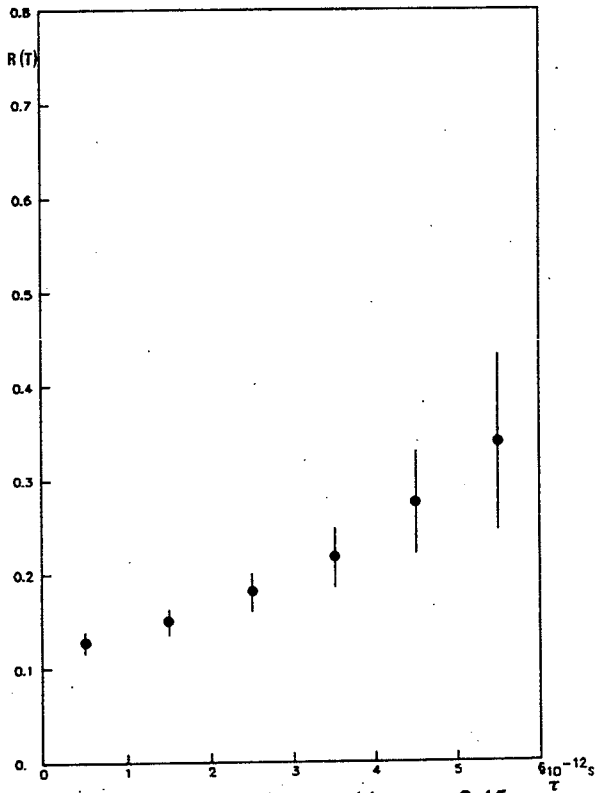
Il ressort de ces figures qu'obtenir une borne supérieure aux oscillations du B_S^0 pour ΔM_S élevé ($x_s > 1.5$) n'est pas possible avec $3.5 \cdot 10^6 Z^0$ et $\sigma_T \geq 0.5 \cdot 10^{-12}$ s. Seul le cas correspondant à une violation du modèle standard (cf figure II.9b) permet d'obtenir



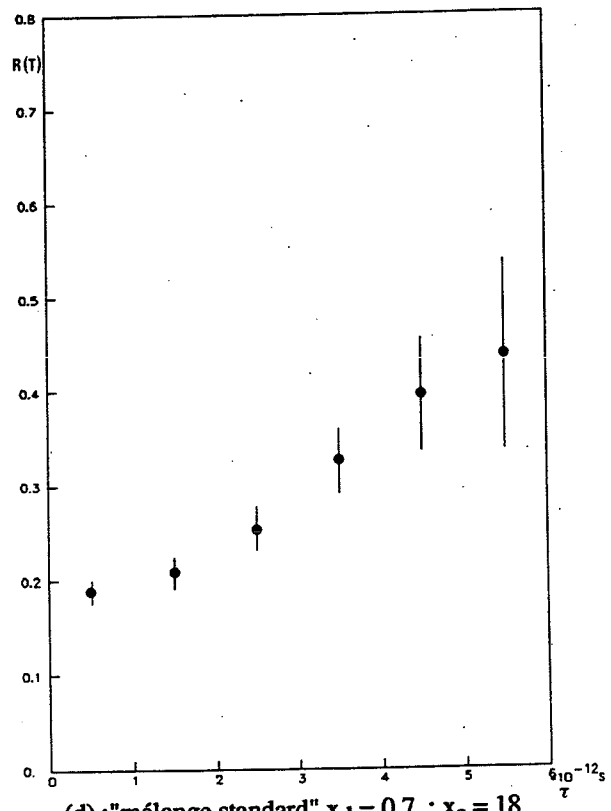
(a) "faible mélange" $x_D = .44$; $x_S = 2.45$
 $\sigma_T = 0.5 \cdot 10^{-12}$ s ; 1500 dileptons



(b) "quatrième famille" $x_D = .7$; $x_S = 1.5$
 $\sigma_T = 0.5 \cdot 10^{-12}$ s ; 1500 dileptons

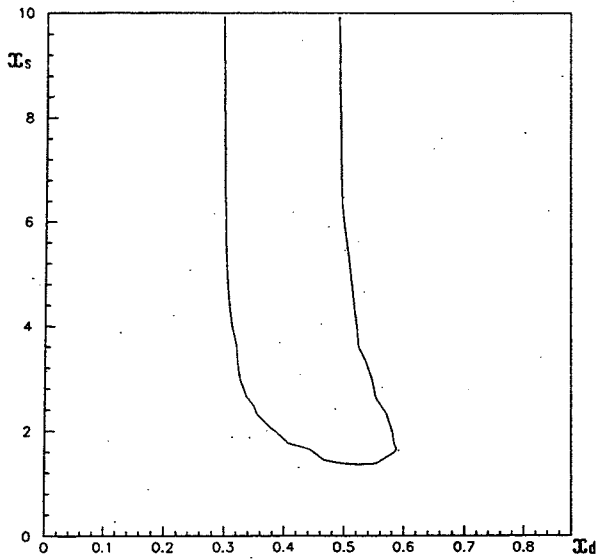


(c) : "faible mélange" $x_D = .44$; $x_S = 2.45$
 $\sigma_T = 1.10^{-12}$ s ; 1500 dileptons

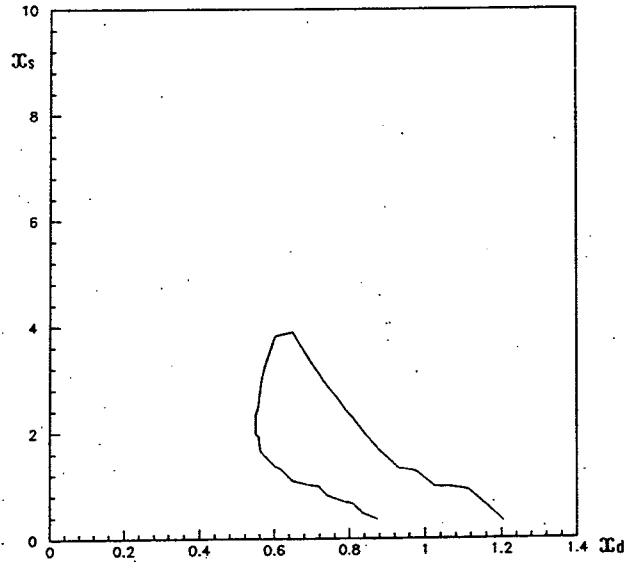


(d) : "mélange standard" $x_D = 0.7$; $x_S = 18$
 $\sigma_T = 1.10^{-12}$ s ; 1500 dileptons

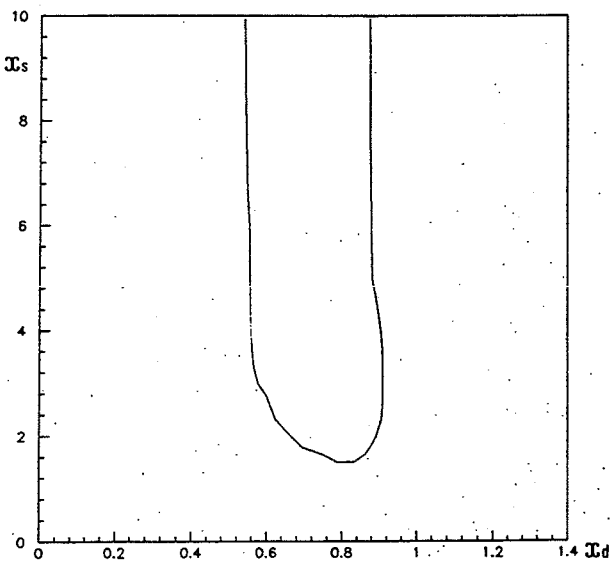
Figure III.8 : Précision statistique sur $R(t)$



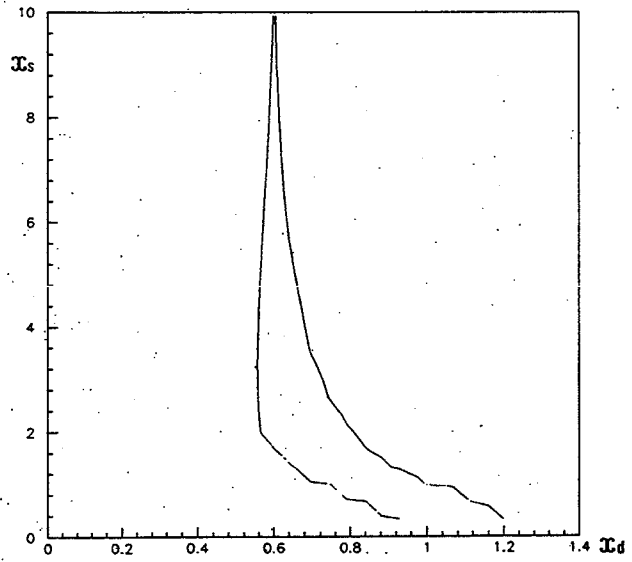
(a) : "Mélange faible"
 $x_d = 0.44 ; x_s = 2.45$
 $\sigma_T = 0.5 \cdot 10^{-12} \text{s}$
 1500 dileptons ($\sim 3.5 \cdot 10^6 Z^0$)



(b) : "Quatrième famille"
 $x_d = 0.7 ; x_s = 1.5$
 $\sigma_T = 0.5 \cdot 10^{-12} \text{s}$
 1500 dileptons



(c) : " faible x_s "
 $x_d = 0.7 ; x_s = 4$
 $\sigma_T = 0.5 \cdot 10^{-12} \text{s}$
 1500 dileptons



(d) : "Quatrième famille"
 $x_d = 0.7 ; x_s = 1.5$
 $\sigma_T = 1 \cdot 10^{-12} \text{s}$
 1500 dileptons

Figure III.9 : Séparation entre plusieurs hypothèses de x_s, x_d à 95 % cl pour un couple x_s, x_d donné

une borne supérieure sur x_S , qui par ailleurs, n'exclut pas complètement le modèle standard. On obtient cependant ici un progrès par rapport aux méthodes intégrales où aucune borne supérieure sur x_S n'avait pu être obtenue dans ce cas. Pour des mélanges compatibles avec le modèle standard, on obtient une borne inférieure sur $x_S \sim 1.5$ (95 % cl) soit $x_S > 0.35$ ce qui n'est que légèrement supérieur à la valeur obtenue par la méthode intégrale ($x_S > 0.3$).

Il n'est cependant pas exclu de pouvoir obtenir des limites plus contraignantes par une augmentation de la statistique et / ou une augmentation de la résolution ; par exemple les oscillations que l'on devine figure III.8 (a) ($x_S = 2.45$) sont mesurables avec $7 \cdot 10^6 Z^0$ et $\sigma_T = 0.5 \cdot 10^{-12} \text{s}$ (cf figure III.10).

La méthode différentielle permet une mesure de x_D avec une précision statistique que l'on peut estimer de l'ordre de 15-20 % pour 1500 dileptons (ARGUS actuellement a une précision totale de 26 % sur x_D). L'intérêt de cette mesure réside surtout dans sa faible dépendance vis à vis du poids des mésons B_D^0 au niveau des désintégrations semi-leptoniques des particules de beauté. Elle constitue à ce titre une mesure complémentaire de x_D très intéressante. La méthode différentielle est par ailleurs un bon moyen pour séparer le mélange B_D^0 / \bar{B}_D^0 du mélange B_S^0 / \bar{B}_S^0 .

On peut a priori réaliser la même étude pour une mesure différentielle du mélange par l'asymétrie, cependant, on arrive aux mêmes conclusions que dans l'étude intégrale. A moins de disposer de faisceaux polarisés, ou de réaliser la mesure sur un échantillon enrichi en B_S^0 si $x_S \sim 0.5$, on obtient une précision bien plus mauvaise par l'asymétrie que par les dileptons.

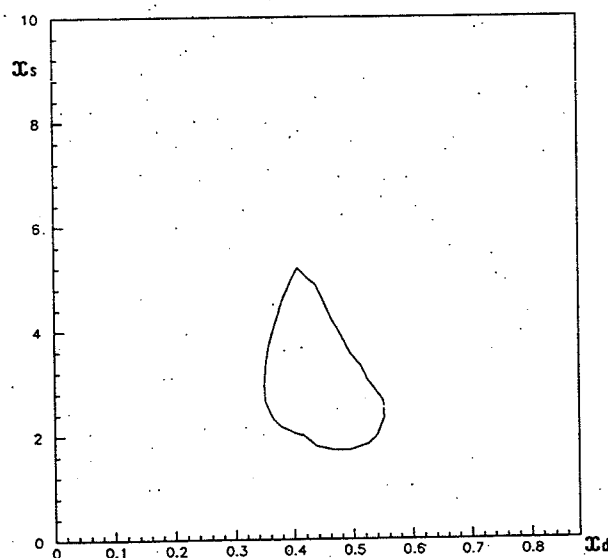


Figure III.10 : Séparation entre plusieurs hypothèses de x_D , x_S à 95 % cl pour $x_D = 0.44$; $x_S = 2.45$ ("mélange faible") $\sigma_T = 0.5 \cdot 10^{-12} \text{s}$ et 3000 dileptons ($\sim 7 \cdot 10^6 Z^0$)

III.6 RESUME ET CONCLUSIONS

L'accès à χ et χ_s par une mesure intégrale permettra d'obtenir à DELPHI certaines conclusions sur le mélange B_q^0 / \bar{B}_q^0 :

- pour un mélange B_s^0 / \bar{B}_s^0 maximal ($\chi_s \sim 0.42 - 0.5$, valeur prédite par le modèle standard à partir des résultats d'ARGUS), il est possible d'obtenir une borne inférieure sur χ_s ($\chi_s > 0.3$ à 90 % cl pour $3 \cdot 10^6 Z^0$ avec $B(Z^0 \rightarrow b\bar{b}) = 15.4$ %), mais aucune borne supérieure n'est accessible,

- pour $\chi_s \leq 0.25$, soit un mélange B_s^0 / \bar{B}_s^0 du même ordre de grandeur que B_d^0 / \bar{B}_d^0 , on obtient avec $3 \cdot 10^6 Z^0$ une borne supérieure sur χ_s qui permet d'exclure à 90% cl le modèle standard à 3 familles.

On peut obtenir des résultats plus contraignants en réalisant une mesure différentielle des oscillations B_q^0 / \bar{B}_q^0 . Dans cette approche, en accédant directement à ΔM_q , la saturation de χ_q pour les grandes valeurs de ΔM_q n'est plus pénalisante. De plus cette mesure du mélange est peu sensible à des paramètres comme ρ_q ($\rho_q \sim P_q = Br(b \rightarrow B_q + X)$) dont la connaissance est indispensable, dans une mesure intégrale, pour extraire χ_q .

Avec une résolution de $\sigma_t \sim \frac{1}{2} \tau_B$, obtenue à l'aide du paramètre d'impact du lepton issu de la beauté et de la direction du jet, on peut accéder aux résultats suivants :

- une mesure de ΔM_d ($\sigma_{x_d \text{ stat}} \approx 15-20$ % pour $3.5 \cdot 10^6 Z^0$) moins sensible à ρ_d que les résultats d'ARGUS ($\sigma_{x_d} \approx 26$ %) et qui devrait permettre une confirmation indépendante de la valeur du mélange B_d^0 / \bar{B}_d^0 ,

- une borne supérieure sur ΔM_s pour un mélange B_s^0 / \bar{B}_s^0 faible (jusqu'à $x_s \sim 3$ ex: pour $x_s = 2.45$, on obtient ($\sigma_{x_s \text{ stat}} \approx 40$ % pour $7 \cdot 10^6 Z^0$).

Cependant pour mesurer un mélange B_s^0 / \bar{B}_s^0 plus important (la valeur de x_s "moyenne" prédite par une combinaison des résultats d'ARGUS et du modèle standard à 3 familles est $x_s \approx 18$), il est nécessaire de disposer d'une meilleure résolution en temps propre que celle prise en exemple ici ; la mise au point d'une méthode de reconstruction directe du vertex du B permettant de signer la saveur b (où \bar{b}) semble être le seul moyen d'y parvenir et constitue la suite logique de cette étude.

ANNEXE A

COMPLEMENT SUR L'EVOLUTION TEMPORELLE DES OSCILLATIONS

Afin d'éviter toute ambiguïté, nous allons dans cette annexe, donner des définitions et des calculs complémentaires sur la dépendance temporelle des oscillations. Dans tout ce qui suit on considère que CP est conservé.

A.1) EXPRESSION de $P(B_q^0, 0 \rightarrow \ell^{+(-)}, t)$

On a par définition :

$$P(B_q^0 \rightarrow \ell) = \int_0^{+\infty} (P(B_q^0, 0 \rightarrow \ell^+, t) + P(B_q^0, 0 \rightarrow \ell^-, t)) dt$$

comme par ailleurs $P(B_q^0, 0 \rightarrow \ell^{+(-)}, t) = \text{cte} \cdot |a_{+(-)}(t)|^2$

on obtient : $\text{cte} \int_0^{+\infty} |a_+(t)|^2 + |a_-(t)|^2 dt = P(B_q^0 \rightarrow \ell)$

d'où $\text{cte} = P(B_q^0 \rightarrow \ell) (1 - y_q^2) \Gamma_q$

Nous prendrons $y_q = 0$; d'où :

$$P(B_q^0, 0 \rightarrow \ell^{+(-)}, t) = \Gamma_q P(B_q^0 \rightarrow \ell) |a_{+(-)}(t)|^2 \quad (\text{A.I})$$

A.2) MESURE DES OSCILLATIONS

a) Expression de χ

On définit χ comme la probabilité qu'un quark b (\bar{b}) initial, aboutisse à une désintégration semi-leptonique du mauvais signe (sachant qu'il se désintègre dans un mode semi-leptonique).

$$\chi = \frac{\Gamma(b \rightarrow \ell^+)}{\Gamma(b \rightarrow \ell^-) + \Gamma(b \rightarrow \ell^+)}$$

On en déduit :

$$\chi = \frac{P_d P(\bar{B}_d^0 \rightarrow \ell^+) + P_s P(\bar{B}_s^0 \rightarrow \ell^+)}{\sum_{\phi} P_{\phi} P(\bar{B}_{\phi} \rightarrow \ell^-) + P_d P(\bar{B}_d \rightarrow \ell^-) + P_s P(\bar{B}_s \rightarrow \ell^-) + P_d P(\bar{B}_d \rightarrow \ell^+) + P_s P(\bar{B}_s \rightarrow \ell^+)}$$

avec * $P_q^- = P_q = P(b \rightarrow \bar{B}_q)$ la probabilité qu'un B_q soit produit par hadronisation d'un quark b

* $P(\bar{B}_q \rightarrow \ell^-)$ probabilité qu'un B_q initial donne un ℓ^-

* $P(\bar{B}_q \rightarrow \ell^+)$ probabilité qu'un B_q initial donne un ℓ^+

* B_{ϕ} baryon ou méson non oscillant ($\neq B_s^0, B_d^0$)

donc $P(\bar{B}_{\phi} \rightarrow \ell^-) = P(B_{\phi} \rightarrow \ell)$

on rappelle que $P(\bar{B}_q^0 \rightarrow \ell^-) + P(\bar{B}_q^0 \rightarrow \ell^+) = P(\bar{B}_q^0 \rightarrow \ell)$

et que $\frac{P(\bar{B}_q^0 \rightarrow \ell^+)}{P(\bar{B}_q^0 \rightarrow \ell^-)} = r_q$

d'où $P(\bar{B}_q^0 \rightarrow \ell^+) = \frac{r_q}{1+r_q} P(\bar{B}_q^0 \rightarrow \ell)$

et
$$P(\bar{B}_q^0 \rightarrow \ell^-) = \frac{1}{1+r_q} P(B_q^0 \rightarrow \ell)$$

ainsi
$$\chi = \rho_d^{SL} \frac{r_d}{1+r_d} + \rho_s^{SL} \frac{r_s}{1+r_s}$$

$$\chi = \rho_d^{SL} \chi_d + \rho_s^{SL} \chi_s$$

avec
$$\chi_q = \frac{r_q}{1+r_q}$$

$$\rho_q^{SL} = \frac{P_q P(B_q \rightarrow \ell)}{\sum_{q=\text{tot}} P_q P(B_q \rightarrow \ell)}$$

$\sum_{q=\text{tot}}$ correspond à une somme sur toutes les particules de beauté,

On pose : $\rho_q^{SL} \equiv \rho_q$, c'est-à-dire que le poids de chaque particule de beauté (= ρ_q) est défini ici à partir des poids de sa désintégration semi-leptonique.

b) Etude différentielle

Par analogie avec χ on définit $\chi(t)$ comme la densité de probabilité qu'un quark b initial donne lieu à une désintégration semi-leptonique de mauvais signe entre t et $t + dt$ (sachant qu'il se désintègre semi-leptoniquement entre 0 et $+\infty$). Donc :

$$\chi(t) = \frac{\sum_{q=d,s} P_q P(\bar{B}_q^0 \rightarrow \ell^+, t)}{\sum_{q=\text{tot}} P_q P(B_q \rightarrow \ell)}$$

d'après (AI)
$$= \frac{\sum_{q=d,s} P_q |a_{q-}(t)|^2 P(B_q^0 \rightarrow \ell) \Gamma_q}{\sum_{q=\text{tot}} P_q P(B_q \rightarrow \ell)}$$

$$= \sum_{q=d,s} \rho_q \Gamma_q e^{-\Gamma_q t} \sin^2 \frac{\chi_q}{2} \Gamma_q t$$

Dans l'étude différentielle, on introduit aussi $S(t)$ comme la densité qu'un quark b initial qui se désintègre semi-leptoniquement le fasse entre t et $t + dt$. D'où :

$$S(t) = \frac{\sum_{q=\text{tot}} P_q \left[P(B_q 0 \rightarrow \ell^+, t) + P(B_q 0 \rightarrow \ell^-, t) \right]}{\sum_{q=\text{tot}} P_q P(B_q \rightarrow \ell)}$$

$$= \sum_{q=\text{tot}} \rho_q \Gamma_q e^{-\Gamma_q t}$$

$\chi(t)$ et $S(t)$ sont normalisés tel que :

$$\int_0^{+\infty} X(t) dt = \chi \quad \text{et} \quad \int_0^{+\infty} S(t) dt = 1$$

ANNEXE B

Résolution gaussienne Calcul de $\chi_{\text{obs}}(T)$ et $S_{\text{obs}}(T)$

On introduit la résolution gaussienne $T_{\text{dif}}(T_{\text{obs}}, T)$

$$T_{\text{dif}}(T_{\text{obs}}, T) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \sigma_T} \left(e^{-\frac{(T - T_{\text{obs}})^2}{2\sigma_T^2}} + e^{-\frac{(T + T_{\text{obs}})^2}{2\sigma_T^2}} \right)$$

où l'on a pris en compte (cf § III.4.2.1) que le temps propre mesuré (T_{obs}) est toujours positif. On a :

$$\chi_{\text{obs}}(T) = N_\chi \int_0^{+\infty} T_{\text{dif}}(T, T') \chi(T') dT'$$

soit :

$$\chi_{\text{obs}}(T) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \sigma_T} \int_0^{+\infty} \left(e^{-\frac{(T' - T)^2}{2\sigma_T^2}} + e^{-\frac{(T' + T)^2}{2\sigma_T^2}} \right) \left(\sum_{q=d,s} \rho_q \Gamma_q e^{-\Gamma_q T'} \sin^2 \left(\frac{\Delta M_q T'}{2} \right) \right) dT'$$

On introduit les intégrales suivantes :

$$i) I_1(a, b) = \int_0^{+\infty} e^{-aT^2 - bT} dT$$

$$= e^{b^2/4a} \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\pi}{a}} \left(1 - \Phi\left(\frac{b}{2\sqrt{a}}\right) \right)$$

avec

$$\Phi(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-T^2} dT$$

pour x réel, $\Phi(x) = \text{erf}(x)$

$$\text{ii) } I_2(a, b, D) = \int_0^{+\infty} e^{-aT^2 - bT} \cos(DT) dT$$

$$= \frac{1}{4} \sqrt{\frac{\pi}{a}} \{w(z) + w(-z^*)\}$$

avec

$$w(z) = e^{-z^2} \left[1 + \frac{2i}{\sqrt{\pi}} \int_0^z e^{-x^2} dx \right]$$

et

$$z = \frac{D + ib}{2\sqrt{a}}$$

$w(z)$ est la fonction d'erreur complexe.

On peut montrer en utilisant la décomposition en partie réelle et partie imaginaire de $w(z)$ donnée par Faddeyeva et al.^[21] que :

$$w(z) + w(-z^*) = 2 \text{Re}(w(z))$$

On a donc :

$$I_2(a, b, D) = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\pi}{a}} \text{Re}(w(z))$$

avec :

$$z = \frac{D + ib}{2\sqrt{a}}$$

$$\begin{aligned} \text{iii) } I_3(a, b, D) &= 2 \int_0^{+\infty} e^{-aT^2 - bT} \sin^2\left(\frac{D}{2} T\right) dT \\ &= I_1(a, b) - I_2(a, b, D) \end{aligned}$$

Donc :

$$\chi_{\text{obs}}(T) = \frac{1}{4} e^{-\frac{T^2}{2\sigma_T^2}} \sum_{q=d,s} \left[I_3(a, b_{-q}, D_q) + I_3(a, b_{+q}, D_q) \right]$$

avec

$$a = \frac{1}{2\sigma_T^2}$$

$$b_{-q} = \Gamma_q - \frac{T}{\sigma_T^2}$$

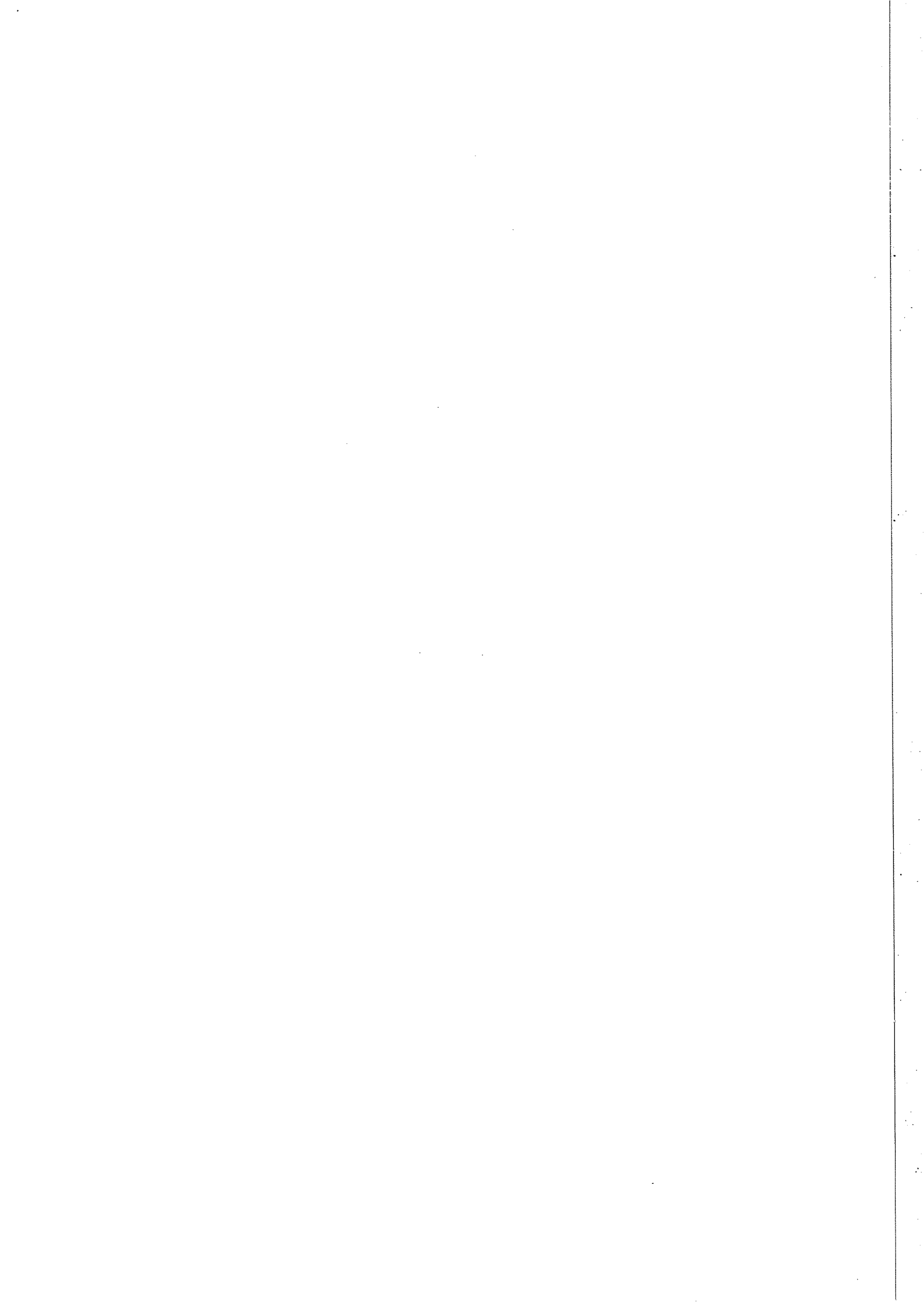
$$b_{+q} = \Gamma_q + \frac{T}{\sigma_T^2}$$

$$D_q = \Delta M_q$$

On calcule de même $S_{\text{obs}}(T)$:

$$\begin{aligned} S_{\text{obs}}(T) &= N_s \int_0^{+\infty} T_{\text{dif}}(T, T') S(T') dT' \\ &= \frac{e}{2} \frac{T^2}{2\sigma_T^2} \sum_B \rho_B \Gamma_B \left[I_1(a, b_{+B}) + I_1(a, b_{-B}) \right] \end{aligned}$$

où B représente une particule de beauté quelconque.



ANNEXE C

LE MELANGE $B_d^0 \bar{B}_d^0$ à l' $Y(4S)$

C.1) EFFET DU MELANGE SUR DES ETATS COHERENTS

Dans le paragraphe II.2., on a développé l'évolution d'un méson B_q^0 seul, sans tenir compte d'éventuelles contraintes inhérentes à sa production.

Cependant, c'est par paire $b\bar{b}$ que sont créés les quarks b au pôle du Z^0 ou à l' $Y(4S)$. Ainsi des réactions du type $e^+e^- \rightarrow B_d^0 \bar{B}_d^0 + x$ sont à étudier avec soin car les deux mésons produits peuvent osciller, l'un donnant l'autre. La statistique de Bose-Einstein doit être prise en compte. Considérons deux bosons : $B_q^0 \bar{B}_q^0$ plaçons nous dans leur centre de masse et soit L leur moment orbital relatif.

La partie orbitale de leur fonction d'onde est de parité $(-1)^L$; la fonction d'onde symétrique s'écrit donc :

$$\Psi_L(t) = |B_q^0(t), K; \bar{B}_q^0(t), -K\rangle + (-1)^L | \bar{B}_q^0(t), K; B_q^0(t), -K\rangle \quad (C.1)$$

La présence de ces deux termes introduit des interférences par rapport au cas incohérent ; l'évolution du système s'en trouve modifiée.

On trouvera dans l'annexe C.2 un calcul complet sur la mesure du mélange par dilepton dans le cas cohérent ; nous allons ici nous attacher à dégager le phénomène quantique sans pousser davantage le développement mathématique.

L'exemple le plus caractéristique pour comprendre la différence entre le cas cohérent et le cas incohérent consiste à prendre un état $(B_q^0 \bar{B}_q^0)_{L=1}$. On remarque que cet état ne peut à aucun moment de son évolution se trouver dans un état $B_q^0 B_q^0$ ou $\bar{B}_q^0 \bar{B}_q^0$: L

étant impair ($L = 1$) de tels états auraient une fonction d'onde antisymétrique, ce qui pour deux bosons est exclu.

Ceci ne veut pas dire pour autant qu'un état $(B_q^0 \bar{B}_q^0)_{L=1}$ ne peut donner lieu à des oscillations. Pour mesurer le système prenons comme précédemment une désintégration semi-leptonique. La production d'un ℓ^+ (ℓ^-) au temps T_0 montre qu'un B_q^0 (\bar{B}_q^0) s'est désintégré, ce qui fixe à cet instant la composition en B_q^0/\bar{B}_q^0 de l'autre méson ; dans notre exemple $(B_q^0 \bar{B}_q^0)_{L=1}$ ce serait donc tout simplement un \bar{B}_q^0 (B_q^0). La fonction d'onde du méson non encore désintégré est donc fixé à T_0 et son évolution est la même que dans le cas incohérent. Dans l'exemple $(B_q^0 \bar{B}_q^0)_{L=1}$ après la désintégration d'un premier méson à T_0 , il reste un méson qui peut alors osciller "librement" comme dans le cas incohérent. La probabilité d'avoir $(B_0 \bar{B}_0)_{L=1} \rightarrow \ell^+ \ell^- + X$ n'est donc pas proportionnelle à $P(B^0 \rightarrow B^0) P(\bar{B}^0 \rightarrow B^0) = (\text{probabilité qu'un méson n'oscille pas} \times \text{probabilité qu'un méson oscille})$ mais à $\frac{1}{2} \times P(B_0 \rightarrow \bar{B}_0) = (\text{probabilité que ce soit } B_q^0 \text{ qui se désintègre le premier} \times \text{probabilité que } B_q^0 \text{ oscille})$.

Ce type de phénomène est typique des états non factorisables du genre de $\psi(t)$, c'est-à-dire dont l'espace des états $E_{\psi(t)}$ n'est pas égal au produit tensoriel des espaces des états de $|B_q^0(t)\rangle$ et $|\bar{B}_q^0(t)\rangle$.

Les états accessibles dans $E_{\psi(t)}$ sont différents de ceux de $E_{B_q^0(t)} \times E_{\bar{B}_q^0(t)}$. Il y a dans le premier espace des corrélations entre B_q^0 et \bar{B}_q^0 qui subsiste aussi "éloignés" que soient B_q^0 et \bar{B}_q^0 ; c'est le type même du paradoxe E.P.R.

Ces corrélations jouent un rôle important dans les usines à mésons B car :

$e^+e^- \rightarrow Y(4S)_{J=1} \rightarrow B_q^0 \bar{B}_q^0$ produit des mésons avec un moment orbital relatif toujours égal à 1.

Au Z^0 par contre : $e^+e^- \rightarrow Z^0, \gamma \rightarrow B_q^0 \bar{B}_q^0 + X$

une paire $B_q^0 \bar{B}_q^0$ a autant de chance d'avoir un moment orbital pair qu'impair. On peut se convaincre facilement à partir de (C.I) qu'une moyenne sur des états L pair et L impair supprime les termes d'interférences. On a alors un système $B_q^0 \bar{B}_q^0$ incohérent.

C.2) CALCUL DE $R_2 = \frac{N^{++} + N^{--}}{N^{+-}}$ DANS LE CAS COHERENT

Beaucoup de résultats aujourd'hui disponibles ayant été obtenus à l'Y(4S), il apparaît intéressant de calculer $R_2 = \frac{N^{++} + N^{--}}{N^{+-}}$ dans ce cas et de le comparer à ce que l'on obtient au Z°.

On a par exemple :

$$N^{--} \div \int_0^{+\infty} dt_1 \int_0^{+\infty} dt_2 \left| \langle \ell^-(t_1), \ell^-(t_2) | H | \psi_{L(0)} \rangle \right|^2 \quad (\text{C.II})$$

$$\div \left| \langle \ell^- | H | \bar{B}_q^0 \rangle \right|^2 \int_0^{+\infty} dt_1 \int_0^{+\infty} dt_2$$

$$\left\{ \left| a_+(t_1) a_-(t_2) \right|^2 + t_1 \Leftrightarrow t_2 + (-1)^L \cdot 2 \operatorname{Re} (a_+(t_1) a_-(t_2) a_-^*(t_1) a_+^*(t_2)) \right\}$$

d'où :

$$N^{--} \div \frac{P(B^0 \rightarrow \ell)}{2} \left(\frac{1 - (-1)^L x^2}{(1+x^2)^2} + \frac{1 + (-1)^L y^2}{(1-y^2)^2} \right)$$

De même :

$$N^{+-} \div P(B^0 \rightarrow \ell) \left(\frac{1 - (-1)^L x^2}{(1+x^2)^2} + \frac{1 + (-1)^L y^2}{(1-y^2)^2} \right)$$

On remarque à partir de (C.II) que $N^{--}(t_1, t_1)_{L=1} = 0$ qui est l'expression mathématique de l'impossibilité de mesurer $(B_q^0 \bar{B}_q^0)_{L=1}$ dans un état $(\bar{B}_q^0)_{L=1}$.

D'où :

$$R_2 = \frac{N^{++} + N^{--}}{N^{+-}} = \begin{cases} L_{\text{impair}} \rightarrow R_{\text{impair}} = \frac{x^2 + y^2}{2 + x^2 - y^2} = r \\ L_{\text{pair}} \rightarrow R_{\text{pair}} = \frac{-(1-x^2)(1-y^2) + (1+y^2)(1+x^2)^2}{(1-x^2)(1-y^2)^2 + (1+y^2)(1+x^2)^2} \end{cases}$$

et pour $y = 0$

$$R_{L=\text{impair}} = \frac{x^2}{2+x^2} = r$$

$$R_{L=\text{pair}} = \frac{x^2(3+x)^2}{2+x^2(x^2+1)} \sim \frac{r(3-r)}{1-r+2r^2}$$

$$R_{\text{incohérent}} = \frac{2(1-x)x}{(1-x)^2+x^2} = \frac{2r}{1+r^2}$$

On remarque sur la figure C₁ que pour des petites valeurs de r la mesure au Z° de R est plus sensible qu'à l' Y (4S) par contre à partir de $r \sim 0.6$, la valeur de R mesurée au Z° "sature" ce qui n'est pas le cas à l' Y (4S).

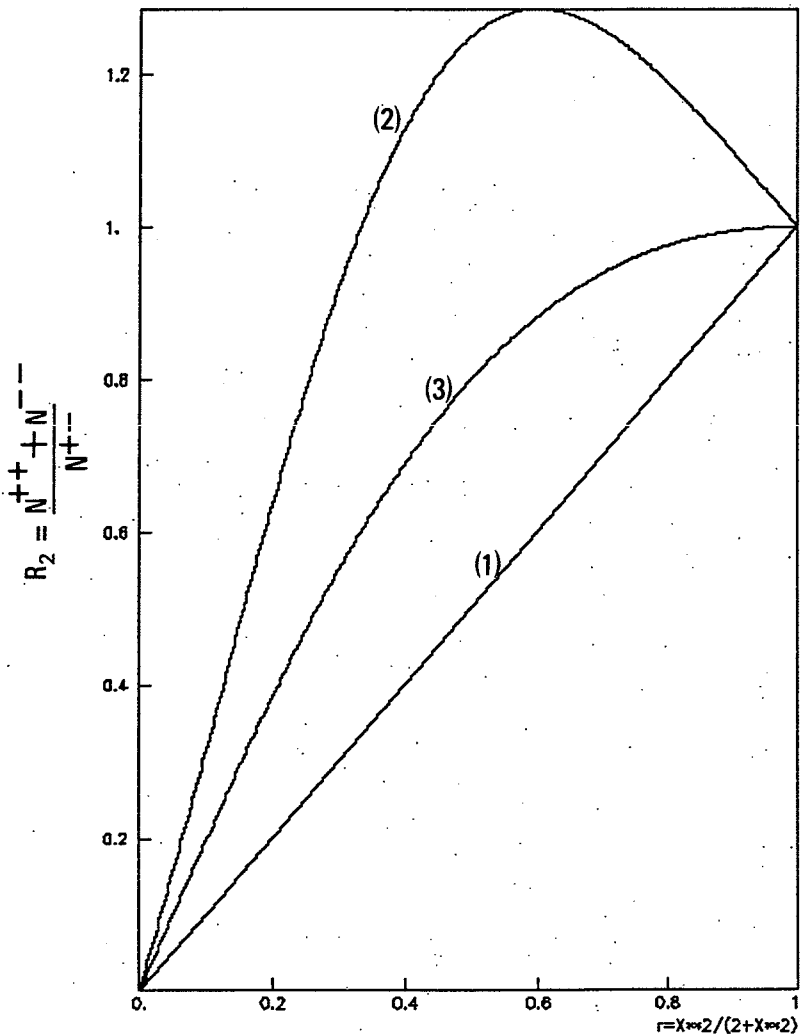


Figure C₁ : Comportement de

$$R_2 = \frac{N^{++} + N^{--}}{N^{+-}} \text{ pour des états}$$

B⁰ B⁰ cohérents (1) → L = 1 ;

(2) → L = 2

et incohérents (3).

REFERENCES

2ème PARTIE

- [1] Altarelli et al., CERN TH 4745/87
- [2] Altarelli, CERN TH 4896/87
- [3] A. Ali, DESY Report, DESY 87-03 (Juillet 1987)
- [4] A.J. Buras et al., Nucl. Phys. B245 (1984) 369-398
- [5] Bigi et al., SLAC-Pub 4476 (1987)
- [6] H. Albecht et al., ARGUS Collaboration, DESY Report 87-029 (1987)
- [7] A. Bean et al., CLEO Collaboration, Phys. Rev. Lett. 58 (1987) 183
- [8] T. Schaad et al., MARK II Collaboration, Phys. Lett. 160B (1985) 188
- [9] C. Albajar et al., UA1 Collaboration, Phys. Lett. 186B (1987)
- [10] M. Wirbel, Heavy flavours, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) 1B (1988) 27-32, Proceed. of the Topical Seminar on Heavy Flavours, San Miniato, Italy, May 87
- [11] T. Camporesi et al., SLAC PUB-4332 (1987)
- [12] P. Roudeau, LAL 86/22
- [13] H. Wahlen and J. Drees, DELPHI-Note en préparation
- [14] Ch. de la Vaisière and S. Palma-Lopes, à paraître dans "Proceedings of the International Symposium on Production of Heavy Flavours", Stanford, Sept. 87
- [15] M. S. Alam et al., CLEO Collaboration, Phys. Rev. Lett. 58 (1987) 1814
- [16] CERN/LEPC 87-6, 27 février 1987
- [17] M. Bauer et al., Z. Phys. C, 34 (1987) 103

- [18] A. Ali, DESY Report 85/127
- [19] R. Ashwin Ong, SLAC Report 320 (sept. 1987)
- [20] M. Wribel et al., Z. Phys. C 29 (1985) 637-642
- [21] Mathematical Table by V.N. Faddeyeva and N. Terent'ev edited by Accademicium V.A. Fock Pergamon Press 1961

REMERCIEMENTS

Je remercie Mr M. DAVIER de m'avoir accueilli au sein du Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire et d'avoir accepté de présider le Jury de cette thèse.

Mrs M. BAUBILLIER, H.J. HILKE, F. PIERRE et G. SMADJA ont bien voulu juger ce travail, je les en remercie.

Mr F. RICHARD a dirigé cette thèse avec beaucoup de rigueur et de patience. Je le remercie chaleureusement du temps qu'il m'a consacré.

Je remercie vivement Mr J.E. AUGUSTIN qui, par sa présence énergique, m'a beaucoup apporté.

Les physiciens de DELPHI avec qui j'ai eu grand plaisir de travailler trouveront ici toute ma reconnaissance. Merci en particulier, à Mr P. ROUDEAU pour les conversations que nous avons pu avoir et à Mrs M. GAILLARD et V. LEPELTIER pour leur soutien.

Mrs C. BECAM, B. BOUQUET et S. DU avec l'aide desquels les données tests ont pu être "digérées" par le système informatique du LAL, ont tous mes remerciements.

Mme O. CLAVELOU et Melle O. MOUCHET qui ont su résister à mes turbulences tout en contribuant à ce document, ont ici toute ma sympathie.

Merci enfin à l'ensemble du secrétariat scientifique, Mme N. MATHIEU qui a supervisé le déroulement des opérations, Mmes M. BONNAMY, J. BROSELARD et Melle A. POTTIER qui ont dû déchiffrer mes hiéroglyphes, Mr B. MAZOYER qui a assisté à leur mise en forme, et Mrs J. PENNEC et A. COUESLAN qui les ont reproduites.

Je me suis plié à la coutume bien peu méridionale d'une page simple en me consolant : la tradition orale qui est la mienne me permettra de combler les lacunes de ces trop brefs remerciements.

1000