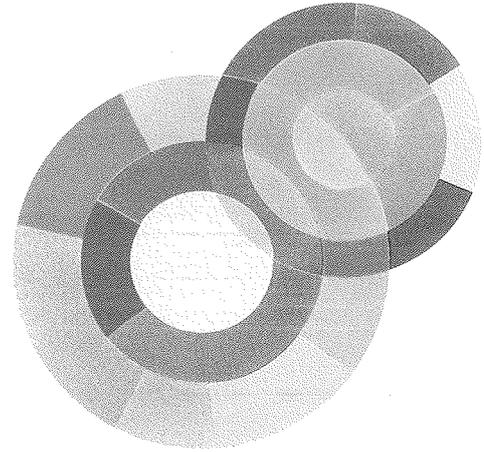
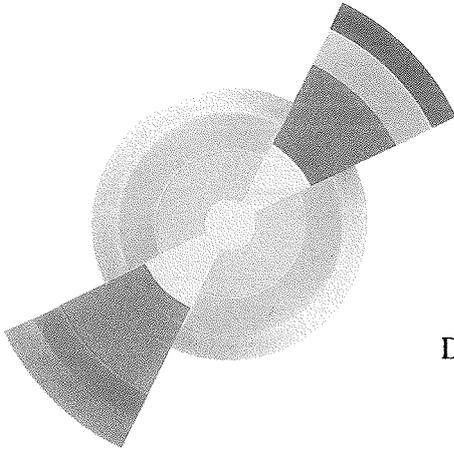


# SERVICE DE PHYSIQUE DES PARTICULES



DAPNIA/SPP 92-32

Thèse soutenue  
le 20 Juillet 1992

IDENTIFICATION DES PARTICULES  
PAR LEUR IONISATION DANS LA CHAMBRE  
A ECHANTILLONNAGE TEMPOREL DE DELPHI

L. CHEVALIER

# DAPNIA

Le DAPNIA (Département d'Astrophysique, de physique des Particules, de physique Nucléaire et de l'Instrumentation Associée) regroupe les activités du Service d'Astrophysique (SAp), du Département de Physique des Particules Élémentaires (DPhPE) et du Département de Physique Nucléaire (DPhN).

Adresse : DAPNIA, Bâtiment 141  
CEA Saclay  
F - 91191 Gif-sur-Yvette Cedex

UNIVERSITÉ PARIS SUD  
Centre d'Orsay

# THÈSE

présentée  
pour obtenir

LE GRADE DE DOCTEUR EN SCIENCES  
DE L'UNIVERSITÉ PARIS XI ORSAY

par

**Laurent CHEVALIER**

**Identification des particules par leur ionisation  
dans la chambre à échantillonnage temporel de DELPHI.**

soutenue le 20 juillet 1992 devant la commission d'examen

MM	D.	FOURNIER	<i>Président</i>
	H.J.	HILKE	<i>Rapporteur</i>
	B.	JEAN-MARIE	<i>Rapporteur</i>
	F.	PIERRE	
	G.	SMADJA	

Il suivait son idée. C'était une idée fixe et il était surpris de ne pas avancer.

Jacques Prévert

# Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>1 Description de l'appareillage</b>	<b>3</b>
1.1 L'accélérateur :le LEP . . . . .	3
1.2 Le détecteur DELPHI . . . . .	4
1.2.1 Reconstruction des traces . . . . .	5
1.2.2 Mesure de l'énergie . . . . .	6
1.2.3 Identification des particules . . . . .	7
1.2.4 Déclenchement de l'acquisition . . . . .	8
1.2.5 Mesure de la luminosité . . . . .	8
1.3 La chambre à échantillonnage temporel :la TPC . . . . .	9
1.3.1 Principe de fonctionnement . . . . .	9
1.3.2 Description de la TPC . . . . .	11
Enceinte . . . . .	11
Mélange gazeux Ar/CH <sub>4</sub> . . . . .	13
Chambres proportionnelles ou secteurs . . . . .	13
1.3.3 Chaîne d'acquisition . . . . .	19
1.3.4 Identification des particules . . . . .	21
<b>2 Perte d'énergie dans la matière</b>	<b>23</b>
2.1 Section efficace de collision . . . . .	23
2.2 Distribution de perte d'énergie:distribution de Landau . . . . .	28
2.3 Calcul du dE/dx . . . . .	29
2.4 Principe d'identification avec le dE/dx . . . . .	31

<b>3</b>	<b>Calibration sources et étude préliminaire des signaux avec le rayonnement cosmique</b>	<b>33</b>
3.1	Etalonnage des fils sensibles avec les sources de $^{55}\text{Fe}$ . . . . .	33
3.1.1	Sources de $^{55}\text{Fe}$ . . . . .	34
3.1.2	Prises de données avec les sources . . . . .	38
3.1.3	Tests des calibration sources . . . . .	38
3.1.4	Résultats 1989-1990 . . . . .	38
3.1.5	Echelle d'énergie . . . . .	41
3.1.6	Problèmes des calibrations sources et des calibrations avec les données $Z^0$ . . . . .	41
3.1.7	Conclusion . . . . .	43
3.2	Etude préliminaire de la TPC avec le rayonnement cosmique .	44
3.2.1	Configuration expérimentale . . . . .	44
3.2.2	Calibration relative des fils sensibles . . . . .	44
3.2.3	Effet de diffusion . . . . .	45
3.2.4	Comparaison entre le calcul de perte d'énergie et les données cosmiques . . . . .	48
3.2.5	Conclusion . . . . .	49
<b>4</b>	<b>Mesure du <math>dE/dx</math></b>	<b>51</b>
4.1	Principe . . . . .	51
4.2	Estimateurs de la charge déposée sur les fils . . . . .	52
4.3	Test de forme des amas d'électrons . . . . .	53
4.3.1	Constitution d'un signal . . . . .	54
4.3.2	Estimation de l'accord entre les données et la forme analytique . . . . .	56
4.3.3	Evolution de la forme des signaux . . . . .	59
4.3.4	Fluctuation des amplitudes échantillonnées . . . . .	61
4.3.5	Conclusion sur la forme des signaux . . . . .	63
4.4	Estimation du bruit électronique avec les $Z^0$ leptoniques . . . .	64
4.4.1	Données 1990 $\mu^+\mu^-$ . . . . .	65
4.4.2	Données 1991 $\mu^+\mu^-$ . . . . .	67

4.4.3	Conclusion sur les mesures de bruit avec les $Z^0$ . . . . .	69
4.5	Saturations . . . . .	72
4.6	Conclusion . . . . .	73
<b>5</b>	<b>Corrections du <math>dE/dx</math></b>	<b>75</b>
5.1	Isolation des traces . . . . .	75
5.1.1	Séparation des signaux . . . . .	77
5.2	Variation du gain des chambres en fonction de la distance au bord du secteur . . . . .	81
5.3	Variation du gain des chambres avec la pression . . . . .	84
5.4	Etude des effets de dérive . . . . .	85
5.5	Effet de l'intervalle d'échantillonnage . . . . .	91
5.5.1	Effet de l'intervalle d'échantillonnage sur l'amplitude intégrée	91
5.5.2	Effet de l'intervalle d'échantillonnage sur l'amplitude max- imale . . . . .	95
5.5.3	Problème rencontré avec les $Z^0$ hadroniques . . . . .	96
5.6	Effet d'accumulation de charge . . . . .	98
5.6.1	Présentation du problème . . . . .	98
5.6.2	Correction provisoire du problème . . . . .	106
	Correction phénoménologique . . . . .	106
	Correction sur la mise en forme des signaux . . . . .	107
5.6.3	Conclusion . . . . .	111
<b>6</b>	<b>Résolution, identification</b>	<b>113</b>
6.1	Efficacité d'identification des événements hadroniques . . . . .	113
6.2	Résolution . . . . .	118
6.3	Séparation hadrons-électrons . . . . .	125
6.4	Calcul de la perte d'énergie pour les traces simulées . . . . .	131
6.5	Section efficace $\bar{p}$ . . . . .	134
	<b>Conclusion</b>	<b>141</b>
	<b>A Calcul classique:électron élastiquement lié</b>	<b>143</b>

<b>B Signaux observés sur un fil</b>	<b>145</b>
<b>Bibliographie</b>	<b>147</b>
<b>Liste des Figures</b>	<b>149</b>
<b>Liste des Tables</b>	<b>152</b>
<b>Remerciements</b>	<b>153</b>

# Introduction

Depuis le 14 août 1989, les collisions  $e^+e^-$  dans le tunnel du LEP au CERN ont commencé.

DELPHI, une des quatre expériences installées sur cet anneau, étudie le mécanisme de désintégration du boson intermédiaire de l'interaction faible, le  $Z^0$ , produit par collision  $e^+e^-$  à 92 GeV/c dans le centre de masse.

Pour cette étude, DELPHI est constituée de nombreux sous-détecteurs ayant chacun ses spécificités : reconstruction des événements, mesure de l'énergie, identification. Parmi ceux-ci la chambre à échantillonnage temporel ou TPC permet la reconstruction tri-dimensionnelle des événements et l'identification des particules chargées, par la mesure de leur ionisation, dans un domaine d'impulsion de l'ordre de quelques GeV/c.

Le travail présenté ici décrit l'étude des mesures de perte d'énergie des particules avec la TPC et les corrections apportées à ces mesures afin de réaliser la meilleure identification possible.

On abordera, après un rapide aperçu du détecteur DELPHI, une description de la TPC, puis un rappel de la théorie sur l'ionisation et des méthodes de calcul de perte d'énergie.

L'étalonnage du gain électronique de la TPC avec des sources radioactives, qui devait permettre une meilleure mesure de l'énergie, est décrit. Puis une étude préliminaire avec des données cosmiques accumulées avant le démarrage du LEP est présentée. Ces données ont permis une première approche des mesures d'ionisation et des problèmes de dérive du signal.

Dans la suite, l'étude des signaux produits par le passage des particules chargées dans la TPC, de leur mise en forme puis de leur numérisation est

décrite. Après le passage du signal dans la chaîne électronique nous étudierons les différents estimateurs de charge utilisés pour le calcul de la perte d'énergie. Enfin le bruit électronique et les problèmes de saturation sont abordés.

Les corrections appliquées sur les mesures d'ionisation, c'est à dire sur les estimateurs de charge, sont décrites: d'une part les corrections induites par les problèmes de mesure, effet de charge par exemple, puis d'autre part les phénomènes physiques tels que les variations de pression, diffusion, absorption. Pour finir, nous étudierons les résolutions sur la mesure d'ionisation, les efficacités d'identification, la séparation pion-électron, pion-kaon et une description de la simulation. Enfin, dans un domaine d'impulsion compris entre 0.4 et 0.7 GeV/c la section efficace d'anti-protons est mesurée.

# Chapitre 1

## Description de l'appareillage

L'expérience DELPHI, comme ALEPH, OPAL et L3, détecte les produits de désintégration du boson intermédiaire  $Z^0$ , produit par collision  $e^+e^-$  au LEP.

### 1.1 L'accélérateur : le LEP

Le LEP (Large Electron-Positron collider) est un collisionneur circulaire électron-positon de 27 km de circonférence. Les électrons et les positons sont accélérés jusqu'à une énergie de l'ordre de 46 GeV. Ils sont groupés en quatre paquets<sup>1</sup>, ou *bunches*, dont la taille est de l'ordre de 12  $\mu\text{m}$  d'épaisseur, de 300  $\mu\text{m}$  de largeur et de 1.5 cm de longueur.

L'énergie de 92 GeV disponible dans le centre de masse permet ainsi de produire par collision le boson  $Z^0$ , au repos sur sa couche de masse.

Les trois premières années de fonctionnement ont permis d'acquérir environ  $10^4$  événements  $Z^0$  en 1989, 130 000 en 1990 et 380 000 en 1991 pour l'expérience DELPHI. La luminosité nominale du LEP n'a pu être atteinte pendant cette période.

La luminosité fut en moyenne égale à  $3 \cdot 10^{30} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  au lieu de  $1.6 \cdot 10^{31} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ . Si la luminosité nominale avait été atteinte, elle aurait permis d'obtenir pour 1500 heures de fonctionnement, au pic du  $Z^0$ , avec  $\sigma_0 \sim 44 \cdot 10^{-33} \text{ cm}^2$ , de l'ordre de 3.8 millions de  $Z^0$  pour 100% d'efficacité!

---

<sup>1</sup>quatre pour les électrons, quatre pour les positons.

Néanmoins le LEP est, à cette énergie, l'unique machine  $e^+e^-$  en fonctionnement qui permet des tests de précision sur le modèle standard.

## 1.2 Le détecteur DELPHI

Le détecteur DELPHI (DEtector with Lepton Photon Hadron Identification) est constitué d'un ensemble de plusieurs sous-détecteurs, d'une part classiques, dont la technique déjà éprouvée n'a pas posé de problème majeur, et d'autre part de sous-détecteurs d'un type nouveau (comme le RICH<sup>2</sup>) dont la mise en fonctionnement s'est effectuée progressivement. Le nombre de personnes ayant permis la réalisation de l'expérience DELPHI (dont 400 physiciens) ainsi que le temps écoulé entre les premiers prototypes et la reconstruction du premier  $Z^0$  (de l'ordre d'une dizaine d'années) montrent à quel point une telle expérience est complexe à réaliser.

Ce rapide aperçu des éléments de l'expérience n'est présenté que pour replacer dans son contexte les éléments nécessaires au travail présent sur l'un des sous-détecteurs : la chambre à échantillonnage temporel (*Time Projection Chamber* en anglais). Par la suite le sigle TPC sera utilisé comme abréviation pour ce sous-détecteur.

La désintégration du  $Z^0$  s'effectuant de manière pratiquement isotrope dans l'espace, le détecteur doit couvrir un angle solide le plus proche possible de  $4\pi$ , (plus de 95% pour DELPHI). De plus les collisions électrons-positons à petit angle (diffusion Bhabha) doivent être étudiées précisément afin, entre autre, de fournir une mesure de la luminosité instantanée.

DELPHI se décompose en trois ensembles de sous-détecteurs, d'une part la partie centrale de symétrie cylindrique (baril ou *barrel*) centrée sur le point d'interaction, couvrant un angle polaire compris entre  $43^\circ$  et  $137^\circ$ , d'autre part deux régions "bouchons" (*end-cap*) qui couvrent un angle polaire compris entre  $11^\circ$  et  $33^\circ$  de chaque côté de la partie centrale et enfin de la partie à bas angle pour la mesure de la luminosité.

---

<sup>2</sup> Ring Imaging Čerenkov

Comme tous les détecteurs du LEP, l'appareillage a les fonctionnalités suivantes:

- Reconstruction tridimensionnelle des traces chargées
- Mesure calorimétrique de l'énergie des particules
- Identification des particules
- Déclenchement de l'acquisition
- Mesure précise de la luminosité des faisceaux

### 1.2.1 Reconstruction des traces

La reconstruction tridimensionnelle de la trajectoire des particules chargées ainsi que la mesure de l'impulsion est réalisée principalement par la TPC, avec les précisions suivantes  $\sigma_{r\varphi} = 250 \mu\text{m}$ ,  $\sigma_z = 800 \mu\text{m}$ , par point mesuré pour 1990 et  $\sigma_{r\varphi} = 230 \mu\text{m}$ ,  $\sigma_z = 900 \mu\text{m}$ , par point mesuré pour 1991 [16] avec  $\sigma(P)/P^2 \sim 0.8\%$ , où dans un repère cylindrique,  $z$  est parallèle à l'axe du faisceau et  $r\varphi$  balaye le plan perpendiculaire à  $z$ . Ces changements de résolution spatiale sont dus aux conditions de fonctionnement différentes entre 1990 et 1991, la haute tension ayant été augmentée et la grille porte statique mise en service. Une description plus détaillée de la TPC est effectuée dans la partie suivante 1.3.

Les informations du détecteur interne (*Inner Detector*), 24 points en  $r\varphi$  mesurés pour un angle polaire minimum de  $12^\circ$ , et du détecteur externe (*Outer Detector*), 5 points mesurés pour un angle polaire minimum de  $40^\circ$  permettent d'améliorer la mesure de l'impulsion en particulier pour les traces chargées  $\mu^+\mu^-$  d'impulsion de 46 GeV/c, avec une précision  $\sigma(P)/P = 1.1 \cdot 10^{-3} P$  GeV/c.

Deux plans de chambres à fils (*Forward Chamber A* et *Forward Chamber B*) vers l'avant et vers l'arrière ferment l'angle solide non couvert par la partie centrale, l'angle polaire étant compris entre  $11^\circ$  et  $32^\circ$ . Ces détecteurs participent également au déclenchement de premier niveau.

### 1.2.2 Mesure de l'énergie

La mesure de l'énergie est effectuée par les calorimètres électromagnétiques et hadronique :

La HPC (*High-density Projection Chamber*) pour la partie centrale.

Le FEMC (*Forward Electromagnetic Calorimeter*) pour les parties avant et arrière.

Le HAC (*hadron calorimeter*) calorimètre hadronique.

Ces calorimètres jouent également un rôle dans l'identification. Leurs caractéristiques principales sont les suivantes:

La HPC, dont les atouts sont le faible encombrement, pour les 18 longueurs de radiation, et une très fine granularité :

- o Milieu détecteur : gaz avec longue dérive
- o Couverture angulaire  $43^\circ$  à  $137^\circ$
- o 9 échantillons suivant  $r$
- o Granularité en  $z \sim 4\text{mm}$
- o Résolution  $\sigma_E/E \sim 23\% / \sqrt{E}$

Le FEMC, plus classique dans sa conception :

- o Milieu détecteur : bloc de verre au plomb pyramidal
- o Couverture angulaire  $10^\circ$  à  $36.5^\circ$  et de  $143.5^\circ$  à  $170^\circ$
- o Résolution  $\sigma_E/E \sim 4\%$  à  $45.6 \text{ GeV}/c$

Pour le HAC, notons que la carcasse métallique qui sert de support aux détecteurs dans la région centrale, tient le rôle d'absorbeur.

- o Milieu détecteur : gaz, chambres à streamer
- o Couverture angulaire  $10^\circ$  à  $170^\circ$
- o Résolution  $\sigma_E/E \sim 120\% / \sqrt{E}$

### 1.2.3 Identification des particules

Diverses mesures contribuent à l'identification des particules:

- Mesure de la perte d'énergie dans la TPC pour les particules chargées
- Mesure de l'angle d'émission Čerenkov dans le RICH pour les particules chargées
- Mesure de la forme de la gerbe électromagnétique dans la HPC
- Analyse des traces dans les chambres à muons
- Reconstruction des vertex secondaire

L'identification permise par chaque détecteur ne couvre qu'une partie de la gamme d'impulsion, et le recouvrement entre détecteurs permettant la vérification n'est pas toujours possible.

**Le RICH** Le RICH (*Ring Imaging Čerenkov*) est composé d'une partie tonneau et d'une partie bouchon, cette dernière n'étant pas encore terminée. La partie centrale placée entre la TPC et l'OD comporte trois éléments: le radiateur liquide qui a commencé à fournir des informations pour 1990, et le radiateur gazeux opérationnel depuis octobre 1991. Des photons Čerenkov sont créés lors du passage des particules chargées dans les radiateurs. Ces photons se convertissent dans les tubes à dérive en électrons qui sont collectés par des chambres multi-fils aux extrémités du tube. Cette information permet alors de reconstruire les anneaux et de mesurer l'angle Čerenkov. Pour l'année 1991 le RICH liquide permet d'obtenir des informations pour des pions et des kaons entre 0.7 et 2 GeV/c, pour la partie RICH gazeux de 3 à 20 GeV/c pour les pions et de 8 à 15 GeV/c pour les kaons. En outre, le seuil des kaons étant de 8 GeV/c dans le RICH gazeux il peut fournir un *veto* si l'on obtient un anneau au dessous de ce seuil.

#### 1.2.4 Déclenchement de l'acquisition

Les faisceaux du LEP se croisent avec une fréquence de 45kHz. Le déclenchement de l'acquisition des données est synchronisé sur le croisement des faisceaux par l'envoi d'un signal toutes les 22  $\mu$ s. Il existe quatre niveaux de déclenchement dans DELPHI<sup>3</sup>. Seul deux niveaux de déclenchement ont été utilisés pendant les premières années : Les détecteurs à réponse rapide (scintillateurs, chambres à fils) interviennent 3 $\mu$ s après le signal de croisement. Pour le second niveau les informations des détecteurs à long temps de réponse (TPC , HPC) sont utilisées ; ils interviennent 39 $\mu$ s après le croisement des faisceaux. Notons qu'un événement ayant déclenché l'acquisition au second niveau cause la perte des événements potentiels provenant du croisement de faisceaux suivants.

#### 1.2.5 Mesure de la luminosité

Deux petits calorimètres vers l'avant SAT (*Small Angle Tagger*) qui couvre la région d'angle polaire compris entre 2.7° et 7.7°, et VSAT (*Very Small Angle Tagger*) qui quant à lui couvre la région d'angle polaire compris entre 0.28° et 0.4°, assurent la mesure instantanée de la luminosité fondée sur la diffusion Bhabha [19].

---

<sup>3</sup>déclenchements de plus en plus complexes donc de plus plus longs

## 1.3 La chambre à échantillonnage temporel : la TPC

La chambre à échantillonnage temporel est l'élément essentiel dans la reconnaissance des traces chargées. Elle permet d'une part la reconstruction spatiale des traces, au moyen d'un maximum de 16 points tridimensionnels, et d'autre part l'identification des particules pour des impulsions comprises entre 0.3 et 8.0 GeV/c. C'est une chambre à dérive terminée par un ensemble de chambres proportionnelles.

### 1.3.1 Principe de fonctionnement

La TPC est constitué de deux volumes de gaz, cylindrique, dans lequel règne un champ électrique uniforme parallèle à l'axe de symétrie. Les particules chargées qui la traversent ionisent le gaz. Les électrons arrachés, appelés électrons primaires, peuvent avoir une énergie supérieure au potentiel d'ionisation du milieu et donc à leurs tour ioniser le gaz (production d'électrons secondaires). A titre indicatif, pour le mélange Ar/CH<sub>4</sub> (80%, 20%) et pour une particule au minimum ionisant, le nombre d'électrons primaires est de l'ordre 27 par centimètre et le nombre total d'électrons primaires et secondaires arrachés est alors de 85 e<sup>-</sup>/cm [9]. Les électrons d'ionisation dérivent le long des lignes du champ électrique en direction des chambres proportionnelles (ou secteurs) avec une vitesse constante de l'ordre de 6.67 cm μs<sup>-1</sup> qui dépend de la nature du gaz.

Un champ magnétique, uniforme et parallèle au champ électrique, de 1.2 teslas permet la mesure de l'impulsion transverse tout en réduisant la diffusion transverse (  $\sigma_{diff\perp} \sim 100 \mu\text{m}/\sqrt{cm}$  ), ce qui préserve une bonne résolution en  $r\varphi$ . Sans champ magnétique la diffusion transverse serait environ cinq fois plus importante ( $\sigma_{\perp}(B=0) \sim 460 \mu\text{m}/\sqrt{cm}$ ). On peut exprimer la diffusion transverse avec champ magnétique en fonction de la diffusion transverse sans champ :

$$\sigma_{\perp}(B) = \frac{\sigma_{\perp}(B=0)}{\sqrt{1 + (\omega\tau)^2}} \quad (1.1)$$

où  $\omega$  est la fréquence cyclotron ( $\omega = eB/m_e$ ) et  $\tau$  le temps moyen entre deux

collisions ( environ 30 picosecondes). On montre [20] que  $\omega\tau$  peut s'exprimer sous la forme :  $\omega\tau \sim V_{dérive}B/E$ . La diffusion longitudinale affecte en partie la résolution en  $z$ , mais ces effets sont bien compris et pris en compte ( $\sigma_{diff\parallel} \sim 360 \mu m cm^{-1/2}$ ) [12].

L'effet de la force de Lorentz, aussi appelé effet  $E \times B$ , est négligeable au cours de la dérive, tant que  $E$  et  $B$  restent parallèles. Mais au point d'avalanche les lignes de champs électrique et magnétique se séparent, les électrons sous l'action de la force de Lorentz acquièrent une composante de vitesse parallèle aux fils sensibles. Selon l'angle de la trace par rapport au fil, le paquet d'électrons va alors subir un effet de focalisation ou de défocalisation sur le fil, ce qui entraîne une amélioration ou une détérioration de la résolution en  $r\varphi$  selon l'angle de la trace avec le plan de fil sensible.

Lorsqu'ils parviennent au voisinage des fils sensibles de la chambre proportionnelle, les électrons d'ionisation sont soumis à un fort champ électrique et donnent naissance à une avalanche sur les fils sensibles. La charge collectée est amplifiée d'un facteur  $2.10^4$  environ et reste proportionnelle au nombre d'électrons incidents. Le plan de cathode de chaque secteur est divisé en 16 rangées circulaires de pavés et les charges déposées sur les fils influencent par couplage capacitif les pavés les plus proches du point d'avalanche. On peut alors reconstruire la coordonnée  $\varphi$  de ce point à partir des signaux induits sur les pavés. En moyenne 2 à 3 pavés adjacents de la même rangée sont touchés. La coordonnée  $\varphi$  le long d'une rangée est obtenue à partir des amplitudes mesurées sur les différents pavés contribuant au signal. La coordonnée  $r$  est donnée par la position de la rangée [16].

Les pavés fournissent ainsi la position en  $(r,\varphi)$  de la trace. La coordonnée  $z$  est déduite du temps de dérive des électrons. La diffusion longitudinale et le nombre d'électrons d'ionisation limitent cette résolution en  $z$ . Avec la mise en service de la grille porte en 1991, le nombre d'électrons collectés a diminué de 20% et on observe une détérioration de la résolution en  $z$  qui passe à 0.9mm au lieu de 0.8mm en 1990.

On peut alors, pour chaque rangée de pavés, obtenir un ensemble de trois coordonnées permettant la reconnaissance spatiale de la trace. La mesure

du signal recueilli par l'ensemble des fils permet de plus d'évaluer la perte d'énergie par unité de longueur :  $dE/dx$ . La mesure simultanée de l'impulsion et du  $dE/dx$  d'une particule permet son identification sous certaines conditions précisées plus loin.

### 1.3.2 Description de la TPC

#### Enceinte

Afin d'éviter que la traversée de la TPC ne perturbe trop les particules (électrons et photons se développant en gerbe avant les calorimètres) la densité de matière doit être la plus faible possible. L'enceinte en fibre de carbone, dont l'épaisseur représente 3.4% (interne et externe) de longueur de radiation, permet de réaliser un vide de  $10^{-4}$  atmosphère dans le volume sensible. Ce vide a assuré une désorption des surfaces en contact avec le volume sensible, le mélange gazeux Ar/CH<sub>4</sub> devant être le plus parfait possible. Cette tenue au vide doit permettre également, dans l'avenir, de contraindre la pression à ne varier que par intervalle dans la TPC, diminuant ainsi les erreurs systématiques provenant des corrections de pression.

Les cages de champ interne et externe, constituées de feuilles de G-10 d'épaisseur respective 1mm et 2mm recouvertes sur les deux faces de kapton cuivré représentent 5.1.% de longueur de radiation. La traversée radiale de la TPC représente en tout 8.5% de longueur de radiation [24].

Les deux volumes de dérive de la TPC de DELPHI sont séparés par une plaque haute tension portée à un potentiel négatif de 20kV. Le champ électrique ainsi créé entre la plaque HT et la grille cathode des secteurs est de 150V/cm, parallèle dans la partie  $z^-$ , et antiparallèle dans la partie  $z^+$ , au vecteur champ magnétique. L'homogénéité du champ est assurée par un dégradé de tension obtenu à l'aide de 233 anneaux de cuivre de 4mm de largeur espacés de 1mm. Chaque anneau est relié au suivant par une résistance de 4 M $\Omega$ . La résistance entre les deux derniers anneaux peut-être ajustée afin de compenser d'éventuelles distorsions du champ à proximité des chambres proportionnelles. Les dimensions de la chambre sont:

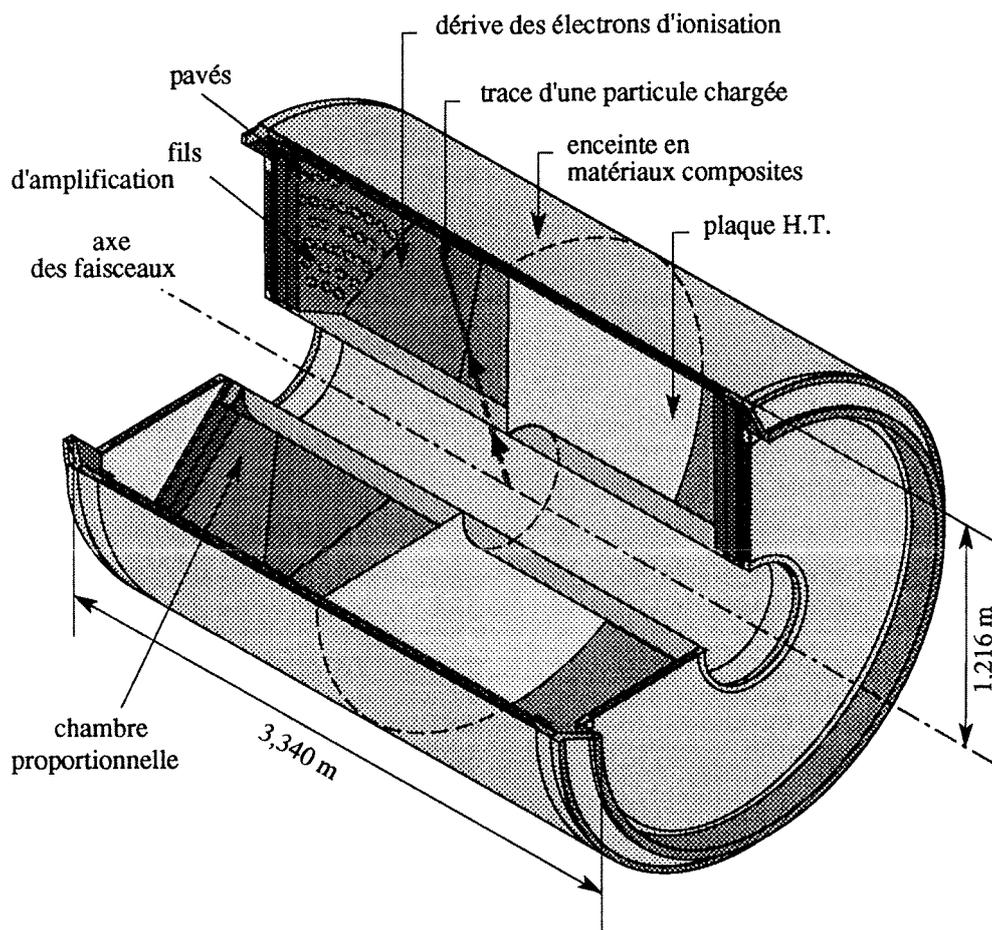


Figure 1.1: *Vue schématique de la TPC*

– Volume extérieur :

3.340 m de longueur

2.432 m de diamètre

0.580 m de diamètre pour la partie centrale évidée

– Volume de dérive :

1.339 m x 2 de longueur

$0.342 \text{ m} \leq \text{rayon intérieur} \leq 1.157 \text{ m}$

## Mélange gazeux Ar/CH<sub>4</sub>

Le mélange Ar/CH<sub>4</sub> (80%,20%) est à pression atmosphérique. Ce mélange a été choisi car il permet un dérive rapide des électrons d'ionisation et une faible diffusion transverse en présence du champ magnétique [25]. Un ensemble de sondes permet de suivre l'évolution en pression et température du mélange gazeux, permettant ainsi de corriger les données en fonction des variations de ces paramètres.

La présence de méthane est nécessaire afin d'éviter, lors de l'amplification, qu'une partie des photons émis interagissant avec le gaz ne provoque une extension incontrôlée de l'avalanche (décharge). Le méthane est un gaz dont le potentiel d'ionisation est plus faible que celui de l'Argon et pour lequel la désexcitation se fait sans émission de photon (mode vibrationnel ou rotationnel). La proportion de CH<sub>4</sub> dans le mélange joue un rôle important dans la valeur du gain des chambres proportionnelles ainsi que dans la valeur de la vitesse de dérive, et dans la reconstruction précise de la coordonnée  $z$ . Le tableau 1.1 rappelle quelques caractéristiques importantes pour les gaz Ar et CH<sub>4</sub>.

Les variations de mélange Ar/CH<sub>4</sub>, supposé à (80%,20%) en avril 1990 et mesuré à (78%,22%) en août 1990, ont entraîné des perturbations sur la mesure du  $dE/dx$  et sur la vitesse de dérive. Ces fluctuations du mélange n'étant pas suivies automatiquement, n'ont pu être corrigées qu'à *posteriori* de façon moyenne. Par contre la température n'ayant pas varié de plus d'un demi degré au cours de l'année 1991 [17], aucune correction n'est appliquée du fait de cette faible variation.

## Chambres proportionnelles ou secteurs

A chaque extrémité de la TPC se trouvent six secteurs, figure 1.2, disposés en étoile, couvrant chacun un angle de 60° en azimuth (noté  $\varphi$ ). La couverture azimuthale est de 96.7%, en raison des zones mortes entre les secteurs. La couverture en angle polaire  $\theta$  est de 93.8%, cela correspond à un angle mort de 20° autour de l'axe du faisceau (cf. Tableau 1.2). En effet au dessous

gaz	Z	A	$\delta$	$I_0$	dE/dx	$n_T$
			(g cm <sup>-3</sup> )	(eV)	(KeV cm <sup>-1</sup> )	(e <sup>-</sup> cm <sup>-1</sup> )
Ar	18	39.9	1.66 10 <sup>-3</sup>	15.8	2.44	94
CH <sub>4</sub>	10	16	6.70 10 <sup>-4</sup>	13.1	1.48	53

Tableau 1.1: *Propriétés des gaz Ar et CH<sub>4</sub> :*

$\delta$  la densité,  $I_0$  le potentiel d'ionisation, et  $n_T$  le nombre moyen d'électrons arrachés par ionisation.

d'un angle  $\theta$  de 20° les traces ne sont plus reconstruites, dans l'état actuel des programmes, avec la seule TPC (moins de trois rangées de pavés influencées).

Points reconstruits	Couverture en $\theta$	Couverture en $\varphi$	Couverture en $\theta$ et $\varphi$
16	77.4 %	91.4 %	70.7%
3 ou plus	93.8 %	96.7 %	85.7%
0	4.4 %	3.1 %	7.2%

Tableau 1.2: *Couverture en  $\theta$  et  $\varphi$*

Chaque secteur se compose :

- d'une grille de blocage, ou grille porte, qui collecte les charges positives, les empêchant de modifier localement le champ électrique.
- de deux plans de fils constituant la chambre proportionnelle.
- d'une plaque de cuivre segmentée en 16 rangées de pavés.

**Grille porte** Son rôle est double : blocage des électrons à l'entrée, blocage des ions positifs à la sortie<sup>4</sup>. Il existe deux modes de fonctionnement : dynamique et statique.

<sup>4</sup>Dans le mélange Ar/CH<sub>4</sub> ce sont les ions CH<sub>4</sub><sup>+</sup> qui transportent les charges positives, en effet leur potentiel d'ionisation est plus faible que celui de l'Argon, qui cède rapidement sa charge au méthane.

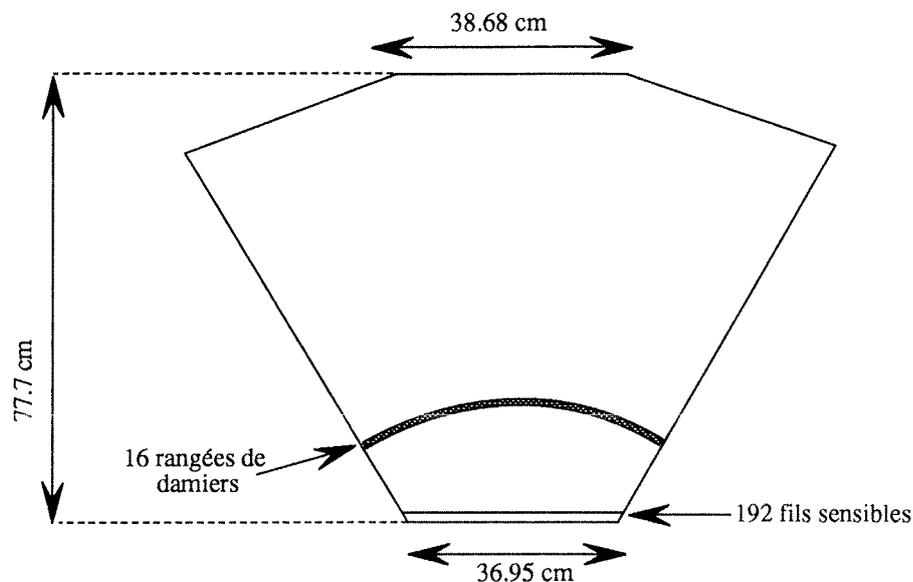


Figure 1.2: *Vue schématique d'un secteur de la TPC.*

*16 rangées de pavées*

*192 fils sensibles séparés de 0.4 cm.*

En mode dynamique, pendant les  $22 \mu\text{s}$  suivant un déclenchement la grille est portée à un potentiel de  $-150 \text{ v}$ , ce qui assure sa transparence aux électrons. Au bout des  $22 \mu\text{s}$ , lorsque la dérive est achevée, la grille porte est "fermée", ses fils ont un potentiel alterné  $\pm 150 \text{ v}$ . Si le déclenchement de premier niveau a rejeté l'évènement la "fermeture" s'effectue après  $3 \mu\text{s}$ . La figure 1.3 schématise le parcours suivi par les ions positifs et leur piégeage par la grille porte. Sans la présence de cette grille les ions positifs dérivant et s'accumulant dans l'espace de dérive perturberaient les lignes du champ électrique.

Ce dispositif n'a pas été utilisé pendant les prises de données de 1989 et de 1990 du fait de la faible luminosité. La faible vitesse de dérive des ions positifs, en majorité  $\text{CH}_4$  ( $0.34 \text{ cm/ms}$ ) comparée à celle des électrons ( $6.67 \text{ cm}/\mu\text{s}$ ) réduit la possible contamination du volume de dérive, lorsque le taux d'évènements est peu important.

Pendant l'année 1991, la grille porte a été utilisée en mode statique. Un potentiel alterné de  $-150 \text{ V} \pm 20 \text{ V}$  fixe a été appliqué sur la grille porte. Ce mode doit permettre une capture des ions positifs sans créer de trop grande

perturbation des lignes de champs comme dans le cas dynamique. Mais en revanche, une partie des électrons d'ionisation est capturée de l'ordre de 15 à 20 % [17], ce qui entraîne une perte de résolution sur la mesure du  $dE/dx$ .

**Grille cathode** Ce plan de fils de  $75 \mu\text{m}$  de diamètre espacés de 1 mm, constitue la limite du champ de dérive et de la chambre proportionnelle. Elle est portée à un potentiel nul. C'est entre elle et les fils sensibles qu'est créé le champ électrique déclenchant l'avalanche au voisinage du fil sensible.

**Fils sensibles, et fils de champ** Chaque secteur comporte 192 fils sensibles de  $20 \mu\text{m}$  en tungstène-rhénium doré, espacés de 4 mm et portés à un potentiel de 1385 V (1435V depuis mars 1991). Le champ électrique créé entre la grille cathode et les fils sensibles, est d'environ 2 kV/cm près de la grille cathode et peut atteindre 200 kV/cm à proximité du fil sensible, ce qui permet l'avalanche. La longueur des fils sensibles est comprise entre 36,55 cm et 109,552 cm (le fil le plus long étant le 159<sup>ième</sup>). Intercalés entre les fils sensibles, les fils de champ de  $100 \mu\text{m}$  en cuivre-béryllium, portés à un potentiel de 0 V, réduisent les effets d'influence électrostatique (*cross-talk*) assurant ainsi le blindage. La mesure, par les fils sensibles, de l'ionisation produite par les particules chargées permet de déterminer la perte d'énergie par unité de longueur : le  $dE/dx$ .

Notons que la contribution principale du signal mesuré sur les fils est due à la migration des ions positifs dans le champ électrique, les électrons collectés, en moins d'une nanoseconde au moment de l'avalanche, sur les fils ne représentent que de l'ordre de 1% du signal total. En effet les électrons d'avalanche sont produits très près des fils sensibles et dérivent donc peu. Au contraire les ions positifs peuvent parcourir proportionnellement une grande distance vers les cathodes et donc induire un signal plus important sur les fils [9].

**Pavés** Ils permettent de connaître le point d'avalanche en  $r\varphi$  des électrons de dérive. Chaque secteur se compose de 16 rangées de pavés circulaires con-

centriques centrées sur un point à 3.5 cm de l'axe du faisceau. La première rangée se trouve à 36.5 cm de ce point, les rangées sont espacées de 4,675 cm sauf la dernière qui est à 4,275 cm de la 15<sup>ème</sup> rangée. Chacune d'elles se compose d'un nombre de pavés allant de 4x16 à 9x16. Les pavés sont d'égale surface (52.5 mm<sup>2</sup>) afin d'uniformiser les réponses. Leur largeur est comprise entre 5.97 mm et 7.78 mm afin d'avoir un nombre de pavés multiple de 16 dans chaque rangée, et leur hauteur est distribuée entre 10.09 mm et 7.71 mm afin de garder la surface constante. Chaque secteur comporte donc 1680 pavés, soit 20160 voies pour l'ensemble des douze secteurs de la TPC.

**Barrettes sources** Chaque secteur dispose de 3 barrettes de sources (couche de <sup>55</sup>Fe) obturables qui permettent la calibration du gain des fils sensibles. Seule la barrette centrale (B) couvre l'ensemble des 192 fils. Grâce aux barrettes latérales (A et C), on peut vérifier l'homogénéité des réponses le long des fils.

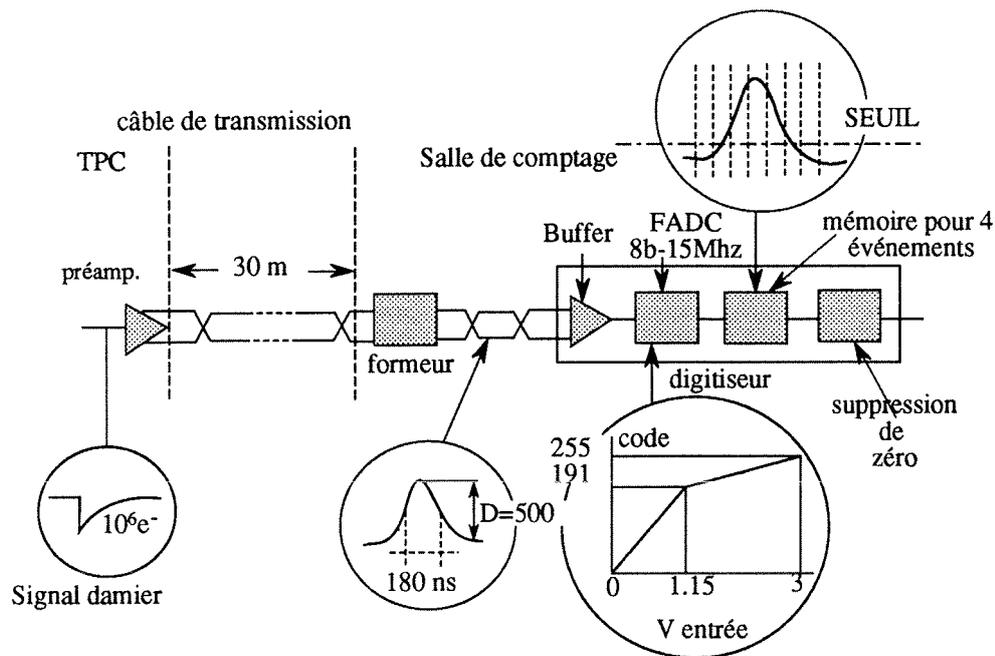


Schéma de la chaîne électronique

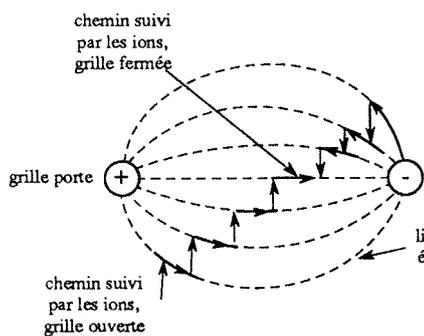
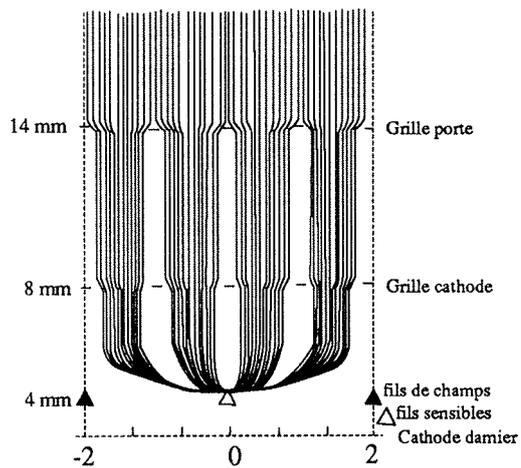


Schéma du parcours des ions



Géométrie des grilles des secteurs et lignes du champ électrique

Figure 1.3: Schéma du système d'acquisition de la TPC.  
 Schéma du parcours des ions près de la grille porte en dynamique.  
 Schéma des lignes de champs électriques de la grille porte aux fils sensible.

### 1.3.3 Chaîne d'acquisition

Les 22464 voies électroniques de la TPC (2304 voies fils, 20160 voies pavés ont une acquisition identique (figure 1.3)

- Le signal reçu est préamplifié à la sortie de la chambre proportionnelle; ceci est nécessaire du fait de la faible intensité du signal à l'entrée (de l'ordre de  $10^6$  électrons pour les fils). La présence de deux capacités de 330 pF sur les fils juste avant le préampli des chambres proportionnelles permet le découplage de la haute tension des fils avec le reste de l'électronique. Elles ne devraient en rien affecter les signaux. L'information est ensuite acheminée par des paires torsadées (afin de réduire la sensibilité aux perturbations électromagnétiques) sur 30 m jusqu'au châssis électronique au standard FASTBUS.
- Le signal est mis en forme (formeur ou *shaper* en anglais). Pour une impulsion de quelques nanosecondes le formeur délivre un signal d'une largeur à mi-hauteur  $L_f = 180$  ns. L'intégrale du signal à la sortie du formeur devrait être bien sûr proportionnelle à la charge déposée sur le fil. La figure 1.4 présente les points de mesures, effectués sur un secteur test, donnant la réponse du formeur à une impulsion delta. La partie négative, ou pôle zero, doit permettre, pour un temps de mesure fini et après convolution avec la réponse de la chambre proportionnelle, d'obtenir un signal pratiquement gaussien à la sortie du formeur. Pour un signal de durée finie  $L_i$  la largeur à mi-hauteur du signal final  $L_f$  augmente dans les proportions suivantes :
  - $L_i=100$  ns sa largeur a mi-hauteur  $L_f$  augmente de 10%
  - $L_i=200$  ns sa largeur a mi-hauteur  $L_f$  augmente de 37%
- Après la mise en forme, le signal est échantillonné par un FADC de fréquence 13.54 MHz (échantillonnage tous les 73.82 ns). Afin de couvrir une gamme dynamique suffisante, la caractéristique du FADC est *cassée* au canal 191. Pour les canaux de 1-191 un canal correspond à 6 mV en moyenne avec un piédestal de 3 en moyenne. Pour les canaux de

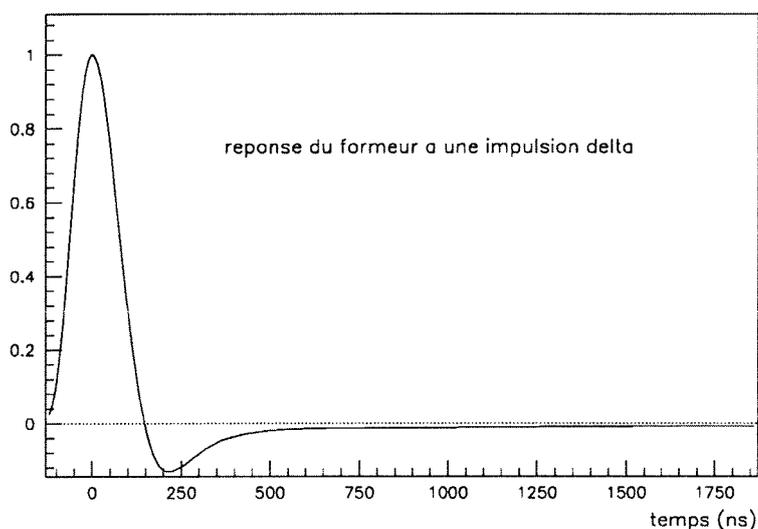


Figure 1.4: Réponse du formeur à une impulsion delta.

192-255 un canal correspond à 29.62 mV avec un piédestal de 153.71. Le rapport des pentes étant de 4.94. Les piédestaux, les pentes et les rapports de pentes sont constants par digitiseurs. Au cours des deux premières années, les seuils étaient identiques pour l'ensemble des voies de la TPC (excepté pour le secteur 4 très bruyant). Par la suite, les seuils ont été ajustés voies par voies.

L'amplitude du signal, lors de l'échantillonnage, est transformée en un mot de 8 bits qui est conservé dans une mémoire pouvant contenir 512 mots au maximum.

- Après l'échantillonnage, la suppression des zéros permet de réduire le volume des données.

On conserve pour un signal toutes les amplitudes au-dessus du seuil ( $\sim 32$  ou 50 canaux) ainsi que les deux premières amplitudes au-dessous du seuil en début et fin de signal (voir figure 4.1).

La figure 1.4 présente la courbe de réponse du formeur à une impulsion delta. On remarque la soustension ou *undershoot*, passage au dessous de zéro de la courbe qui devrait compenser le temps d'intégration fini du formeur. On verra dans la suite les problèmes engendrés par cet effet.

### 1.3.4 Identification des particules

L'identification des particules dans la TPC est possible grâce à la mesure de leur perte d'énergie pendant la traversé du gaz. Ce sont les mesures fournies par les fils sensibles des chambres proportionnelles qui vont permettre une estimation de l'ionisation produite par la particule. La mesure simultanée de l'impulsion et de la perte d'énergie permet de retrouver la masse de la particule et donc de l'identifier. Cette méthode a pu être mise en application grâce au calcul de Bethe [2] et Landau [1]. Dans le chapitre suivant nous aborderons le calcul de perte d'énergie pour une particule chargée dans la matière et la distribution de cette énergie perdue pour une épaisseur de matière donnée. Mais dans un premier temps, on rappelle la formule connue de Bethe et Bloch qui donne l'énergie perdue par une particule, à travers une distance  $dx$ , en fonction de grandeurs caractéristiques du matériaux traversé et de  $\beta$  la vitesse relative de la particule.

$$-\frac{dE}{dx} = 4\pi\mathcal{N}r_e^2m_e c^2 z^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[ \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta^2}{2} \right] \quad (1.2)$$

où  $4\pi\mathcal{N}r_e^2z^2 = 0.3071 \text{ MeV cm}^2 \text{ g}^{-1}$ ,  $Z$  et  $A$  sont les nombre et poids atomique du milieu traversé,  $m_e$  la masse de l'électron,  $r_e$  le rayon classique de l'électron,  $I = 16Z^{0.9} \text{ eV}$ , pour  $Z > 1$  le potentiel d'ionisation. Le terme  $\delta$  indispensable pour rendre bien compte des effets d'écran du milieu traversé doit être ajusté en fonction de ce milieu [10].

La formule de Bethe et Bloch montre que la perte d'énergie d'une particule est caractéristique de celle-ci à une vitesse donnée. Une fraction constante de cette énergie perdue se retrouve dans le nombre moyen d'électrons libérées qui sont ensuite détectés par la TPC. La proportionnalité entre le  $dE/dx$  et la

mesure de l'ionisation totale ainsi que la mesure de l'impulsion permet alors de retrouver le type de particule.

L'identification ne sera possible que sous certaines conditions. En effet l'échantillonnage spatial de la mesure de l'énergie perdue, la reconnaissance des traces, ainsi que le traitement des signaux, entraînent des problèmes qui altèrent la mesure.

# Chapitre 2

## Perte d'énergie dans la matière

L'identification des particules chargées, dans un domaine d'impulsions comprises entre quelques centaines de MeV/c et quelques dizaines de GeV/c pour les détecteurs actuels, est rendue possible par la méthode du  $dE/dx$ . Cette méthode consiste à mesurer simultanément la perte d'énergie par ionisation de la particule chargée à travers une épaisseur de matière donnée ( $dE/dx$ ) et son impulsion ( $P$ ). Comme nous allons le voir, la perte d'énergie de la particule est seulement fonction de sa vitesse. La connaissance de  $P$  et du  $dE/dx$  permet alors de retrouver la masse de la particule et ainsi de l'identifier. Un résumé de la théorie de l'ionisation puis le calcul de Landau concernant la distribution de perte d'énergie seront abordés dans la suite utilisant les références suivantes: M.Shapiro [7], W.W.M Allison et J.H Cobb [3], O.Barring [5], J.D. Jackson [8] et V.A.Chechin et al [4].

### 2.1 Section efficace de collision

Une particule chargée traversant un volume de gaz (la TPC) va perdre par interaction électromagnétique (le terme employé habituellement est collision) avec les électrons et les noyaux présents une certaine quantité d'énergie.

Cette perte d'énergie, en grande partie due aux collisions avec les électrons atomiques (l'énergie de transfert étant inversement proportionnelle à la masse de la particule cible) se distingue en deux régimes de transfert d'énergie.

- Le premier correspond à des énergies de transfert qui peuvent être importantes par rapport aux énergies de liaison des électrons du gaz, ce qui peut conduire à des électrons arrachés au milieu, pouvant à leur tour ioniser le gaz (aussi appelés rayon  $\delta$ ).

Les interactions avec des électrons quasi-libres sont prises en compte par la section efficace différentielle par électron et par unité d'énergie de diffusion de Rutherford :

$$\left. \frac{d\sigma}{dE} \right|_{\text{Rutherford}} = \frac{2\pi e^4}{m_e c^2} \frac{1}{\beta^2 E^2} \int_0^E f(\Delta) d\Delta \quad (2.1)$$

où  $f(E)$  (force d'oscillateur) est proportionnelle au carré de l'élément de matrice de transition d'un électron d'un état initial vers un état final pour l'atome considéré pour une énergie de transfert égale à  $E$  et  $m_e$  la masse de l'électron,  $c$  la vitesse de la lumière,  $\beta = v/c$  vitesse de la particule et  $e$  la charge de l'électron.

- Le second régime correspond à des énergies de transfert comparables aux énergies de liaison des atomes du gaz. La section efficace différentielle peut alors être décrite aux basses densités, telles que celles du gaz de la TPC, par :

$$\left. \frac{d\sigma}{dE} \right|_{\text{excitation}} = \frac{2\pi e^4}{m_e c^2} \frac{f(E)}{\beta^2 E} \left[ \ln \left( \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{E} \right) - \beta^2 \right] \quad (2.2)$$

Cette expression ne tient pas compte de l'effet d'écrantage du milieu. Le champ électrique de la particule incidente vu par des électrons atomiques à grand paramètre d'impact, est plus faible que celui attendu dans le vide à cause de la polarisation des atomes voisins. Ce phénomène, appelé effet de densité, contribue à la section efficace différentielle par :

$$\Delta_{\text{effet de densité}} = \frac{2\pi e^4}{m_e c^2} \frac{f(E)}{\beta^2 E} \left[ \ln \left( \frac{1}{|1 + \beta^2 \gamma^2 (1 - \varepsilon)|} \right) + \beta^2 (1 - \text{Re}(\varepsilon)) \right] - \frac{2\pi e^4}{m_e c^2} \frac{1}{\beta^2} \frac{2}{(\hbar \omega_p)^2} \left( \beta^2 - \frac{\text{Re}(\varepsilon)}{|\varepsilon|^2} \right) \quad (2.3)$$

où  $\varepsilon$  est la constante diélectrique complexe du milieu et  $\omega_p$  la fréquence plasma du gaz ( $\omega_p^2 = 4\pi Z\rho e^2/m_e$ ). Le premier terme est négatif et dépend de  $f(E)$ . Il est donc normal de voir apparaître un effet des couches atomiques dans la correction. Le second terme qui décrit l'émission du rayonnement Čerenkov, peut être négligé dans notre application.

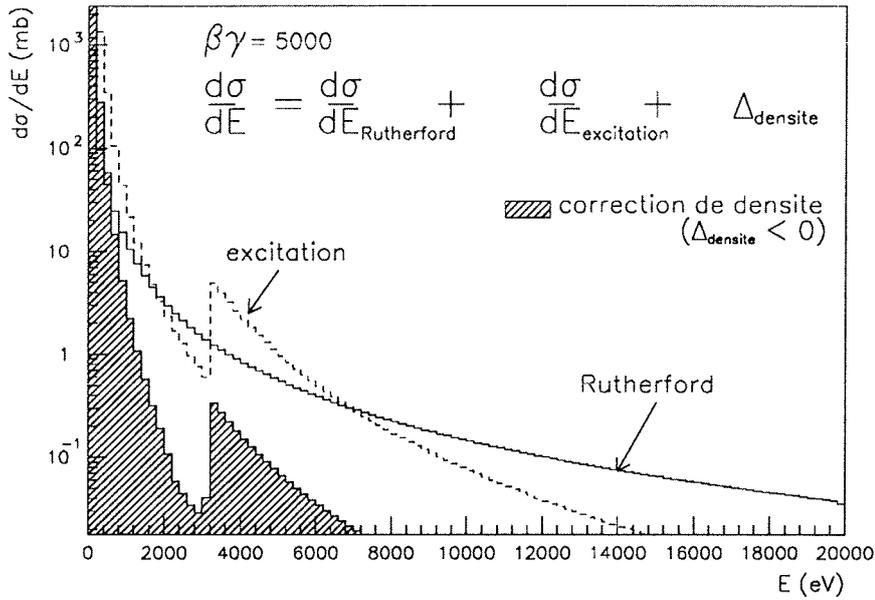


Figure 2.1: Composantes de la section efficace différentielle d'énergie. La correction de densité, partie hachurée, est négative et se soustrait aux deux autres contributions de la section efficace.

La section efficace différentielle peut alors s'écrire :

$$\frac{d\sigma}{dE} = \frac{d\sigma}{dE}\Big|_{\text{Rutherford}} + \frac{d\sigma}{dE}\Big|_{\text{excitation}} + \Delta_{\text{effet de densité}}$$

$$\frac{d\sigma}{dE} = \frac{2\pi e^4}{m_e c^2} \frac{f(E)}{\beta^2 E} \left( \ln \left( \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{E |1 + \beta^2 \gamma^2 (1 - \varepsilon)|} \right) - \beta^2 \text{Re}(\varepsilon) \right) + \frac{2\pi e^4}{m_e c^2} \frac{1}{\beta^2 E^2} \int_0^E f(\Delta) d\Delta \quad (2.4)$$

Cette expression représente la section efficace différentielle d'énergie pour

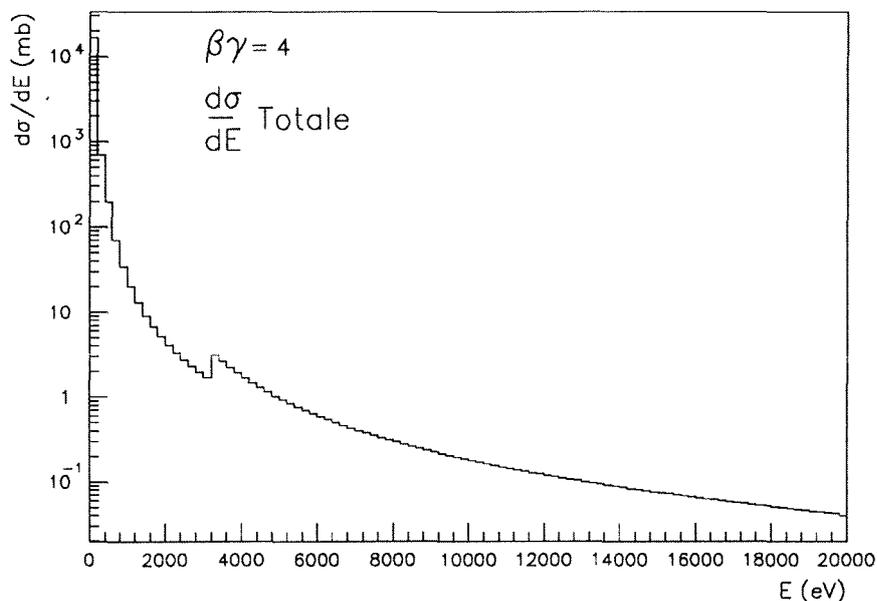


Figure 2.2: Section efficace différentielle d'énergie totale pour  $\beta\gamma = 4$

une particule chargée interagissant avec un électron atomique du milieu.

La figure 2.1 représente les deux composantes de la section efficace de collision ainsi que le terme de correction pour  $\beta\gamma = 5000$ <sup>1</sup>. Ces sections efficaces ont été calculées pour un mélange Ar/CH<sub>4</sub> (80%,20%), une épaisseur de matière traversée de 4.4 mm, une pression de 980 mb, conditions moyennes rencontrées dans la TPC de DELPHI.

En trait plein la partie qui contribue au grand transfert d'énergie. En pointillé la partie excitation, on remarque l'effet des couches atomiques qui se caractérise par la présence de deux pics. La partie hachurée se soustrait à la somme des deux autres parties et rend compte de l'effet de densité, qui est négligeable pour des  $\beta\gamma$  inférieurs à 10 (voir figure 2.5). La figure 2.2 représente la somme des trois contributions pour  $\beta\gamma = 4$ .

Ces figures permettent quelques observations :

la particule a de très fortes probabilités de perdre une faible quantité d'énergie à travers le milieu. La section efficace décroissant en  $1/E^2$ , la probabilité de

<sup>1</sup>On choisit  $\beta\gamma = 5000$  afin de faire ressortir sur la figure 2.1 l'effet de densité (partie hachurée)

transfert de grande quantité d'énergie varie dans le même sens. Ces grands transferts d'énergie se traduisent par la longue queue dans la distribution de Landau. Il faut noter également que la couche M de l'Argon est à l'origine de 92% de l'ionisation pour une particule au minimum ionisant [14].

A partir de cette section efficace différentielle on peut en déduire une approximation du nombre de collisions par unité de longueur impliquant une énergie de transfert comprise entre  $E$  et  $E+dE$  où  $\rho$  est la densité électronique du milieu:

$$\frac{\partial^2 N}{\partial x \partial E} = \rho \frac{d\sigma}{dE} \quad (2.5)$$

Ce nombre de collisions est fonction de deux inconnues, la force d'oscillateur  $f(E)$  et la constante diélectrique complexe du milieu  $\varepsilon = \varepsilon_1 + i\varepsilon_2$ . La vitesse  $\beta$  n'est pas considérée ici comme une inconnue puisqu'elle est déterminée par la mesure de l'impulsion pour un type de particule donné.

On définit habituellement la partie imaginaire de  $\varepsilon$  en fonction de  $f(E)$  avec:

$$\varepsilon_2(E) = \frac{2\pi^2 \rho e^2}{m_e E} f(E) \quad (2.6)$$

de plus, les parties réelle et imaginaire de la constante diélectrique du milieu sont reliées par la relation de Kramers-Koenig (où  $P$  est la partie principale de l'intégrale):

$$\varepsilon_1(\omega) - 1 = \frac{2}{\pi} P \int_0^\infty \frac{x \varepsilon_2(x)}{x^2 - \omega^2} dx \quad (2.7)$$

Or l'absorption ( $\varepsilon_2$ ) et la polarisation ( $\varepsilon_1$ ) du milieu peuvent s'exprimer directement en fonction de la section efficace de photoabsorption  $\sigma_\gamma$ , par:

$$\sigma_\gamma = \frac{Z\omega\varepsilon_2}{\rho c(\varepsilon_1)^{1/2}} \simeq \frac{Z\omega}{\rho c} \varepsilon_2 \quad (2.8)$$

où  $Z$  est le nombre atomique du milieu et  $\omega = E/\hbar$ . Dans un milieu peu dispersif (le gaz de la TPC de DELPHI par exemple), la partie réelle de  $\varepsilon$  est très proche de 1, on peut donc exprimer  $\sigma_\gamma$  en fonction seulement de la partie imaginaire de  $\varepsilon$ .

Donc  $\varepsilon_2$  et  $f(E)$  sont fonction de  $\sigma_\gamma$ . On peut ainsi obtenir le nombre de collisions par unité de longueur pour un intervalle d'énergie en fonction de la

section efficace de photoabsorption, dans l'hypothèse d'un milieu peu dense et dans l'approximation dipolaire électrique (la longueur d'onde associée à la particule incidente est très supérieure au rayon classique de Bohr).

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 N}{\partial x \partial E} = & \frac{2\pi e^4 \rho}{m_e c^2} \frac{f(E)}{\beta^2 E} \left( \ln \left( \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{E |1 + \beta^2 \gamma^2 (1 - \varepsilon)|} \right) - \beta^2 \varepsilon_1 \right) \\ & + \frac{2\pi e^4}{m_e c^2} \frac{\rho}{\beta^2 E^2} \int_0^E f(\Delta) d\Delta \end{aligned} \quad (2.9)$$

L'équation 2.9 n'est fonction que de quantités mesurables, de la section efficace de photoabsorption  $\sigma_\gamma$  et de la vitesse de la particule  $\beta$ . On peut alors remonter au nombre de collisions, donc à la perte d'énergie à l'aide du calcul de Landau [3],[5],[7]. En appendice, le modèle classique de l'électron élastiquement lié permet de suivre simplement le calcul qui relie  $f(E)$ ,  $\varepsilon$  et  $\sigma_\gamma$ . Ce calcul également réalisable en mécanique quantique non relativiste permet de confirmer à *posteriori* les hypothèses du modèle classique.

## 2.2 Distribution de perte d'énergie: distribution de Landau

On définit la densité de probabilité  $F(x, \Delta) d\Delta$  pour qu'une particule d'énergie initiale  $E$  perde une quantité  $d\Delta$  d'énergie en traversant la faible épaisseur  $x$ . Dans la suite, on considèrera  $\Delta \ll E$ .

Le nombre de collision par unité de longueur pour un  $d\Delta$  d'énergie est connu d'après l'équation 2.9 On définit la probabilité de collision impliquant un transfert énergie  $E_{dx}$  d'une particule incidente à travers le milieu par unité de longueur par:

$$P_{dx}(E_{dx}) = \delta(E_{dx}) \left( 1 - dx \int_0^\infty \frac{\partial^2 N}{\partial x \partial E}(E) dE \right) + dx \frac{\partial^2 N}{\partial x \partial E}(E_{dx}) \quad (2.10)$$

Le premier terme de cette équation représente la probabilité de ne pas perdre d'énergie ( $E_{dx} = 0$ ). On suppose  $x$  suffisamment petit pour qu'il y ait au plus une collision pendant la traversée de  $x$ . On peut alors calculer :

$$F(x + dx, \Delta) = \int_0^\Delta F(x, \Delta - E_{dx}) P_{dx}(E_{dx}) dE_{dx} \quad (2.11)$$

qui représente la densité de probabilité pour qu'une particule perde la quantité d'énergie  $E_{dx}$  pendant le parcours  $dx$ , pour  $E_{dx} \leq \Delta$ , d'où

$$F(x+dx, \Delta) = F(x, \Delta) \left( 1 - dx \int_0^\infty \frac{\partial^2 N}{\partial x \partial E}(E) dE \right) + dx \int_0^\Delta F(x, \Delta - E_{dx}) \frac{\partial^2 N}{\partial x \partial E}(E_{dx}) dE_{dx} \quad (2.12)$$

On peut faire tendre  $\Delta$  vers l'infini. En effet, pour  $E_{dx} > \Delta$  on pose  $F(x, \Delta - E_{dx}) = 0$  ce qui correspond à une probabilité nulle pour une énergie perdue négative, d'où

$$F(x+dx, \Delta) - F(x, \Delta) = dx \int_0^\infty [F(x, \Delta - E_{dx}) - F(x, \Delta)] \frac{\partial^2 N}{\partial x \partial E}(E) dE \quad (2.13)$$

On peut alors écrire:

$$\frac{\partial F(x, \Delta)}{\partial x} = \int_0^\infty [F(x, \Delta - E_{dx}) - F(x, \Delta)] \frac{\partial^2 N}{\partial x \partial E} dE \quad (2.14)$$

Dans son article de 1941 Landau [1] utilise la transformation de LAPLACE pour résoudre cette équation et déterminer  $F(x, \Delta)$  en fonction seulement de la section efficace différentielle d'énergie de collision.

La distribution de perte d'énergie  $F(x, \Delta)$  est caractéristique de la particule chargée.

## 2.3 Calcul du $dE/dx$

Un programme d'intégration de l'équation 2.14, utilisant les transformations de Fourier, a été mis au point [5] dans la collaboration DELPHI. La figure 2.3 présente deux exemples de distributions de Landau calculées à l'aide de ce programme. Pour un pion au minimum ionisant, ce qui correspond à  $\eta = \beta\gamma$  de l'ordre de 4, et un muon d'impulsion  $P = 45 \text{ GeV}/c$  ( $\eta = 425$ ), dans les conditions de pression, de mélange gazeux et d'échantillonnage spatial de la TPC de DELPHI<sup>2</sup>.

<sup>2</sup> $p=981 \text{ mb, Ar/CH}_4 (80\%,20\%), pas = 0.4 \text{ cm}$

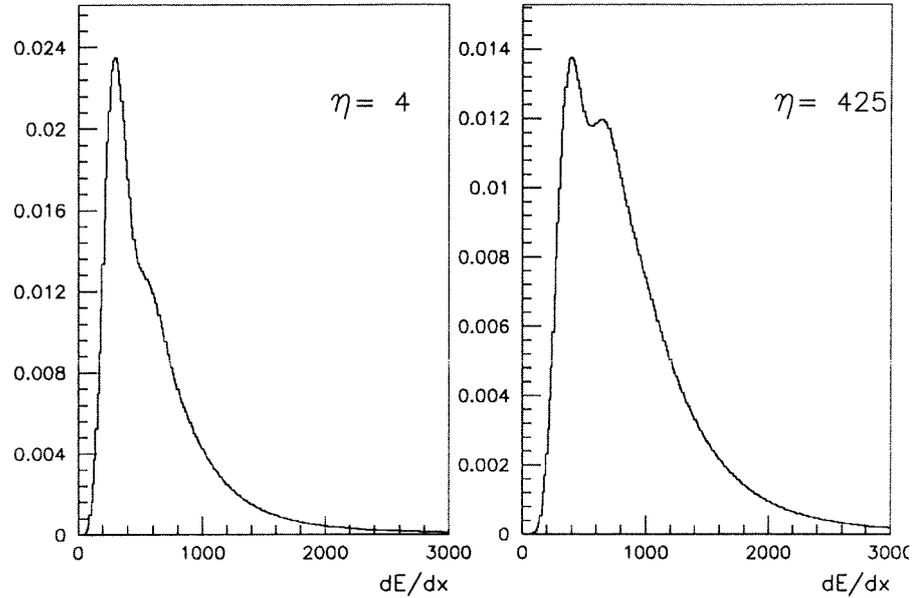


Figure 2.3: *Distribution de Landau calculée pour un pion au minimum ionisant ( $\eta = \beta\gamma = 4$ ) et un muon de 45 GeV/c ( $\eta = 425$ )*

On remarque un épaulement sur les deux distributions, qui peut s'expliquer comme un effet des couches atomiques. En effet, le calcul de la perte d'énergie prend en compte les contributions des différentes couches (K,L,M) de l'argon, à travers le calcul des sections efficaces présenté dans la partie précédente. Cet effet tend à disparaître dès que le calcul est effectué soit pour une pression supérieure à deux atmosphères soit pour des épaisseurs de matière traversée supérieures à 0.8 cm.

Ce calcul est utilisé dans la simulation et les différents élargissements, fluctuations sur le nombre d'électrons primaires et sur l'amplification, introduits dans celle-ci font disparaître cet épaulement, comme le montre la figure 2.4. Une description plus détaillée de la simulation est faite dans le dernier chapitre. La figure 2.4 montre cette distribution de perte d'énergie pour un lot de pions simulés d'impulsion comprise entre 280 MeV/c et 400 MeV/c. On retrouve sur cette figure les termes de la section efficace de collision. Le pic, ou valeur la plus probable d'ionisation, correspond aux faibles transferts d'énergie (excitation, ionisation) et est pratiquement gaussien. La queue de la distribution

ou "queue de Landau" correspond à des grands transferts d'énergie (rayon  $\delta$ ). Cette partie de la distribution doit être éliminée dans les mesures d'ionisation car le nombre d'échantillons avec lequel est mesuré la perte d'énergie est fini et les fluctuations statistiques dans la queue de la distribution entraînent de grandes variations de la valeur moyenne (voir partie 4.1).

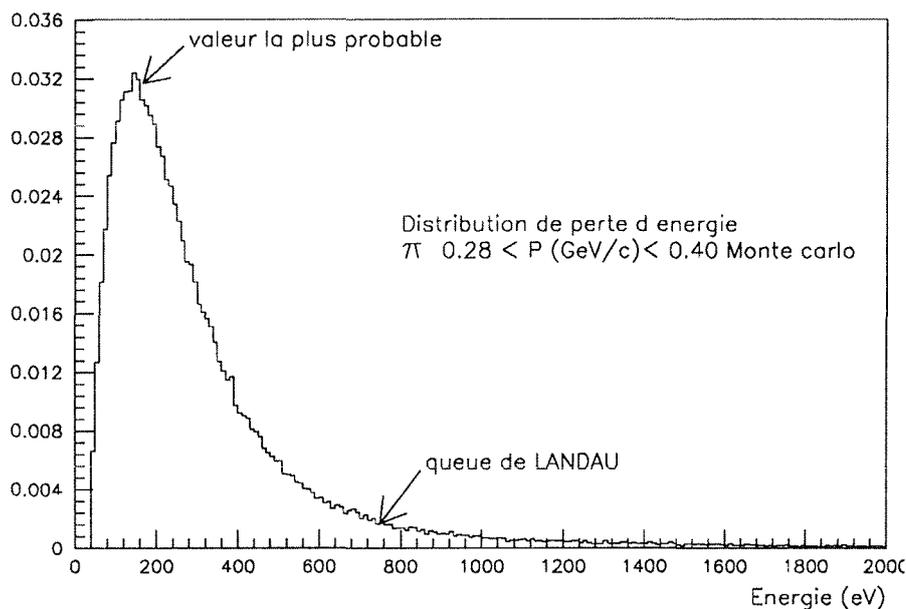


Figure 2.4: *Distribution de perte d'énergie simulée pour un pion proche du minimum ionisant.*

## 2.4 Principe d'identification avec le $dE/dx$

La figure 2.5 présente le calcul de la perte d'énergie moyenne en fonction de  $\beta\gamma$ . En pointillé apparaît ce même calcul sans la correction de densité. Cette courbe (trait plein) est universelle et indépendante du type de la particule. Pour obtenir la dépendance du  $dE/dx$  en fonction de l'impulsion d'une particule il suffit de faire subir à la courbe 2.5 une translation suivant l'axe des abscisses d'un facteur dépendant de la masse de la particule. En pratique, une fois que l'on a mesuré l'impulsion de la particule, on calcule le  $dE/dx$  pour différentes hypothèses de masses, on peut alors construire une probabilité qui dépendra de l'écart à la courbe calculée.

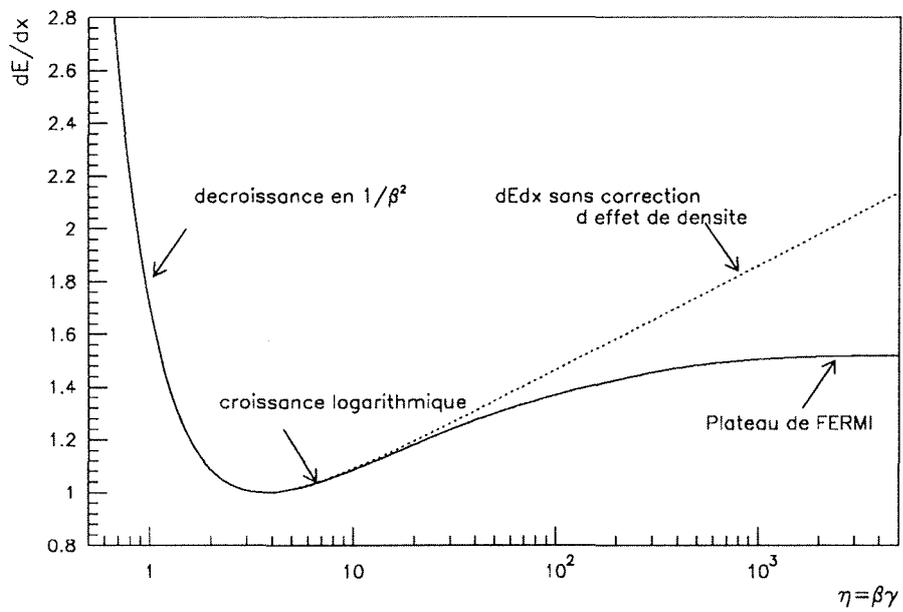


Figure 2.5: Variation de l'ionisation en fonction de  $\beta\gamma$

# Chapitre 3

## Calibration sources et étude préliminaire des signaux avec le rayonnement cosmique

La mesure de la perte d'énergie des particules chargées à travers la TPC est rendue possible grâce aux 192 fils sensibles des 12 chambres proportionnelles. Chaque signal recueilli par un fil sensible est ensuite traité électroniquement par la chaîne d'acquisition décrite dans la partie 1.3.3. Afin de réaliser la meilleure mesure possible, on doit égaliser les réponses de ces 2304 voies, c'est à dire que pour un même signal reçu par différents fils l'information après traitement électronique doit être identique. Dans la seconde partie de ce chapitre, les premiers tests réalisés avec le rayonnement cosmique seront étudiés. Ils ont permis une première approche du traitement et des corrections à apporter au signal afin de permettre une mesure du  $dE/dx$ .

### 3.1 Etalonnage des fils sensibles avec les sources de $^{55}\text{Fe}$

L'étalonnage de la réponse électronique de la chaîne d'acquisition des fils sensibles aux digitiseurs peut-être réalisé à partir d'une source d'énergie constante et connue. De plus il est intéressant de connaître pour chaque fil la relation qui lie l'énergie déposée par une particule traversant la TPC et le signal que l'on observe. On dispose, pour déterminer ce facteur d'échelle, d'une source d'énergie bien déterminée qui produit (aux fluctuations statistiques près) un

nombre d'électrons primaires constant. La source radioactive de  $^{55}\text{Fe}$  dont le processus de désintégration est connu permet d'obtenir une calibration absolue et relative pour les fils de la TPC. Un bref rappel de la production d'électrons primaires obtenue avec le  $^{55}\text{Fe}$  sera abordé. Dans un deuxième temps on réalisera une calibration relative du gain électronique pour l'ensemble des secteurs. Et enfin on déterminera le facteur d'échelle qui relie un canal du FADC à une énergie.

### 3.1.1 Sources de $^{55}\text{Fe}$

Par capture électronique le  $^{55}\text{Fe}$  se transmute en  $^{55}\text{Mn}$  qui se désexcite par émission d'un photon X de 5.96 KeV. Ce photon ionisant l'argon est à l'origine des électrons primaires. Le photon est absorbé par la couche K de l'argon qui émet un électron d'énergie cinétique  $E_e = E_X - E_K$  de 2.70 KeV. L'argon se désexcite alors soit par une cascade Auger dans environ 85% des cas, soit par émission d'une raie  $K_\alpha$  (photon de 2.96 KeV) ou une raie  $K_\beta$  (photon de 3.20 KeV) dans 15% des cas.

Dans le cas d'émission de photon, le même processus a lieu, mais avec la couche L de l'argon. On obtient finalement 3 types de dépôt d'énergie :

Dans le cas de la cascade Auger la totalité de l'énergie du photon X est récoltée dans le même signal. L'électron produit par cette ionisation se thermalise rapidement (une longueur  $\sim 100 \mu\text{m}$  suffit). 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 du photon X initial soit 5.96 KeV. Lorsque l'Argon se désexcite par l'émission d'un photon et que seul l'électron issue de l'ionisation de la couche K est détecté, l'énergie mesurée est environ 2 fois plus faible, soit 2.76 KeV.

Dans un premier temps, pour chacun des 2304 fils on ajuste deux gaussiennes sur chaque histogramme (voir la figure 3.1). On obtient ainsi une première estimation de la position du pic principal du  $^{55}\text{Fe}$ , ainsi que de sa largeur. Dans un second temps, on ajuste une gaussienne sur une fenêtre contenant uniquement le pic principal (l'intervalle choisi est de  $\pm 3 \sigma$  autour du pic principal).

La position du pic principal est ainsi déterminée avec une meilleure précision.

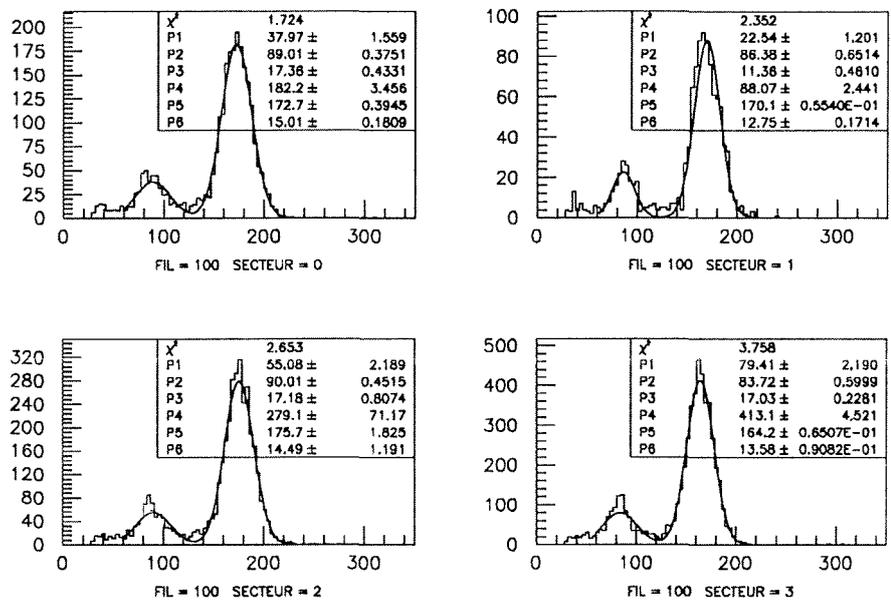


Figure 3.1: Exemples de distribution du  $^{55}\text{Fe}$  pour les fils n° 100 pour les secteurs 0, 1, 2, 3.

L'erreur statistique sur le pic principal est faible. En effet le nombre d'entrées pour chaque histogramme est compris entre 2000 et 8000, excepté le secteur n°1 qui n'a que 1000 entrées (activité réduite de la source).

Pour chaque secteur, on obtient également la dispersion du gain (électronique) par l'étude de la distribution des 192 valeurs moyennes du pic principal, figures 3.2 et 3.3.

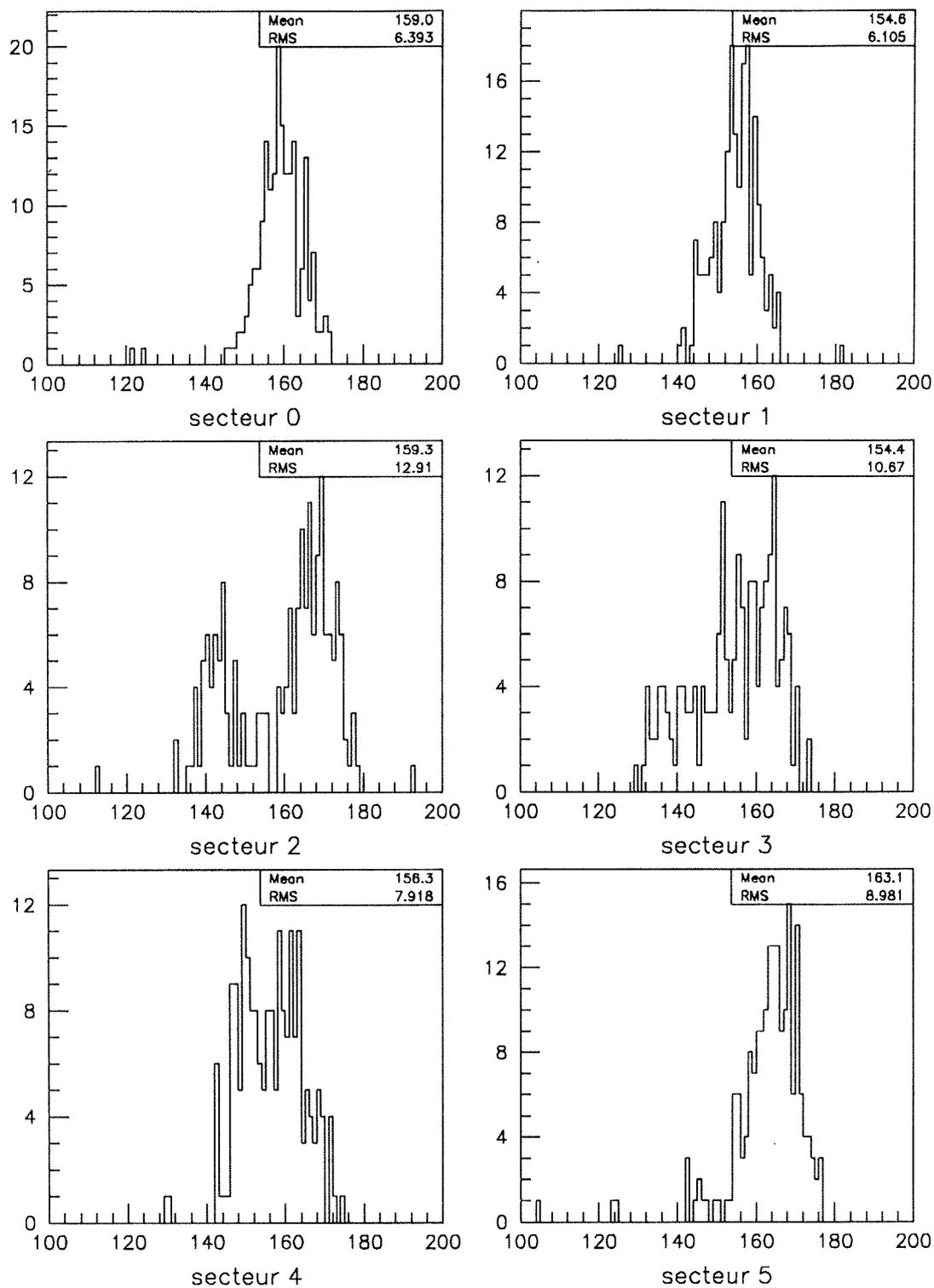


Figure 3.2: *Distribution du pic principal pour les secteurs 0 à 5, données sources de juin 1990.*

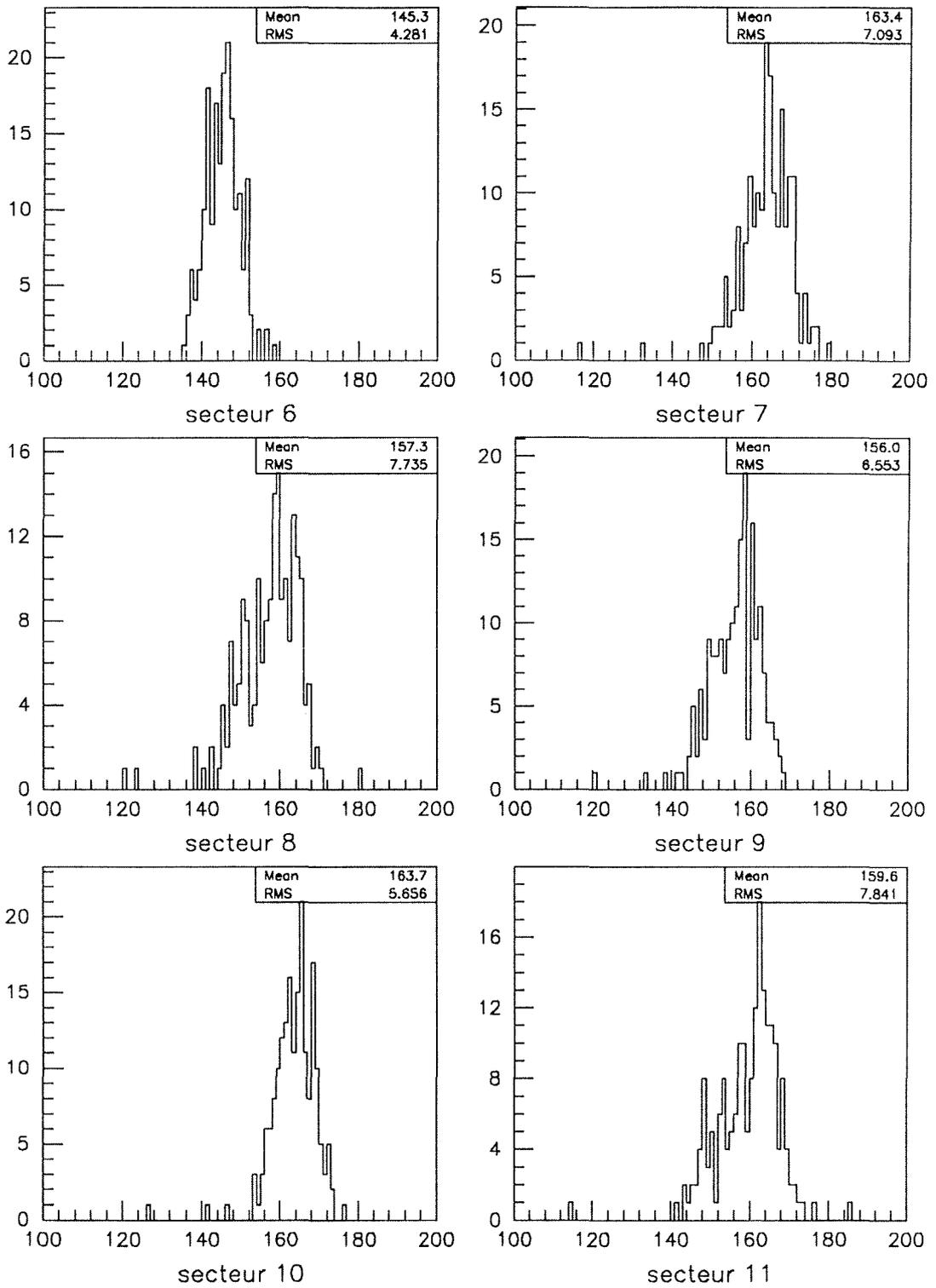


Figure 3.3: *Distribution du pic principal pour les secteurs 6 à 11, données sources de juin 1990.*

### 3.1.2 Prises de données avec les sources

La prise de données avec les sources s'effectue dans les conditions de fonctionnement normales de la TPC. Seuls les seuils de certains fils bruyants sont rehaussés afin de réduire le temps de prise de données.

Un déclenchement aléatoire est utilisé pour la collecte des données. Pour chaque déclenchement, on obtient en moyenne 1 à 2 amplitudes par secteur. Pour ne pas être trop sensible aux fluctuations statistiques, on souhaite de l'ordre de 2000 amplitudes par fil. L'acquisition se fait par demi-TPC, on peut acquérir 40 000 déclenchement/heure, 2 000 coups par fil représentent donc 400 000 déclenchements, 20 heures de prises de données sont ainsi nécessaires pour les deux demi TPC. On comprend donc que de telles prises de données ne peuvent être réalisées aussi souvent qu'il serait souhaitable de le faire pour suivre le mieux possible les variations de gain au cours du temps.

### 3.1.3 Tests des calibration sources

On corrige chaque signal reçu par le fil numero  $i$  d'un facteur inversement proportionnel à la valeur moyenne du pic principal du  $^{55}\text{Fe}$ , après correction de piédestal et des pentes du digitiseur. Afin de ramener tous les secteurs à une réponse identique, la constante de proportionnalité est conventionnellement choisie à la valeur moyenne des réponses

$$\sum_{s=1}^{12} \langle \text{Pic principal} \rangle_s / 12$$

La valeur moyenne des amplitudes reçues par chaque fil permet de contrôler cette calibration : la dispersion de ces valeurs moyennes est calculée avant et après calibration dans les tableaux 3.1 et 3.2.

### 3.1.4 Résultats 1989-1990

Les tableaux 3.1 et 3.2 donnent les 12 dispersions relatives (rms/moyenne) pour chaque secteur respectivement pour 1989 et 1990. Les dispersions sont de l'ordre de 3 à 4%, sauf pour les secteurs 2 et 3. On peut contrôler que l'effet des

Secteur	Dispersion source	Données non corrigées	Données corrigées	Diff. quadratique
00	3.0 %	5.2 %	4.0 %	3.3 %
01	3.7 %	5.3 %	3.8 %	3.7 %
02	6.3 %	4.9 %	4.1 %	2.7 %
03	5.6 %	4.6 %	4.9 %	- 1.7 %
04	4.8 %	6.2 %	4.4 %	4.3 %
05	3.5 %	4.4 %	4.2 %	1.3 %
06	2.8 %	4.3 %	4.1 %	1.3 %
07	3.8 %	7.6 %	6.0 %	4.7 %
08	4.1 %	5.5 %	5.3 %	1.4 %
09	3.6 %	5.4 %	3.9 %	3.7 %
10	3.2 %	5.5 %	4.6 %	3.0 %
11	4.1 %	4.3 %	3.9 %	1.8 %

Tableau 3.1: *Calibration source pour les données 1989*

Secteur	Dispersion source	Données non corrigées	Données corrigées	Diff. quadratique
00	4.0 %	4.6 %	1.7 %	4.3 %
01	3.9 %	4.6 %	1.6 %	4.3 %
02	8.3 %	4.1 %	2.6 %	3.1 %
03	6.9 %	6.2 %	4.6 %	4.1 %
04	5.0 %	4.8 %	1.6 %	4.5 %
05	5.5 %	4.8 %	3.1 %	3.7 %
06	3.0 %	4.3 %	3.1 %	3.0 %
07	2.5 %	6.3 %	2.7 %	5.7 %
08	4.9 %	5.1 %	2.7 %	4.3 %
09	4.1 %	4.4 %	1.6 %	4.1 %
10	3.4 %	5.0 %	2.5 %	4.3 %
11	4.9 %	4.2 %	1.9 %	3.8 %

Tableau 3.2: *Calibration source pour les données 1990*

corrections obtenues par les mesures sources sur les données  $Z^0$  n'améliorent les dispersions relatives que de 1 à 2%. Cette dispersion est en effet dominée par les fluctuations statistiques. Pour chaque fil, la fluctuation statistique sur l'amplitude relative d'un fil est environ de 4% (au moment de cette étude nous ne disposons que d'un faible nombre de données  $Z^0$  soit environ 800 amplitudes par fil sensible).

L'amélioration obtenue sur les données après calibration est compatible avec les prévisions, à l'exception peut-être du secteur 3 pour l'année 1989 pour lequel les calibrations sources semblent détériorer la résolution. Cela est dû à un changement de digitiseur entre la calibration et la prise des données. Les mesures réalisées en 1991 confirment celles obtenues en 1990 [23] et montre la stabilité de la calibration source.

### 3.1.5 Echelle d'énergie

Le rapport entre la position du pic principal et la valeur de l'énergie du photon provenant de la désexcitation du  $^{55}\text{Mn}$  permet d'obtenir une échelle d'énergie.

La mesure  $\langle \text{Pic} \rangle = 157.7$  pour un photon X de 5.96 KeV fournit l'équivalence suivante: 1 unité de FADC correspond à environ 38 eV, pour une tension d'avalanche de 1185 V. Ceci permet d'obtenir une première mesure de la perte d'énergie d'une particule au minimum ionisant. Le rapport de gain entre 1185 et 1385 V [14] est de l'ordre de 7.8, l'amplitude maximale pour le minimum ionisant en 1990 est en moyenne de 85, pour un échantillonnage de 0.4 cm. D'où  $dE/dx_{\text{PMI}} = 1 \text{ KeV/cm}$ .

### 3.1.6 Problèmes des calibrations sources et des calibrations avec les données $Z^0$

Afin d'obtenir la meilleure calibration, il est préférable de se placer dans les conditions réelles de prises de données. En effet sur la figure 3.3 le secteur 2 présente un ensemble de deux pics dû à une mauvaise calibration d'un digitiseur (96 voies) lors de la prise des données sources. La correction appliquée aux données serait alors dommageable. Au cours du temps, les dispersions

relatives ont évoluées car des digitiseurs ont été changés, les conditions de pression, température et de mélange gazeux ont également variées : il aurait fallu régulièrement prendre des données sources, ce qui posait deux problèmes, d'une part, le temps très long de prise de donnée et d'autre part le vieillissement local des fils. On utilise donc pour le moment les calibrations source effectués en 1991.

La meilleure solution serait d'utiliser directement les  $Z^0$ , la calibration pourrait alors se faire régulièrement et serait toujours effectuée dans les conditions réelles de prise de donnée.

D'autre part, en raison des problèmes d'effets de charge d'origine électronique dont il sera question au chapitre 5, il est essentiel d'améliorer la calibration relative des fils. Ces effets de charge ne perturbent la mesure du  $dE/dx$  que dans les événements hadroniques. Il devient clair qu'une calibration avec ces événements introduit un biais. Afin d'être le moins possible sensible à ces effets de charge, les événements hadroniques pourront être utilisés pour une calibration relative d'un même fil secteur par secteur car le biais est le même à un rayon donné. Cette méthode permet de ramener l'ensemble des fils de la TPC sur un seul secteur, ce qui correspond à un accroissement de la statistique d'un facteur 12. La calibration fil à fil est alors possible à l'aide de particules isolées telles qu'on en trouve dans les événements leptoniques (dimuons), pour lesquelles aucun effet de charge n'est observé.

Mais cette calibration est encore sensible aux effets d'angle. En effet, les derniers fils sensibles des secteurs reçoivent des signaux de traces dont l'angle polaire est compris entre 90 et 40 degrés environ, tandis que les premiers fils reçoivent des signaux provenant de traces dont l'angle polaire peut descendre jusque 23 degrés. Or nous verrons dans la suite les problèmes engendrés par l'étalement des signaux dues à l'angle de la trace. Si les corrections appliquées afin de corriger ces effets ne sont pas parfaites, la calibration avec les données  $Z^0$  leptonique risque d'être également biaisée.

### 3.1.7 Conclusion

Les sources de  $^{55}\text{Fe}$  permettent une première calibration des voies électroniques de la TPC, mais elles sont lourdes à mettre en œuvre et sont dommageables pour les fils sensibles. Les données leptoniques pourront servir, dans l'avenir, à une calibration plus fine car plus régulière mais seulement après avoir parfaitement maîtrisé les problèmes d'angle.

## 3.2 Etude préliminaire de la TPC avec le rayonnement cosmique

Une première série de mesures concernant les propriétés des signaux fournis par la TPC a été effectuée, en l'absence de champ magnétique, par l'étude de l'ionisation produite par le rayonnement cosmique (données 1987-1988).

### 3.2.1 Configuration expérimentale

Le déclenchement était réalisé au moyen de deux plans de scintillateurs placés au-dessus et au-dessous de la TPC et sélectionnant des traces pratiquement verticales. Pour éviter les effets angulaires, les traces conservées avaient un angle compris entre  $86^\circ$  et  $94^\circ$  avec l'axe Z. Le nombre de fils touchés par trace était alors d'environ 150 en moyenne (on demandait au moins 100 fils touchés, ce qui correspond à 6 pavés). Rappelons que ce test a été effectué dans un hall situé au niveau du sol, exposé à tous les rayons cosmiques, conditions différentes de la prise de données sur le LEP puisque le détecteur se trouve maintenant à cent mètres de profondeur, mais cette différence n'affecte pas l'étude présente.

### 3.2.2 Calibration relative des fils sensibles

Au moment de cette étude, aucune calibration source n'était réalisée, il a donc fallu utiliser les données cosmiques pour faire une première calibration. Pour convertir la réponse de chaque canal en terme d'ionisation, une calibration relative est nécessaire. Chaque signal est échantillonné par FADC à une fréquence de  $\sim 14$  MHz (voir partie 1.3.3). La somme des échantillonnages sera supposée égale à l'intégrale du signal (estimateur aussi appelé amplitude intégrée dans la suite). On obtient ainsi une information sur le  $dE/dx$  indépendante de la longueur de dérive. En effet la diffusion tend à étaler le signal, mais son intégrale reste constante. Les problèmes engendrés par l'utilisation d'un tel estimateur seront discutés ultérieurement (voir partie 4.1).

Pour chaque fil  $i$  d'un secteur, on calcule la valeur moyenne  $\langle A_i \rangle$  des signaux pour un échantillon donné de traces cosmiques (environ 1000 traces). On

corrige alors toutes les amplitudes mesurées du canal  $i$  par le facteur  $A_0/\langle A_i \rangle$ , où  $A_0$  est une constante arbitraire. En pratique on choisit pour  $A_0$  la moyenne de  $\langle A_i \rangle$  pour chaque secteur.

### 3.2.3 Effet de diffusion

La mesure du  $dE/dx$  est perturbée par les phénomènes de diffusion, pour les apprécier on ajuste sur la distribution des amplitudes mesurées  $x$  pour chaque trace la fonction suivante :

$$F(x) = p_1 \exp \left[ - \left[ \frac{1}{p_2} (x - p_3) + \exp - \frac{1}{p_2} (x - p_3) \right] \right] \quad (3.1)$$

La fonction  $F$  [11] est une représentation analytique approchée de la distribution de Landau pour une faible épaisseur de matière traversée.

L'évolution de la distribution d'ionisation au cours de la dérive est caractérisée par la variation du paramètre  $p_2$  ( $p_2$  représente une "largeur" autour de la valeur la plus probable de  $F(p_3)$ ). Celui-ci varie en fonction de la distance de dérive parcourue par les électrons d'ionisation. Les traces sélectionnées étant verticales, cette distance est estimée par la valeur moyenne de la position en  $z$  de chaque point de la trace considérée. L'angle maximal des traces étant de  $4^\circ$  avec la verticale, l'écart en distance de dérive pour le lot d'évènement est inférieur à 1%.

La figure 3.4 illustre le fait que la "largeur" de la distribution de Landau diminue avec la longueur de dérive (30%). La diffusion transverse tend donc à moyenniser, entre les différents fils, le nombre d'électrons arrachés au cours de l'ionisation: chaque signal tend vers la valeur la plus probable de la distribution. Ces effets sont observables car les déplacements engendrés par la diffusion transverse ne sont plus négligeable en comparaison de l'intervalle d'échantillonnage.

On constate également une corrélation entre fils adjacents due à la diffusion. On définit  $A_i$  comme l'amplitude intégrée du signal recueilli par le fil  $i$ . La variation de  $A_i/A_{i+1}$  en fonction de  $A_i$  pour différentes distances de dérive montre une corrélation entre  $A_i/A_{i+1}$  d'autant plus forte que la dérive est importante.

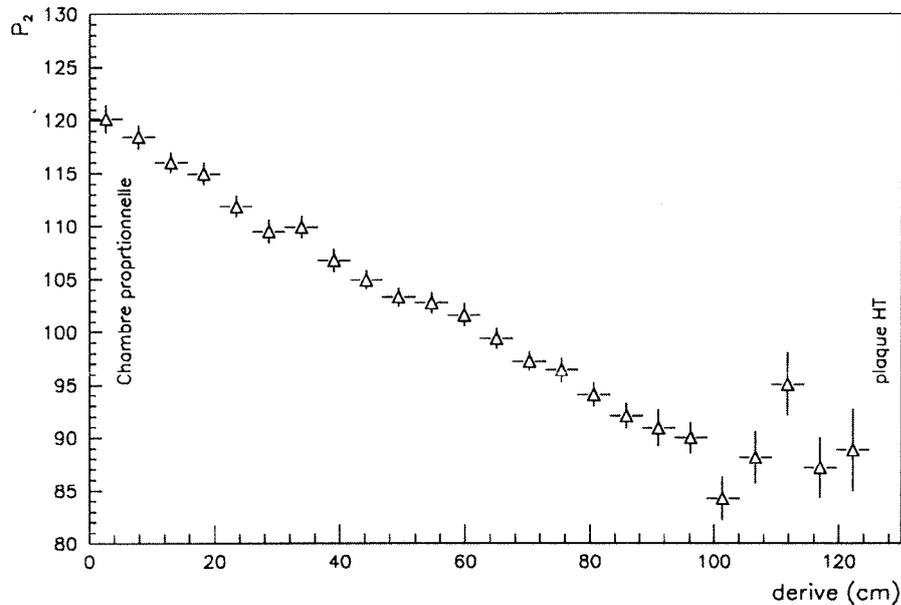


Figure 3.4: *Effet de la diffusion transverse sur la derive en z, cosmiques 1987.*

Pour des longueurs de dérives inférieures à 5cm, le rapport  $A_i/A_{i+1}$  a un comportement linéaire en fonction de  $A_i$ , ce qui signifie que les mesures de  $A_i$  et  $A_{i+1}$  sont indépendantes: on en conclut qu'il n'y a pas d'influence électrostatique appréciable entre fils voisins (grâce à l'effet d'écran des fils de champ). En revanche, pour les longues dérives, la diffusion transverse induit une corrélation entre un fil et ses voisins (figure 3.5). En moyenne cet effet est sans conséquence puisque chaque fil collecte des électrons diffusés transversalement.

Ce phénomène est particulièrement important en absence de champ magnétique. En présence de champ magnétique, la diffusion transverse est atténuée d'un facteur  $\omega\tau \sim 5$ . Des dépendances similaires, pour des données  $Z^0$  de 1991 avec champ magnétique, sont présentées sur la figure 3.6. La diffusion transverse étant très atténuée par la présence du champ magnétique, les deux lots se superposent. Notons que la dépendance de  $A_i/A_{i+1}$  en fonction de  $A_i$  est linéaire (la pente est l'inverse de la valeur moyenne de l'ionisation).

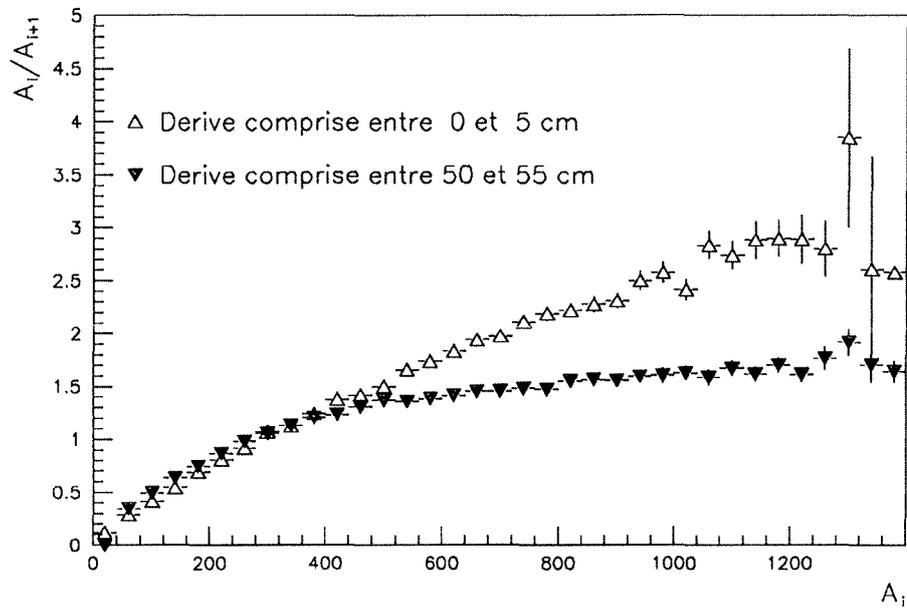


Figure 3.5: *Effet de la diffusion transverse sur la derive en z, cosmiques 1987.*

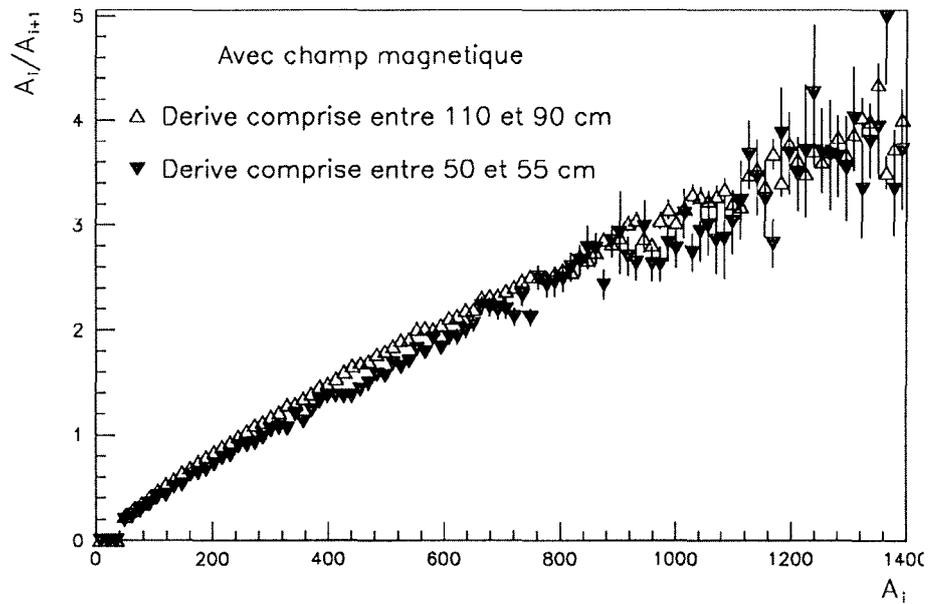


Figure 3.6: *Effet du champ magnétique sur la diffusion transverse, Z<sup>0</sup> 1991.*

### 3.2.4 Comparaison entre le calcul de perte d'énergie et les données cosmiques

La théorie de Landau [11] sur l'ionisation permet de relier la perte d'énergie  $dE/dx$  d'une particule à travers une épaisseur de matière donnée, à la section efficace différentielle  $d\sigma/dE$  d'interaction de cette particule avec le cortège électronique des atomes du milieu traversé (voir chapitre 2). Le calcul de cette section efficace différentielle  $d\sigma/dE$  en tenant compte de l'impulsion et du mélange gazeux [5] permet d'obtenir la distribution de Landau donc le  $dE/dx$  correspondant aux conditions expérimentales (pression, échantillonnage 0.4 cm) du mélange Ar/CH<sub>4</sub>.

Ce calcul exact du  $dE/dx$  ne rend cependant pas compte du signal observé. En effet,

- Les fluctuations statistiques sur le nombre d'électrons primaires
- Le bruit de la chaîne électronique
- Les constantes de temps du circuit de filtrage

introduisent un élargissement de la distribution de Landau.

Afin de tenir compte de ces effets d'élargissement, on convolue la distribution calculée avec une gaussienne dont la largeur est ajustée de manière à reproduire les données. On vérifie toutefois que l'ordre de grandeur est compatible avec les fluctuations poissoniennes attendues pour une statistique du nombre d'électrons primaires attendus, soit environ 27 pour un intervalle de 0.4 centimètres, pour des particules au minimum d'ionisation.

Le rayonnement cosmique est constitué en majorité de muons avec un large spectre d'impulsion, or en l'absence de champ magnétique il est impossible de déterminer leur impulsion. On peut cependant constituer un lot d'événements simulés comparable aux données réelles en tirant profit de l'existence d'un minimum ionisant du  $dE/dx$  en fonction de l'impulsion.

A chaque trace est associée une distribution d'amplitudes dont la valeur la plus probable (pic) et la "largeur" sont déterminées par un ajustement à l'aide de la fonction F.

Pour un lot de traces, on considère la distribution des positions de ces pics. En choisissant un "petit" intervalle autour de la valeur moyenne des pics moins la demi largeur à mi-hauteur de la distribution, on isole un lot de traces dont la valeur la plus probable d'ionisation est faible et donc proche du minimum ionisant. On espère réduire la dispersion en impulsion de l'ensemble des traces en sélectionnant un intervalle étroit.

Le calcul fournit une distribution de Landau pour chaque type de particule à une impulsion donnée. On calcul la distribution de Landau pour un muon d'impulsion de 0.5 GeV/c, qui correspond à des muons au minimum ionisant. Puis, on réalise 150 tirages aléatoires dans cette distribution. On obtient ainsi un ensemble de 150 amplitudes qui correspondent à un muon de 0.5 GeV/c. Cette opération est répétée 1000 fois afin d'obtenir une distribution calculée comparable aux données.

Les distributions des événements calculés et réels sont comparées sur la figure 3.7. On obtient un accord satisfaisant en ajustant d'une part le paramètre d'élargissement  $\sigma_1$  et d'autre part un facteur d'échelle correspondant au rapport entre l'énergie perdue et le signal mesuré (ces deux paramètres étant fortement corrélés). Il est intéressant de noter que le double pic de la courbe théorique (cf partie 2.4), dû aux effets de couche disparaît après la convolution d'étalement. Une étude plus précise du calcul du  $dE/dx$  est effectuée dans la suite (voir partie 6.3).

### 3.2.5 Conclusion

Ces tests ont permis de définir un estimateur de la charge déposée sur les fils, de mieux comprendre le fonctionnement de la TPC, et d'apprécier les effets de diffusion transverse sans champ magnétique sur les signaux et de les comparer plus tard aux données prises avec champ magnétique. Une première étude du calcul de perte d'énergie et la comparaison avec les données nous a montré que l'on pouvait simplement obtenir des distributions de Landau comparables aux données et ainsi utilisé ce calcul pour évaluer les perturbations sur la mesure du  $dE/dx$  en fonction des paramètres de pression, d'intervalle d'échantillonnage par exemple (voir chapitre 5).

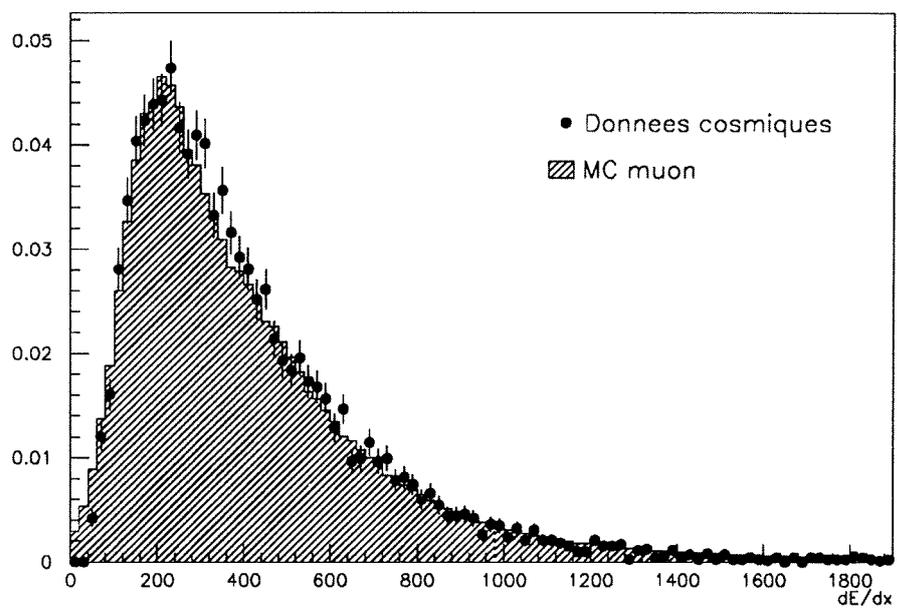


Figure 3.7: *Comparaison données réelle et simulation.*

# Chapitre 4

## Mesure du $dE/dx$

Après la description du principe de la mesure du  $dE/dx$ , les différents estimateurs de charge permettant cette mesure seront décrits. On étudiera les signaux après la mise en forme et les problèmes rencontrés pour déterminer une forme générale. Le bruit électronique et les saturations seront abordés pour finir. Ces études sont réalisées avec des dimuons.

### 4.1 Principe

A chaque trace correspond une distribution d'amplitudes mesurées sur chacun des fils associés à la particule. L'ionisation produite, donc la charge détectée après amplification, est proportionnelle à la perte d'énergie de la particule:  $dE/dx$ . Toute l'information du  $dE/dx$  est contenue dans la forme de cette distribution. Mais l'étude de la forme n'étant pas encore achevée, on se contente d'estimer le  $dE/dx$  en calculant la moyenne dite "tronquée" de la distribution.

A partir des informations des pavés et du temps d'arrivée des signaux sur les fils, on reconstruit la trajectoire d'une particule chargée. On associe à cette trace les fils sensibles touchés compatibles en  $r\varphi$  et en temps (voir partie 5.1). Le calcul de la valeur moyenne des amplitudes mesurées sur chaque fil touché donne la perte d'énergie totale de la particule à travers la TPC (à un facteur multiplicatif près). L'inconvénient de cette méthode est sa sensibilité aux grandes fluctuations d'ionisation associées aux interactions particule-électron aboutissant à un électron final de grande énergie (rayon delta). Ces fluctua-

tions étant décrites par la longue queue de la distribution de Landau.

Pour obtenir un résultat moins sensible à ces fluctuations, on ne conserve que les amplitudes les plus basses à raison de 80% du total des amplitudes<sup>1</sup>. Cette valeur moyenne tronquée, plus proche de la valeur la plus probable de la distribution, est moins sensible à la lente décroissance du spectre de Landau à haute énergie et ainsi mieux adaptée à l'estimation du  $dE/dx$ .

## 4.2 Estimateurs de la charge déposée sur les fils

La figure 4.1 montre un signal tel qu'il apparaît après échantillonnage. Il est constitué d'au moins une amplitude échantillonnée au dessus du seuil de suppression de 0 (voir partie 1.3.3), et deux amplitudes au dessous du seuil de part et d'autre des amplitudes au dessus du seuil. L'ensemble des amplitudes échantillonnées peut être exploité de deux manières :

- Soit par le calcul d'une parabole sur les trois amplitudes les plus grandes, le sommet de la parabole donnant une estimation de l'**amplitude maximale**. L'erreur systématique sur la position en temps de ce maximum est de l'ordre de 5% d'une tranche en temps soit 3.7 ns. Le triangle noir visualise sur la figure 4.1 le sommet de la parabole calculée pour ce signal.
- Soit par la somme de l'ensemble des amplitudes échantillonnées afin d'obtenir une estimation de l'intégrale du signal; c'est l'**amplitude intégrée**.

Ces deux estimateurs de la charge déposée sur un fil ont l'avantage d'être simples à mettre en œuvre, donc rapides d'exécution dans le programme d'analyse. Il est important d'optimiser le temps d'analyse car le nombre de signaux à traiter par événement est en moyenne de 2400 (20 traces chargées pour 120 fils touchés, sans compter les signaux qui ne sont pas associés à des traces; bruit). La rapidité d'analyse des signaux est donc un facteur essentiel dans le choix des méthodes d'estimation de la charge déposée.

---

<sup>1</sup>Plusieurs coupures ont été étudiées entre 60% et 85%

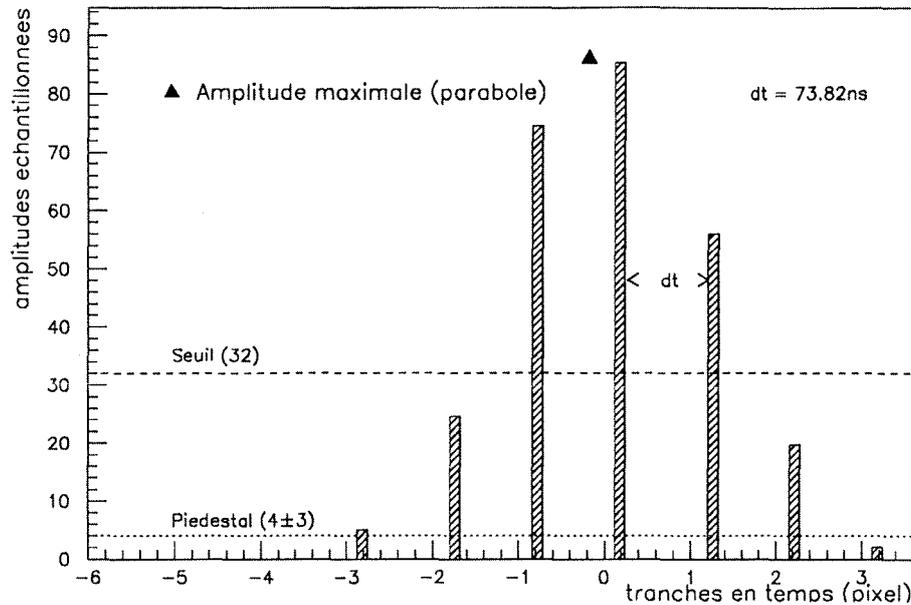


Figure 4.1: *Signal après échantillonnage ("cluster")*.

Les principaux effets qui affectent le signal sont d'une part son étalement en temps (dû à la diffusion ou aux effets géométriques), d'autre part la proximité des autres traces chargées, par exemple au sein d'un jet, qui entraîne un recouvrement des signaux et une mauvaise estimation de l'ionisation pour ces traces.

L'amplitude intégrée et l'amplitude maximale ne sont pas sensibles de la même façon à ces deux effets. Les problèmes rencontrés sont développés dans la suite (partie 5.1 et 5.4)

### 4.3 Test de forme des amas d'électrons

L'information conservée et utilisée pour la mesure de l'ionisation, pour chaque trace est la charge déposée sur les fils sensibles des chambres proportionnelles. En réalité, la chaîne d'acquisition électronique fournit un signal échantillonné en temps dont l'intégrale est proportionnelle à la charge reçue par le fil.

Une étude plus précise de la forme des signaux devrait permettre une meilleure détermination de la charge déposée, une mesure du bruit électronique

et le rejet des signaux pathologiques donc d'améliorer l'identification des particules et d'évaluer le taux d'erreur. Un bref rappel de la formation du signal et de sa mise en forme est dans un premier temps exposé.

### 4.3.1 Constitution d'un signal

La forme du signal après échantillonnage, figure 4.1 est le produit de nombreux phénomènes physiques et électroniques.

Le paquet d'électrons produit lors de l'ionisation dérive jusqu'à la grille cathode. Sa distribution en temps dépend principalement de deux effets, la diffusion longitudinale dépendant de la dérive (proportionnelle à la racine carrée de la distance de dérive) et l'étalement du paquet provenant de l'angle de la trace avec le plan de fil. La diffusion transverse étant négligeable en comparaison de ces deux effets.

Par exemple pour un paquet d'électron dérivant sur 1 mètre, l'élargissement en temps<sup>2</sup> [12] est de  $\sigma_{Lt} = 54$  ns. De même pour une trace faisant un angle de  $45^\circ$  avec le plan de fil, les premiers électrons du paquet arrivent 60 ns avant les derniers. Cet étalement en temps du paquet d'électron va donc entraîner des modifications de la forme du signal (voir partie 1.3.3).

L'avalanche va ensuite se produire en un temps très court, de l'ordre de  $t_o = 1$  ns, entre la grille cathode et les fils sensibles (très près des fils). Les ions  $\text{CH}_4^+$  qui, dérivant beaucoup plus (l'avalanche se produit très près du fil) que les électrons, induisent un courant sur les fils pendant un temps de plusieurs centaines de nanosecondes. Le courant mesuré sur un fil sensible de la chambre proportionnelle peut être modélisé approximativement comme suit :

$$i(t) = a \left( \frac{1}{1 + \frac{t}{t_o}} \right) \quad (4.1)$$

où  $t_o$  est la constante de temps caractérisant la durée d'avalanche sur un fil. Le facteur de proportionnalité  $a$ , constant, dépend aussi des caractéristiques de la chambre proportionnelle [9].

<sup>2</sup>L'élargissement du signal est de l'ordre de  $\sigma_L = 360 \mu\text{m}/\sqrt{\text{cm}}$  pour une vitesse de dérive de  $6.67 \text{ cm}/\mu\text{s}$

L'électronique doit maintenant traiter le signal reçu par les fils. Elle intègre le courant produit sur un fil pendant une durée finie, de l'ordre de 150 à 200 ns. Puis, l'électronique fournit un signal dont l'aire devrait être proportionnelle à la charge déposée sur un fil.

Le signal échantillonné est donc le produit de convolution de la distribution des électrons sur un fil sensible après l'avalanche avec la fonction de transfert du formeur.

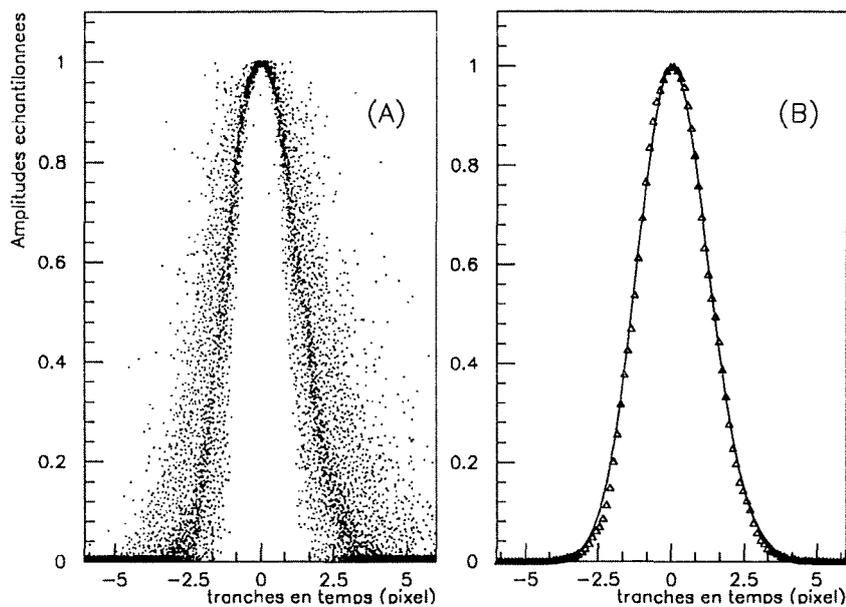


Figure 4.2: *Forme moyenne des signaux après échantillonnage.*

Le nombre moyen d'amplitudes échantillonnées est de l'ordre 6 par signal, et la largeur à mi-hauteur de l'ordre de 3.5 tranches en temps. On observe, pour de faibles dépôts d'énergie, un minimum de trois amplitudes échantillonnées (par construction voir partie 1.3.3) et pour les particules très ionisantes tels que les protons ou les kaons vers  $P = 500 \text{ MeV}/c$  jusqu'à 30 amplitudes échantillonnées.

On estime la forme moyenne des signaux appartenant à des traces reconnues en superposant les amplitudes échantillonnées, la normalisation s'effectuant en divisant chacune d'elles par l'amplitude maximale déterminée à l'aide de l'ajustement parabolique, et en ramenant l'amplitude maximale au temps  $t =$

0.

Les figures 4.2 montrent cette superposition de signaux (A) et la moyenne réalisées sur cent tranches en temps (B).

Ces deux histogrammes, ainsi que l'ensemble des études sur les signaux développées par la suite, sont réalisés avec un lot d'environ 3000 évènements dimuons, traces "propres" car quasi-rectilignes (les corrections d'angle sont presque constantes le long de la trace) et isolées (leur isolation évite la superposition de signaux). Ce lot de dimuons est légèrement contaminé par des muons cosmiques ce qui pour ces études est sans conséquence.

#### 4.3.2 Estimation de l'accord entre les données et la forme analytique

Dans un premier temps on ajuste la forme analytique 4.2 sur la forme moyenne de l'histogramme (B).

$$g(t) = a e^{-\alpha t^2 + \beta t^3} \quad (4.2)$$

La fonction semble reproduire cette forme. Le facteur  $a$  donne l'amplitude maximale,  $1/\sqrt{\alpha}$  une estimation de la largeur du signal (presque gaussien  $\alpha$  est le terme principal),  $\beta$  représente l'asymétrie.

Un calcul simple et rapide permet d'ajuster à chaque signal le facteur  $a$  en conservant la forme  $h(t) = e^{-\alpha t^2 + \beta t^3}$  fixe. On définit un  $\chi^2$  pour  $N$  échantillonnages par:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N \left( \frac{A_i - a h(t_i)}{E_i} \right)^2$$

où  $E_i$  est l'erreur sur la mesure de  $A_i$ . La valeur de  $a$  qui minimise le  $\chi^2$  est obtenue pour  $\frac{\partial \chi^2}{\partial a} = 0$ , soit

$$a = \frac{\sum_{i=1}^N \frac{A_i h(t_i)}{E_i}}{\sum_{i=1}^N \frac{h(t_i)^2}{E_i}}$$

Un tel calcul devrait permettre une meilleur estimation de la perte d'énergie (moins de fluctuations) que les méthodes utilisées jusque là (parabolique ou

somme des amplitudes). Mais on observe une variation du  $\chi^2$  avec l'amplitude, ce qui conduit à penser que :

- Soit la forme change avec l'amplitude
- Soit l'erreur  $E_i$  sur la mesure de  $A_i$  change avec l'amplitude

Pour étudier la première hypothèse, nous avons, dans un premier temps, étudié des paramétrisations où  $a$  et  $\alpha$  puis  $a$ ,  $\alpha$  et  $\beta$  étaient libres, nous avons toujours observé une dépendance du  $\chi^2$  en fonction de l'amplitude. Notons qu'avec deux paramètres libres, le calcul est encore possible. On dérive le  $\chi^2$  par rapport aux deux paramètres, on obtient un système de deux équations à deux inconnues que l'on peut résoudre.

Pour finir, à l'aide du programme de minimisation Minuit [18] on ajuste sur chaque signal échantillonné la fonction;

$$f(t) = a \exp \left[ -\alpha (t - t_o)^2 + \beta (t - t_o)^3 \right] \quad (4.3)$$

Seuls les signaux de plus de 5 échantillonnages sont gardés pour ce test ; en effet on ajuste 4 paramètres :  $a$ ,  $\alpha$ ,  $\beta$  définis précédemment et  $t_0$ . On réajuste ainsi le temps de l'amplitude maximale déterminé par l'ajustement en  $t = t_0$ . Les figures 4.3 montrent l'évolution après ajustement.

Les valeurs des paramètres  $\alpha$  et  $\beta$  sont déterminées en ajustant l'expression 4.3 avec les quatre paramètres libres. La moyenne des distributions obtenues pour ces paramètres sera utilisée comme référence pour  $\alpha$  et  $\beta$  dans la suite (figure 4.4). Les valeurs moyennes obtenues pour les dimuons de 1990 sont  $\alpha = 0.370$  et  $\beta = 0.020$  et pour des dimuons de 1991  $\alpha = 0.377$  et  $\beta = 0.021$ , en unité d'intervalle de temps. On observe une forte corrélation entre ces deux paramètres.

La figure 4.5 montre la dépendance du  $\chi^2$  en fonction de l'amplitude intégrée pour la fonction  $f(t)$  4.3. La plus forte dépendance, caractérisée par les triangles, est obtenue pour un  $\chi^2$  calculé avec  $f(t)$  4.3 où  $\alpha$  et  $\beta$  sont fixés à leur valeurs moyennes, seuls sont ajustés l'amplitude du signal et sa position en temps. Les symboles carrés représentent également cette dépendance pour les paramètres  $a$ ,  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $t_0$  libres. Bien que moins prononcée la dépendance est

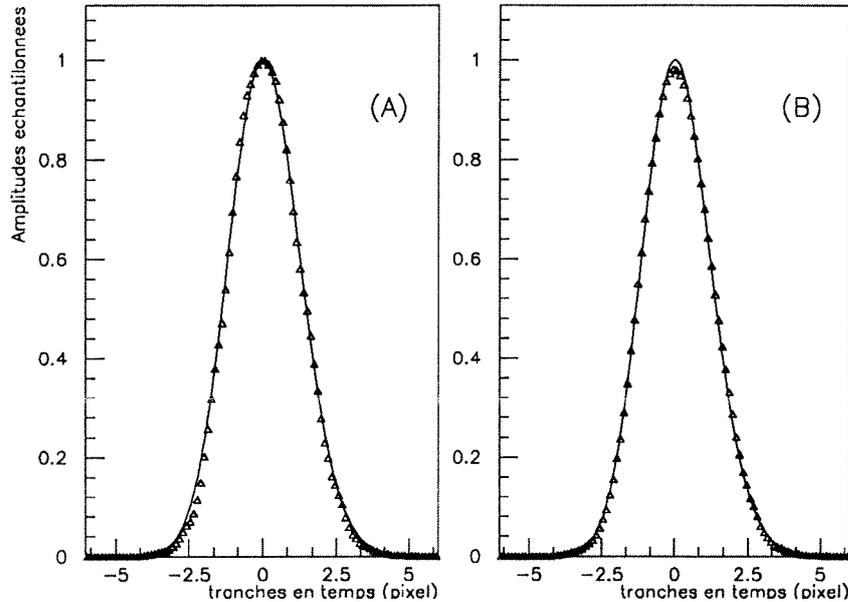


Figure 4.3: *Forme moyenne des signaux avant et après ajustement avec  $f(t)$ .*  
 (A) *Fonction  $g(t)$ , trois paramètres libres.*  
 (B) *Fonction  $f(t)$ , quatre paramètres libres.*

toujours présente; une droite est ajustée sur ces points et donne une pente de  $8.2 \cdot 10^{-3}$ .

La diminution de la dépendance du  $\chi^2$  avec l'amplitude, lorsque l'on laisse plus de paramètres libres semble indiquer une variation de la forme du signal avec l'amplitude. La dépendance résiduelle du  $\chi^2$  avec l'amplitude, lorsque tout les paramètres sont libres, semble indiquer une variation de l'erreur  $E_i$  avec l'amplitude. Cependant les queues de distributions sont mal reproduites dans tous les cas, ce qui peut créer un biais dans ce type d'étude.

Les formes pathologiques pourraient quand même être éliminées en examinant la corrélation entre  $\chi^2$  et Amplitude. Comme la coupure à 80% sur l'ensemble des signaux recueillis pour une trace élimine la plupart de ces signaux et qu'elle est plus simple à mettre en œuvre et moins dangereuse, nous avons renoncé à utiliser le  $\chi^2$  pour sélectionner les signaux. Des dépendances analogues ont été observées entre le  $\chi^2$  et l'amplitude maximale calculée soit avec la méthode de la parabole soit avec la fonction  $f(t)$  ajustée.

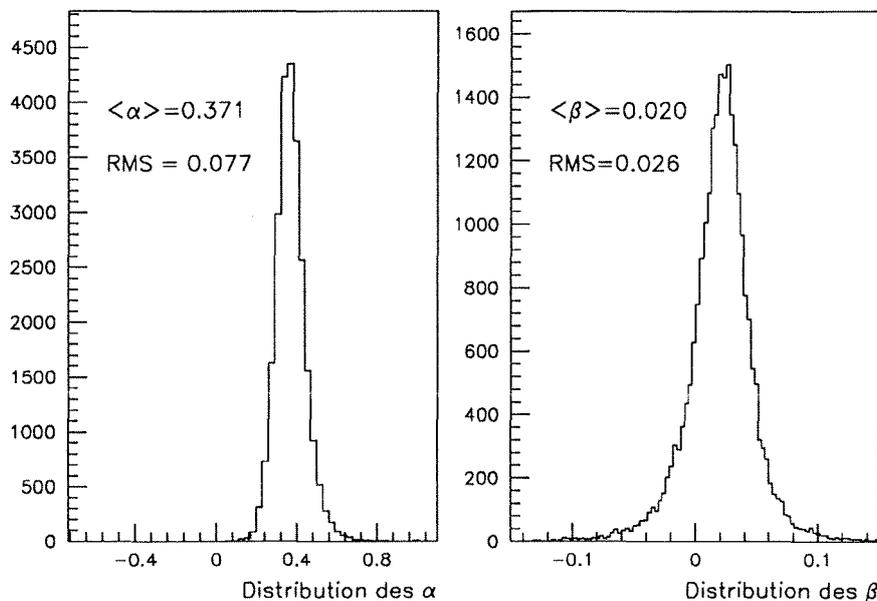


Figure 4.4: *Distribution des  $\alpha$  et  $\beta$*

La différence entre l'amplitude maximale ajustée avec  $f(t)$  et l'amplitude maximale obtenue avec la parabole montre un décalage systématique de 2.0% avec une largeur de 1.8%. La forme  $f(t)$  n'étant pas parfaite, la différence avec la méthode de la parabole est difficilement utilisable mais donne l'ordre de grandeur de l'erreur: 1.8%. L'écart systématique est sans importance puisque tous les signaux le subissent.

### 4.3.3 Evolution de la forme des signaux

Bien que la forme 4.3 utilisée semble imparfaite, on ajuste celle-ci pour différents lots de dimuons, soit avec  $\alpha$  et  $\beta$  libres, soit avec  $\beta$  fixé à la valeur moyenne 0.02 et  $\alpha$  libre. Deux lots de traces sont constitués, le premier avec des traces dont  $\theta \in [70^\circ, 110^\circ]$  et le second pour lequel  $\theta \in [40^\circ, 70^\circ]$  ou  $\theta \in [110^\circ, 150^\circ]$ . Le premier lot est peu sensible au effet d'angle et de plus l'ensemble des signaux dérive sur approximativement la même longueur. Il permet d'étudier les effets d'élargissements des signaux pour différents intervalles d'amplitudes. Le second lot contient un ensemble de signaux moins homogènes que le précédent, dans lequel il est difficile de distinguer les effets d'angle des effets de dérive.

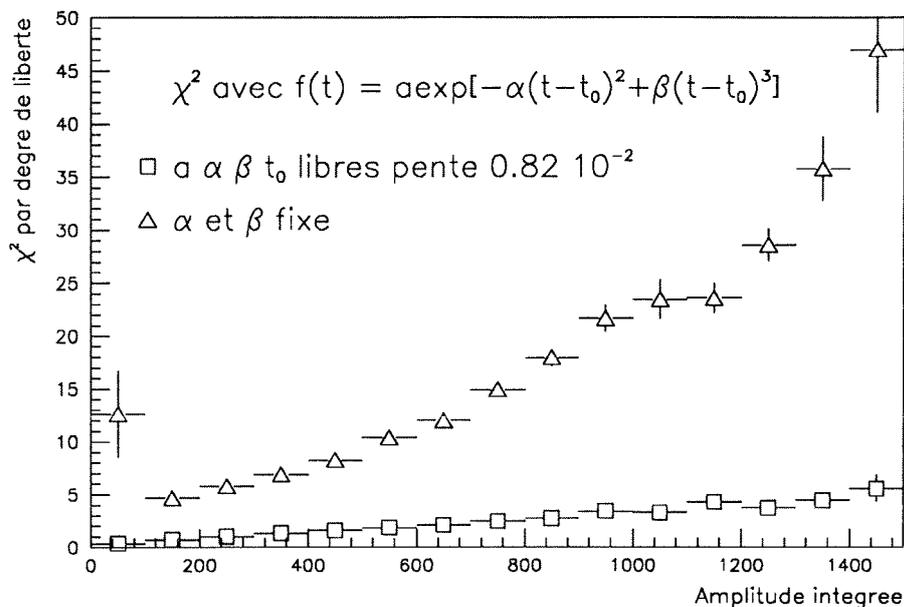


Figure 4.5:  $\chi^2$  en fonction de l'amplitude intégrée pour un et quatre paramètres libres.

Le tableau 4.1 présente les largeurs à mi-hauteur pour  $\alpha$  libres et  $\beta = 0.02$  fixe.

	$A_{int} < 200$	$A_{int} > 500$
$70^\circ < \theta < 90^\circ$	145 ns	182 ns
$40^\circ < \theta < 70^\circ$	140 ns	167 ns

Tableau 4.1: largeur à mi-hauteur pour différents lots de trace pour  $\theta$  ramené entre  $0^\circ$  et  $90^\circ$

On remarque que pour des traces presque verticales ( $\theta > 70^\circ$ ) il y a un écart de 37 ns dans la largeur des signaux entre les faibles et les fortes amplitudes<sup>3</sup>, soit un effet de l'ordre de 20%. Cette variation de largeur avec la hauteur du signal mesuré renforce la supposition d'une dépendance de la forme du signal avec l'amplitude. Pour les traces avec  $\theta < 40^\circ$  deux effets se superposent à l'effet d'amplitude: un effet d'élargissement fonction de l'angle polaire et un

<sup>3</sup>quelque soit le nombre de paramètres libres

effet sur la largeur des signaux dû à des distances de dérive très variables. L'interprétation de l'élargissement en fonction de l'amplitude est, dans le cas des faibles angles polaires, plus délicate.

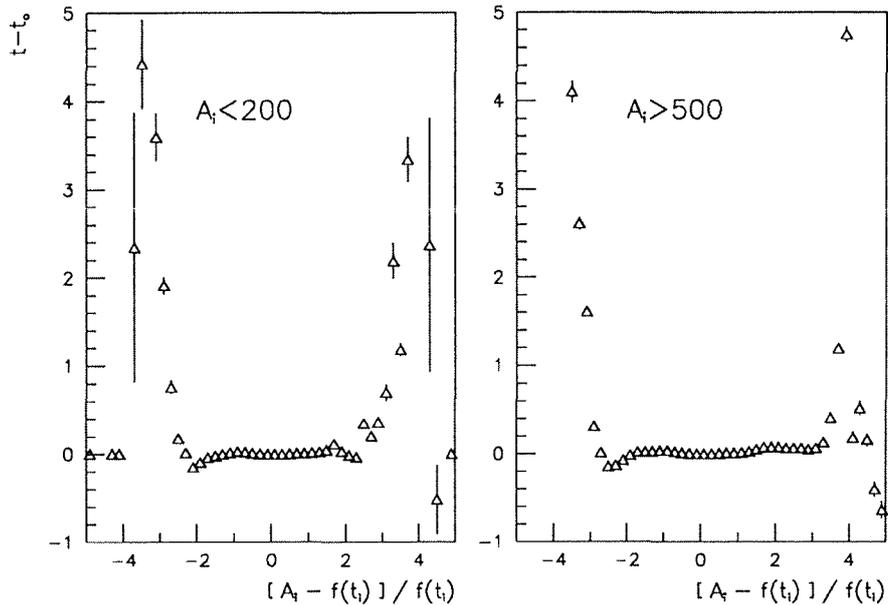


Figure 4.6: *Ecart entre les données et la fonction ajustée en fonction du  $t_0$  obtenu pour chaque signal*

#### 4.3.4 Fluctuation des amplitudes échantillonnées

Les histogrammes de la figure 4.6 montrent l'écart de chaque signal à la forme ajustée en fonction du temps réajusté obtenu. Les queues des signaux sont très mal reproduites après  $\pm 2.5$  tranche en temps. On remarque également que pour les grandes amplitudes ( $A_i > 500$ ) la forme analytique  $f(t)$  reproduit mieux une partie des queues que pour les faibles amplitudes. Le bruit électronique est certainement responsable de cet effet, les faibles amplitudes étant beaucoup plus sensible que les grandes. Néanmoins entre  $-2.5$  et  $+2.5$  tranche en temps la forme moyenne des signaux est bien reproduite par la fonction  $f(t)$  (equa. 4.3).

La figure 4.7 montre l'écart normalisé entre les amplitudes échantillonnées

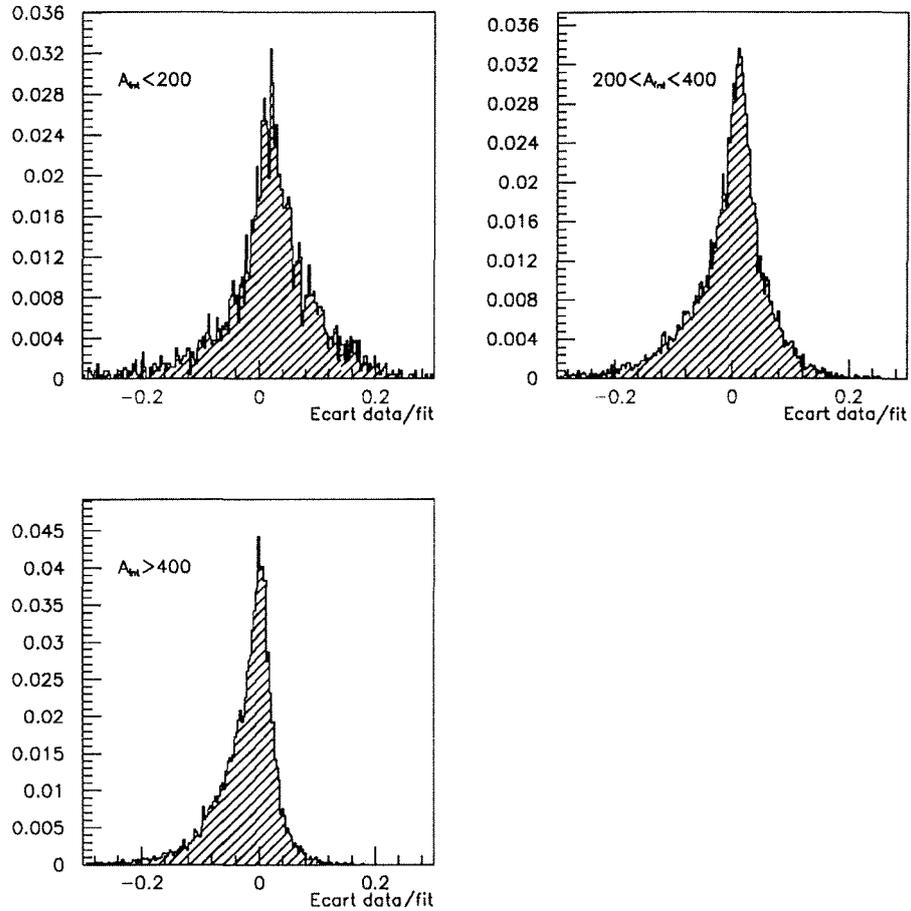


Figure 4.7: *Ecart entre la fonction  $f(t)$  et les données:  $(A_i - f(t_i))/f(t_0)$*

et la fonction  $f(t)$  avec  $\alpha$  et  $\beta$  fixés<sup>4</sup>, pour un lot de dimuons ( $P=45\text{GeV}/c$  et  $\theta \in [70^\circ, 110^\circ]$ ). Les trois histogrammes sont normalisés car le nombre d'entrées diffère selon les coupures sur  $A_{int}$ . Afin d'éliminer les effets de la mauvaise paramétrisation, l'écart n'est calculé que dans la partie centrale de la figure 4.6, pour des signaux dont les amplitudes échantillonnées sont comprise entre  $-2.5$  et  $+2.5$  tranche en temps autour du maximum. Trois tranches d'amplitudes intégrées sont représentées,  $A_{int} < 200$ ,  $200 < A_{int} < 400$ ,  $A_{int} > 400$ .

On constate que la largeur des histogrammes montre une fluctuation de l'ordre de 5% autour du pic. Or cette fluctuation devrait être de l'ordre de 1

---

<sup>4</sup> $\alpha = 0.37$  et  $\beta = 0.02$

à 2% d'après les spécifications du digitiseur. L'asymétrie de ces histogrammes indique peut-être une évolution de l'asymétrie des signaux avec l'amplitude.

#### 4.3.5 Conclusion sur la forme des signaux

La forme des paquets d'électrons, donc des signaux, dépend de quatre paramètres fondamentaux:

- Le type de particule pour une impulsion donnée. Les amplitudes mesurées ont une gamme de valeur très étendue. Car l'ionisation est plus ou moins importante selon le type de particule pour une impulsion donnée<sup>5</sup> et de plus les fluctuations de Landau entraînent de grandes mesures d'ionisation.
- L'angle polaire de la trace. Le signal est d'autant plus étalé que la trajectoire de la particule s'écarte de la verticale.
- La longueur dérive de chaque signal attaché à la trace. La dérive tend également à étaler le signal et donc à le déformer.
- l'absorption dont les effets ne peuvent être appréciés facilement car intimement liés à la longueur de dérive du signal.

La conclusion préliminaire de cette étude est que d'une part la forme utilisée  $f(t)$  (equa. 4.3) ne reproduit pas parfaitement les signaux. Les queues, en particulier ne sont absolument pas reproduites. Le bruit électronique est certainement en partie responsable du mauvais accord avec les queues des signaux. Il faudrait donc ne traiter que les amplitudes échantillonnées dont la position en temps est comprise autour de  $\pm 2.5$  tranche en temps autour du maximum du signal. D'autre part, une forme fixe semble difficile à déterminer après l'échantillonnage. En effet le tableau 4.1 montre de grand écart de forme entre les faibles et les grandes amplitudes.

Il paraît donc difficile en l'état actuel d'obtenir une meilleure estimation de la charge déposée en ajustant une forme sur les signaux. Les amplitudes

---

<sup>5</sup>proton et pion à 400 MeV/c sont dans un rapport 4 d'ionisation par exemple

maximale et intégrée demeurent les meilleurs estimateurs de la charge déposée sur les fils. Le temps pris par l'ajustement d'une fonction comparé à la rapidité et la simplicité de mise en œuvre de ces deux estimateurs conforte cette idée.

Cette étude permet d'estimer l'erreur systématique provenant du calcul du temps caractéristique du signal (temps qui multiplié par la vitesse de dérive fournira la position en  $z$ ). L'écart entre le maximum donné par la fonction  $f(t)$  ajustée et le maximum fourni par la méthode de la parabole donne une largeur à mi-hauteur de l'ordre 3.7 ns, soit environ 250  $\mu\text{m}$ . Même si la fonction  $f(t)$  n'est pas parfaite on peut supposer que l'erreur sur la position en temps du maximum est de cet ordre.

#### 4.4 Estimation du bruit électronique avec les $Z^0$ leptoniques

Afin d'améliorer la compréhension des mesures d'ionisation, on essaie d'extraire des données réelles une information sur le bruit électronique que l'on comparera ensuite aux mesures de piédestaux effectuées sans faisceau. La valeur du piédestal est soustraite à la mesure d'amplitude donnée par un digitiseur afin d'éliminer, dans cette mesure, la partie provenant du bruit électronique. Les mesures des piédestaux en 1990 ont révélé un bruit électronique supérieur à la valeur prévue (largeur attendue de 1 canal pour 3 canaux observés sans faisceau). Il semble que les préamplificateurs présents sur la TPC soient responsables de ce bruit.

La figure 4.8 représente la distribution des largeurs à mi-hauteur des signaux tels que  $A_{max} < 40$ . Un pic à 0.5 est présent, vraisemblablement dû à des signaux de bruit associés à des traces, et qui constituent une source d'erreur systématique. Néanmoins, il semble difficile de les éliminer sans du même coup risquer de supprimer des signaux réels. Ils ne représentent qu'une faible partie des amplitudes associées aux traces, de l'ordre de 1.8% pour 1991, mais sont présents pour des signaux d'amplitude maximale allant jusqu'à 100 canaux.

Pour estimer la composante de bruit dans un signal, on étudie les deux premières amplitudes échantillonnées, avec des  $\mu^+\mu^-$  afin de s'affranchir des

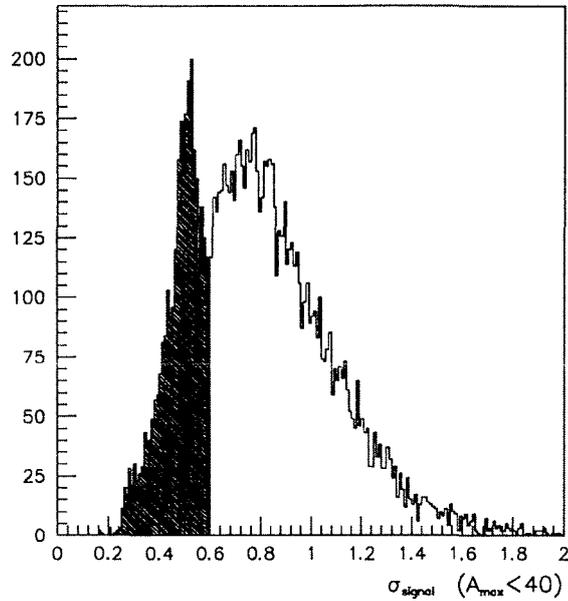


Figure 4.8: *Largeur des signaux pour  $A_{max} < 40$ ,  $Z^0$  1990.*

problèmes dûs aux multitraces (voir partie 5.1 et 5.6). On ne peut étudier, bien sûr, que le bruit électronique présent après le formeur et qui sera numérisé avec le signal.

La figure 4.1 rappelle la définition des deux premières amplitudes d'un signal, inférieures par construction au seuil de suppression de zéros (voir partie 1.3.3 et 4.2.1).

#### 4.4.1 Données 1990 $\mu^+\mu^-$

Un seuil global de 32 canaux a été utilisé pour tous les fils, sauf pour ceux du secteur 4, plus bruyants, auxquels un seuil de 44 canaux a été imposé.

Soient  $A_1$  et  $A_2$  les deux premières amplitudes d'un signal; pour des valeurs nulles ou petites de  $A_2$  la distribution des  $A_1$  doit donner une estimation du bruit électronique. En effet, si  $A_2$  est petit, on peut supposer que le signal est pas ou peu corrélé à la valeur de l'amplitude  $A_1$ .

La figure 4.9 représente les distributions des amplitudes  $A_1$  pour  $A_2 \in [0, 4]$ , pour des  $\mu^+\mu^-$  de 1990. On remarque une grande proportion d'entrées à 0. Le tableau 4.3 résume pour une dizaine de valeurs de  $A_2$  la moyenne, la

1990	TPC 0		TPC 1	
	$\langle p \rangle$	$\langle \sigma_p \rangle$	$\langle p \rangle$	$\langle \sigma_p \rangle$
fils	4.4	3.3	4.3	3.5
pavés	3.7	2.4	3.7	2.4

Tableau 4.2: *Piédestaux et leurs largeurs pour 1990. Les erreurs caractérisant les fluctuations voie à voie sont de l'ordre de 0.9 canaux ADC.*

$A_2$	$\langle A_1 \rangle$	$\langle \sigma_A \rangle$	% de 0
0	0.52	1.22	77
1	0.77	1.35	66
2	0.88	1.38	61
3	1.00	1.35	57
4	1.28	1.66	51
5	1.55	1.89	46
15	3.66	3.81	27
20	4.24	4.34	25
25	5.00	4.78	20
29	5.78	5.28	18

Tableau 4.3: *Moyenne et largeur des distributions de  $A_1$  pour  $A_2$  fixé, données  $\mu^+\mu^-$  de 1990.*

largeur à mi-hauteur, ainsi que la proportion de zéros présents (rapport entre le nombre d'entrées pour  $A_1=0$  et le nombre total d'entrées). L'aspect des histogrammes semble indiquer un bruit électronique dont la valeur moyenne serait plus faible que celle attendue.

Les mesures de bruit effectuées sans faisceau (tableau 4.2 [13]) indiquent une valeur moyenne de bruit électronique, pour les fils et pour les pavés, de l'ordre de 3. De plus les distributions obtenues présentent la forme caractéristique (gaussienne tronquée) présentée sur la figure 4.10. On ne retrouve une telle forme dans les données de 1990 que pour des valeurs de  $A_2$  grandes (supérieures à 25 canaux). La plus faible valeur de  $A_2$  (pour laquelle l'influence du signal est la plus petite) et telle que la distribution des  $A_1$  ressemble à la forme

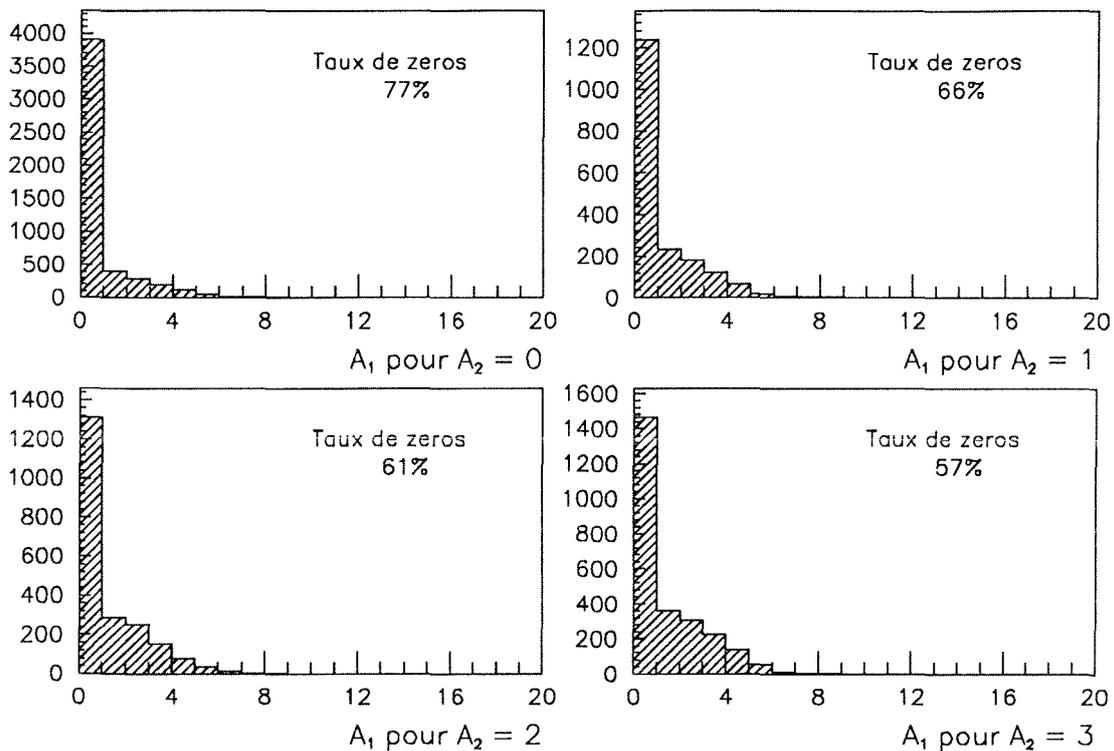


Figure 4.9: *Distribution des amplitudes  $A_1$  pour des valeurs fixes et petites de  $A_2$ , données  $\mu^+\mu^-$  de 1990.*

attendue est  $A_2=15$ . Or, ce sont plutôt les premières valeurs de  $A_2$ , les plus petites qui devraient permettre l'estimation du bruit.

Il semble difficile d'extraire des données de 1990 une valeur du piédestal: les écarts quadratiques et les valeurs moyennes présentées dans le tableau 4.3 peuvent s'expliquer par une contribution négative du bruit importante, incomplètement comprise.

#### 4.4.2 Données 1991 $\mu^+\mu^-$

Les distributions asymétriques des piédestaux, avec un grand pic à zéro, a conduit à réajuster la caractéristique des digitiseurs en 1991 afin de pouvoir mesurer plus correctement ces distributions. Le tableau 4.4 donne les mesures de piédestal réparties autour de 8, pour 1991. Pour les données de 1991, les seuils ont été définis individuellement pour chaque fil par:

$$\text{Seuil} = \langle p \rangle + 6.5\sigma_p$$

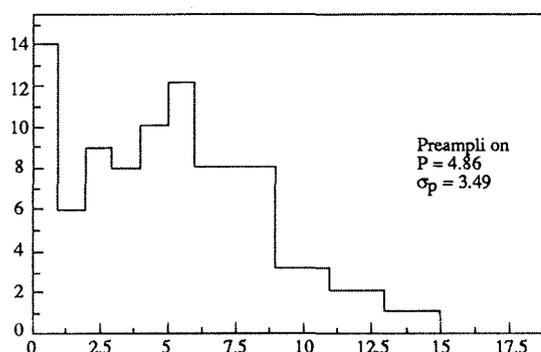


Figure 4.10: Exemple de distribution du bruit électronique, données hors faisceau pour l'année 1990. (l'ordonnée est à multiplier par un facteur 50. Le nombre de mesure est de 5000 par voie).

$\sigma_p$  étant l'écart quadratique moyen de la distribution des piédestaux pour une voie donnée et  $\langle p \rangle$  sa valeur moyenne, ce qui correspond à un seuil au canal 27 environ. La figure 4.11 présente pour 1991 les mêmes histogrammes que la

1991	TPC 0		TPC 1	
	$\langle p \rangle$	$\langle \sigma_p \rangle$	$\langle p \rangle$	$\langle \sigma_p \rangle$
fil	8.1	3.1	7.7	2.8
pavés	8.3	3.3	7.9	2.7

Tableau 4.4: Piédestaux et leurs largeurs pour 1991. Les erreurs caractérisant les fluctuations voie à voie sont de l'ordre de 0.9 canaux ADC. TPC0 sont les secteurs pairs, TPC1 sont les secteurs impairs.

figure 4.9. La forme des histogrammes est plus proche de la forme attendue. Le piédestal passé de  $\sim 3$  à  $\sim 8$  permet maintenant d'observer avec les données une partie du bruit électronique. L'hypothèse d'un bruit électronique plus important que prévu se confirme. Les largeurs des distributions de  $A_1$  pour  $A_2$  compris entre 0 et 5 sont également stables ( $\sim 2.4$  canaux) et proches des largeurs obtenues sans faisceau ( $\sim 3.0$  canaux), quoique légèrement plus faible. Par contre, les valeurs moyennes des distributions ( $\sim 3$ ) sont toujours bien

plus petites que les valeurs mesurées hors faisceau ( $\sim 8$ ).

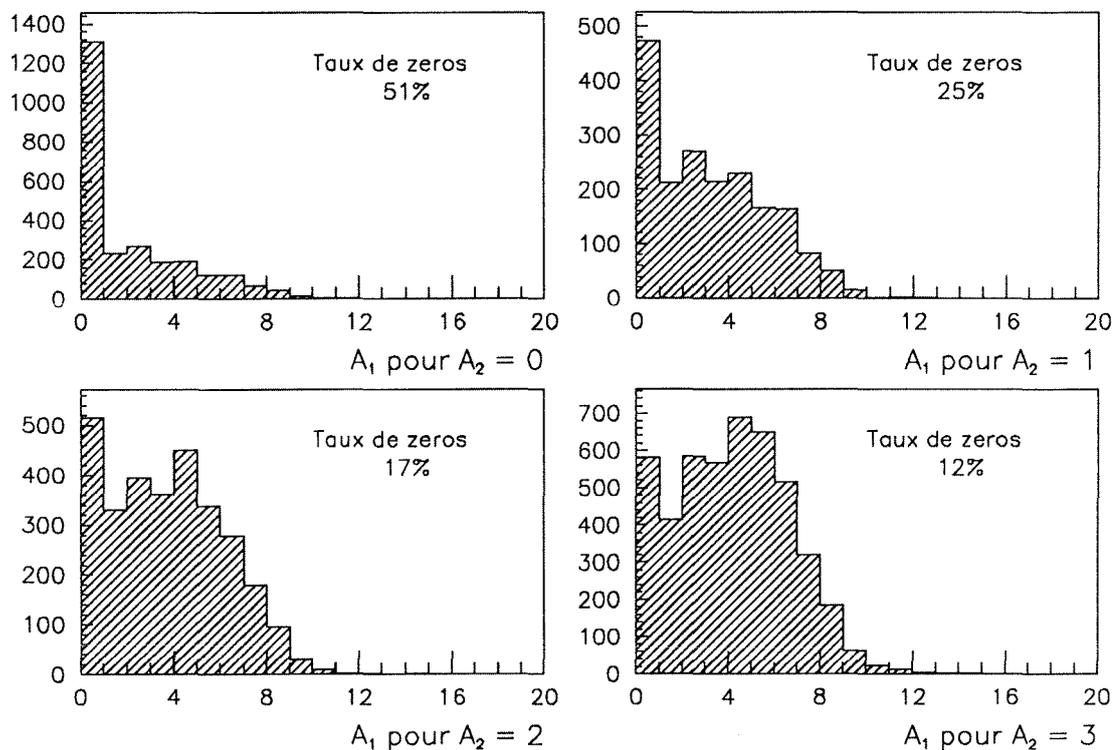


Figure 4.11: *Distribution des amplitudes  $A_1$  pour des valeurs fixes et petites de  $A_2$ , données  $\mu^+\mu^-$  de 1991*

#### 4.4.3 Conclusion sur les mesures de bruit avec les $Z^0$

Les distributions obtenues en 1991, hors faisceau, ont permis une mesure plus précise de la valeur moyenne du piédestal et surtout de la valeur de l'écart quadratique moyen. La nouvelle valeur du piédestal permet d'observer une plus grande partie du bruit électronique avec les données. Mais il semble que la mesure sur les données réelles donne une largeur du bruit plus faible que celle obtenue sans faisceau. Il est possible que cette différence ne soit qu'un artefact de la méthode. En effet on n'observe que la partie négative du bruit, la partie positive étant presque toujours prise pour une partie du signal. La figure 4.12 schématise le biais de la méthode. On suppose, pour simplifier,

$A_2$	$\langle A_1 \rangle$	$\langle \sigma_A \rangle$	% de 0
0	1.72	2.29	51
1	2.82	2.43	25
2	3.28	2.42	17
3	3.71	2.44	12
4	4.06	2.46	10
5	4.36	2.48	7
15	7.35	3.46	2
20	7.64	3.67	2
25	8.43	4.10	2
29	8.71	4.87	5

Tableau 4.5: *Moyenne et largeur des distributions de  $A_1$  pour  $A_2$  fixe,  $\mu^+\mu^-$  de 1991.*

l'existence d'un bruit sinusoïdal de période comparable à celle des signaux, qui se superpose à un signal de forme gaussienne.

On peut également supposer une ligne de base négative, conséquence directe de l'effet de charge abordé dans la suite.

Ceci pourrait entraîner une sous-estimation du  $dE/dx$ , pour les mesures d'ionisation faible, donc une détérioration de la résolution. Il est à noter que la méthode utilisée ici ne permet pas de déterminer s'il existe un bruit haute fréquence ou un bruit corrélé entre les fils d'un même secteur.

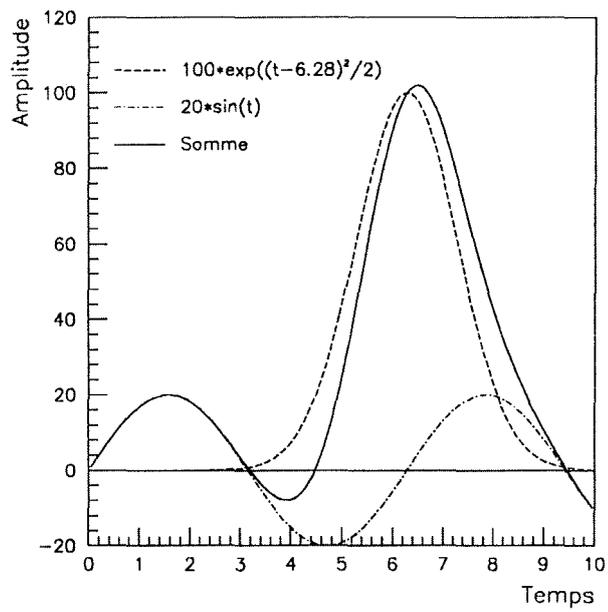


Figure 4.12: Schéma supposé d'un bruit de fréquence comparable au signaux mesurés par la TPC

## 4.5 Saturations

La coupure à 80% sur les amplitudes mesurées permet d'éliminer entre autres les problèmes de saturation. La gamme dynamique des digitiseurs est limitée à 512 canaux ADC. La tension appliquée sur les fils sensibles est choisie de façon que les traces au minimum ionisant (un grand nombre de ces traces chargées sont des pions de faible impulsion) correspondent au canal 100 des ADC pour 1991<sup>6</sup>. Cependant, les fortes ionisations dépassent cette gamme et créent des saturations.

Le tableau 4.6 donne, pour deux lots de  $Z^0$  hadroniques les pourcentages d'amplitudes saturantes pour trois ensembles de mesures : les pions au minimum d'ionisation , un ensemble de traces dont la mesure d'ionisation correspond aux électrons et enfin des particules très ionisantes telles que les protons ou les kaons d'impulsion inférieure à 1 GeV/c. Le bas du tableau donne les mêmes pourcentages pour des dimuons. Pour chaque ensemble, la fraction de saturation est donnée soit sans coupure sur l'échantillon soit avec la coupure à 80%. Le  $dE/dx$  est exprimé en unité de minimum d'ionisation.

Zone de coupure $dE/dx$ (MI) P (GeV/c)	1990 (%)		1991 (%)	
	100%	80%	100%	80%
Minimum Ionisant $dE/dx < 1.1$ $0.44 < P < 0.66$	3.85	0.09	5.70	0.18
Electrons $1.2 < dE/dx < 1.8$	7.94	0.54	10.9	1.84
Hadrons $dE/dx > 2.$	55.5	37.3	73.1	54.5
Muons $p=45$	5.00	0.03		

Tableau 4.6: *Saturation*

Les saturations conduisent à sousestimer la mesure d'ionisation, et donc

---

<sup>6</sup>canal 80 pour 1990

peuvent entraîner une mauvaise estimation du  $dE/dx$ . La grande proportion d'amplitudes saturantes pour des protons ou des kaons de faible impulsion ( $P < 1 \text{ GeV}/c$ ) n'a que peu d'importance. En effet même si l'on sousestime le  $dE/dx$  ils sont dans une région où l'identification est facile. En revanche pour les données 1991, les 2% de saturation pour les particules dont le  $dE/dx$  correspond à celui des électrons peuvent poser des problèmes car on détériore alors la résolution des électrons.

## 4.6 Conclusion

La mesure du  $dE/dx$  dépend de nombreux paramètres dont la méthode d'estimation de la charge déposée sur les fils sensibles. Les estimateurs utilisés sont satisfaisants car rapide à déterminer. Mais l'étude sur la forme des signaux nous montre les problèmes pour estimer précisément la charge déposée sur les fils. L'amélioration de la mesure du  $dE/dx$  devra passer par une estimation plus précise de la charge donc une meilleure description des signaux que l'amplitude maximale ou intégrée. De même des mesures de pedestaux pendant les prises de données  $Z^0$  devraient, par la mesure du bruit électronique, permettre une meilleure compréhension des signaux.



# Chapitre 5

## Corrections du $dE/dx$

La mesure de la perte d'énergie est sensible à de nombreux phénomènes. D'une part, des phénomènes purement physique, absorption, diffusion des électrons d'ionisations par exemple, et d'autre part des phénomènes dues à l'acquisition des signaux, gain des chambres proportionnelles, électronique d'acquisition, calcul de la moyenne tronquée. Dans ce chapitre, seront abordés les problèmes rencontrés dans la mesure puis le calcul du  $dE/dx$  ainsi que les corrections appliquées pour palier à ces problèmes. Chaque étude présentée est réalisée avec toutes les corrections précédentes effectuées, mais certain effets étant fortement corrélés il a fallu réajuster certaines corrections déjà faites. Toutes les valeurs données sont actuellement utilisées dans le programme d'identification.

### 5.1 Isolation des traces

A partir des informations des pavés  $(r, \varphi)$  et du temps d'arrivée du signal sur les fils, mesuré par rapport au temp d'origine du croisement des faisceaux, duquel on déduit la coordonnée  $z$ , le programme de reconstruction permet de retrouver la trajectoire des traces. On peut alors associer à chaque trace les signaux fils susceptibles d'avoir reçu les électrons d'ionisation. Mais plusieurs traces peuvent être associées à un même signal d'électron; pour un jet par exemple, les premier fils ne "voient" qu'un seul amas, comme le montre la figure 5.1. Cette figure représente, pour un secteur, un événement tel qu'il est visualisé à partir des informations fournies par l'électronique des fils. Comme

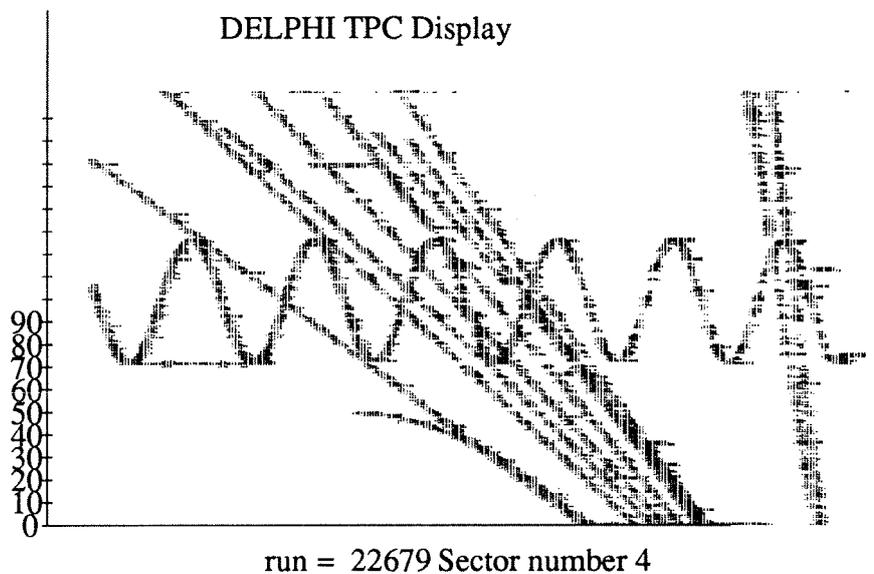


Figure 5.1: *Visualisation d'un évènement fil. L'abscisse représente les numéros de fils et l'ordonnée le temps d'arrivée sur les fils.*

on peut le voir, il est difficile de séparer en temps les signaux pour les premiers fils<sup>1</sup>.

Lorsque plusieurs amas d'électrons, issus de différentes traces, arrivent au même instant sur un fil sensible, le signal détecté est la somme des signaux de chaque trace: la mesure du  $dE/dx$  est alors surestimée pour les traces concernées. Afin de palier à ce problème, l'information provenant des fils tels qu'un amas d'électrons est associé à plusieurs traces n'est pas prise en compte dans le calcul de la moyenne du  $dE/dx$ . Cette méthode peut conduire à calculer la moyenne du  $dE/dx$  sur seulement quelques fils. L'information des traces ayant au moins 4 fils est conservée et pourra permettre le cas échéant d'obtenir des informations. Or la résolution, et par conséquent le pouvoir d'identification, s'améliore avec le nombre de fils pris en compte dans le calcul du  $dE/dx$ .

Dans la suite, on demandera un minimum de 100 fils pour l'identification

<sup>1</sup>L'information fournie par les fils ne permet pas de séparer des traces ayant des angles azimutaux  $\varphi$  différents (dans un secteur) et pratiquement même angle polaire  $\theta$ .

des particules et un minimum de 50 fils pour les tests sur les mesures d'ionisation. Il est clair que l'efficacité d'identification chute avec le nombre de fil demandés. L'efficacité en fonction du nombre de fils est donnée dans le chapitre suivant.

### 5.1.1 Séparation des signaux

L'association des signaux fils avec la trajectoire reconstruite des particules s'effectue en deux temps. En premier lieu, on repère chaque signal dont la position en temps, donc en  $z$ , de l'amplitude maximale est à moins d'une distance  $d$  de la trace reconstruite. Pour des traces verticales, l'intervalle est de  $\pm 2$  cm, ce qui représente 8 tranches en temps, or un signal moyen s'étend sur 6 tranches en temps. Afin de prendre en compte l'étalement en temps des signaux pour des traces inclinées, la distance  $d$  est donnée en centimètres par l'expression :

$$d = 2 + \frac{0.4}{\tan \theta}$$

On applique cette procédure à toutes les traces de l'événement. Dans un second temps, on ne conserve que les signaux associés à une seule trace. Le calcul du  $dE/dx$  tronqué est effectué sur ces signaux.

On comprend que ces coupures entraînent une diminution du nombre de fils sensibles conservés pour le calcul du  $dE/dx$  et par conséquent une perte d'information, donc une perte de résolution. Les figures 5.2 et 5.3 correspondent un événement particulier. En effet la vue en  $z$  présente, du bas vers le haut, une trace unique, deux traces très proches en  $\theta$  séparées pour les derniers fils du secteur, que l'on repérera par (1) dans la suite, et les deux dernières traces qui ne se séparent en  $\theta$  que vers le haut du secteur, notées (2) dans la suite.

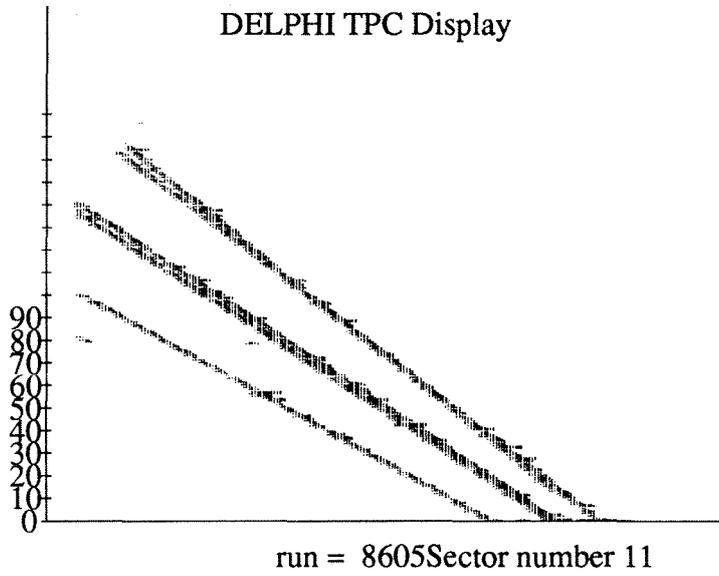


Figure 5.2: *Traces trop proche en  $\theta$  et  $r\varphi$ , vue en  $z$*

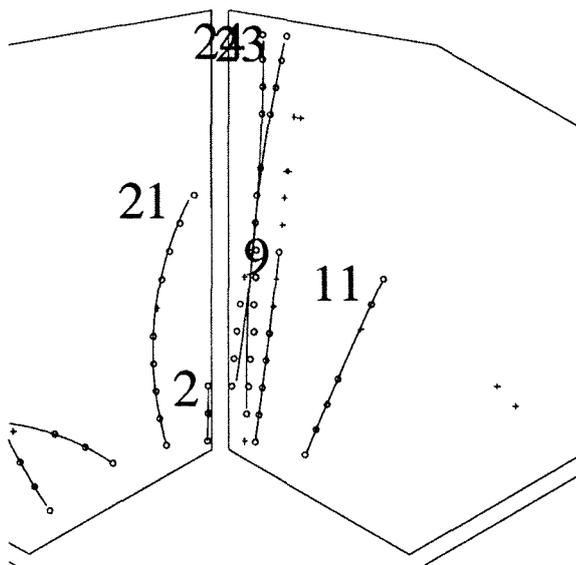


Figure 5.3: *Traces trop proche en  $\theta$  et  $r\varphi$ , vue en  $r\varphi$ . Les cercles représentent les points pavés utilisés pour reconstruire la trace, les croix représentent les points non associés à une trace.*

La vue en  $r\varphi$  montre que le programme de reconstruction a su bien séparer (1) (traces numéro 23 et 24 sur la vue en  $r\varphi$ ). Mais les deux traces notées (2) (trace numéro 9 sur la vue en  $r\varphi$ ) n'ont pas été séparées dans ce plan, car il n'y a que deux rangées de pavés avec des signaux distincts, or le programme de reconstruction demande au moins 4 rangées avec une information par trace pour différencier ces traces, dans cette gamme angulaire. Cet événement met en évidence deux écueils rencontrés dans l'identification par la mesure de perte d'énergie. D'une part, les traces appelées (1) sont bien reconstruites mais sont très proches en temps, le  $dE/dx$  n'est calculé que sur les dix derniers fils, car il est impossible d'attribuer les signaux des premiers fils à l'une ou l'autre trace sans surestimer gravement la mesure d'ionisation. La résolution dépendant du nombre d'échantillonnages, cette mesure sera difficilement exploitable. D'autre part le second lot, appelé (2), n'est quand à lui considéré, par le programme de reconstruction, que comme une unique trace, alors que la vue en  $z$  montre bien qu'il s'agit de deux particules que le champs magnétique parvient à séparer seulement dans le haut du secteur. Le calcul du  $dE/dx$  fournit une mesure d'ionisation erronée.

La figure 5.4 représente la deuxième amplitude reçue par un fil sensible en fonction du temps qui la sépare de la première, pour les deux estimateurs, amplitude maximale et intégrée. Cette figure montre qu'il y a recouvrement des signaux pour des différences de temps inférieures à 8 échantillonnages, soit 4 cm en  $z$ , pour l'amplitude maximale, un peu moins pour l'intégrée. En fait, la même figure obtenue pour différentes valeurs de la première amplitude montre que ce recouvrement est d'autant plus faible que cette première amplitude est petite. La séparation demandée de 2 cm est un compromis entre: ne pas perdre trop de fils par trace et ne pas surestimer certains signaux.

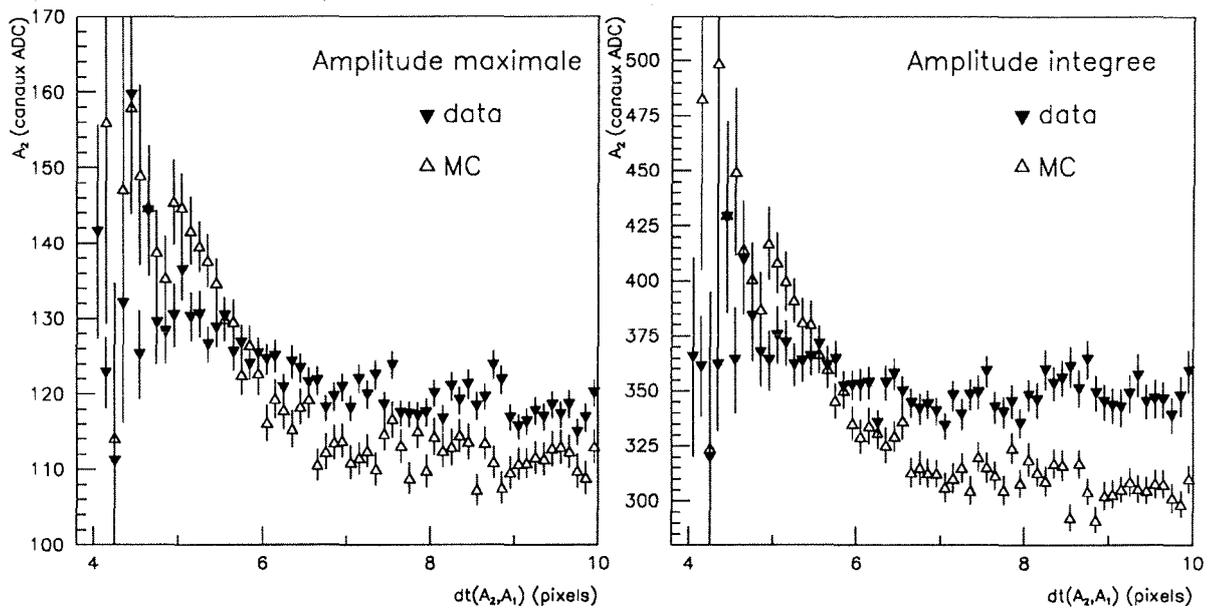


Figure 5.4: *Recouvrement de signaux proche en temps. Chaque deuxième signal mesuré sur un fil est portée en fonction du temps qui le sépare du premier signal reçu par le même fil.*

## 5.2 Variation du gain des chambres en fonction de la distance au bord du secteur

On définit la distance au bord du secteur comme étant la différence entre la demi longueur d'un fil sensible et la valeur absolue de la position de la trace en abscisse dans le repère du secteur. Le repère du secteur est constitué d'un axe parallèle aux fils sensibles (abscisse) et d'un axe perpendiculaire (ordonnée), parallèle à l'axe de symétrie du secteur. La variation de la charge mesurée (amplitude intégrée ou maximale) en fonction de ce paramètre montre des effets importants qui dépendent du secteur considéré. Les cartes de gains obtenues avec les données source [14] prédisent des effets de bord de l'ordre de 1 à 2 % sur 1 à 2 cm, or les effets observés, par exemple, sur les secteurs 5 , 9 et 11 sont de l'ordre de 10% et peuvent s'étendre jusqu'à 20 cm (figure 5.5). La figure 5.5 montre que:

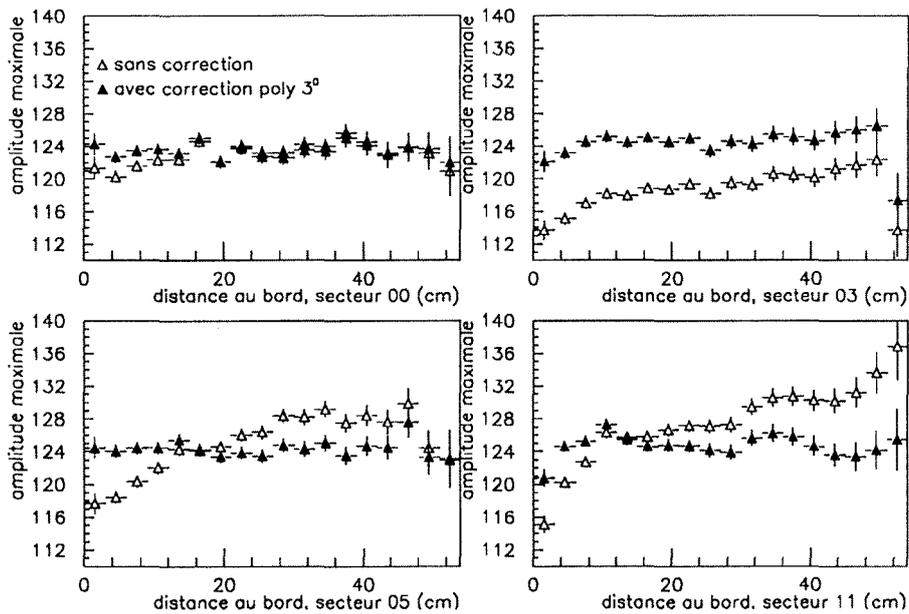


Figure 5.5: *Effet de bord sur les secteurs 0, 3, 5, 11 de la TPC*

- Le secteur 0 ne semble pas avoir d'effet de bord,
- Le secteur 3 présente un léger effet de bord, mais surtout un décalage par rapport à la moyenne des autres secteurs,

- Les secteurs 5 et 11 accusent également un effet de bord important jusqu’au milieu du secteur<sup>2</sup>.

De manière générale, l’effet de bord semble indépendant de la longueur du fil. La même variation est observée sur trois lots de fils sensibles (0,60) , (61,120) , (121,192) (voir figure 5.6) Il semble néanmoins que les fils entre 0,60 du secteur 0 ne se comportent pas exactement comme les autres. Le secteur 2 présente également cette anomalie. L’ensemble des autres secteurs (comme le 5 présenté ici) ont un comportement identique quelque soit le lot de fils considéré.

La présence de ces différences de comportement entre secteurs conduit à une correction individuelle. Dans l’état actuel, on peut supposer que c’est un effet électrostatique lié aux bras de soutien des secteurs, qui n’étaient pas présent dans les tests de gain obtenues avec les sources [14], de plus des effets mécaniques (déformation de certains secteurs) peuvent se superposer. Les études continuent afin de corriger au mieux ces problèmes et de déterminer avec certitude leurs causes.

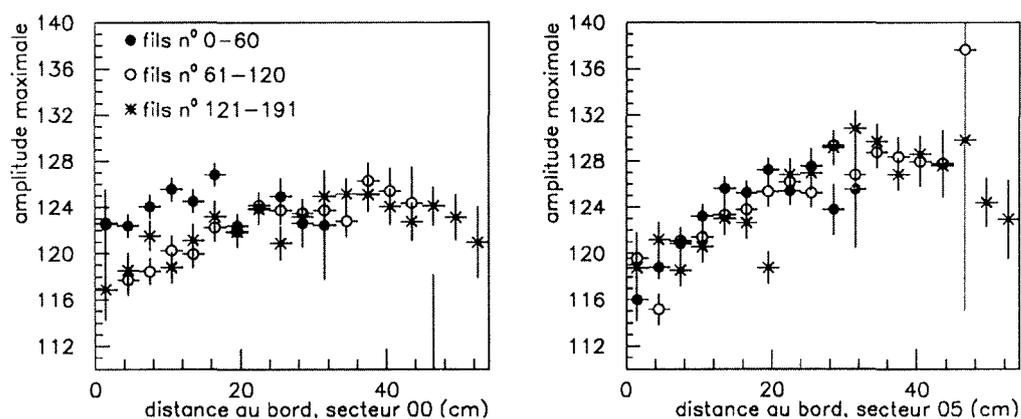


Figure 5.6: *Effet de bord pour trois lots de fils sensibles*

Une correction *ad hoc* est alors réalisée afin d’une part de corriger la variation relative de gain moyen avec la distance au bord de chaque secteur et d’autre part de réaligner en amplitude les réponses des 12 chambres proportionnelles. On ajuste un polynôme d’ordre 3 sur la variation observée de

<sup>2</sup>peut-on encore appeler cela un effet de bord?

chaque secteur. Puis les réponses des secteurs sont ajustées les unes par rapport aux autres pour des lots de données espacés régulièrement dans le temps. Ces paramètres sont introduits dans la base de données.

Cette correction permet un gain de résolution de l'ordre de 2.6% quadratique sur les muons 1990. La résolution obtenue avec les Z0 hadroniques de 1990 (pions-électrons pour une impulsion comprise entre 0.28 et 0.40 GeV/c) est également améliorée du même ordre de grandeur. Pour les Z0 hadroniques de 1991, on observe aussi une amélioration, toute fois moins nette, l'ajustement secteur à secteur n'ayant pu être réalisé au moment de la rédaction.

L'effet de cette correction apparaît clairement sur la figure 5.7 où l'amplitude maximale est représentée en fonction de l'angle azimuthal  $\varphi$  dans le repère du secteur, pour l'ensemble des secteurs. Les mêmes effets sont observés lorsqu'on considère l'amplitude intégrée.

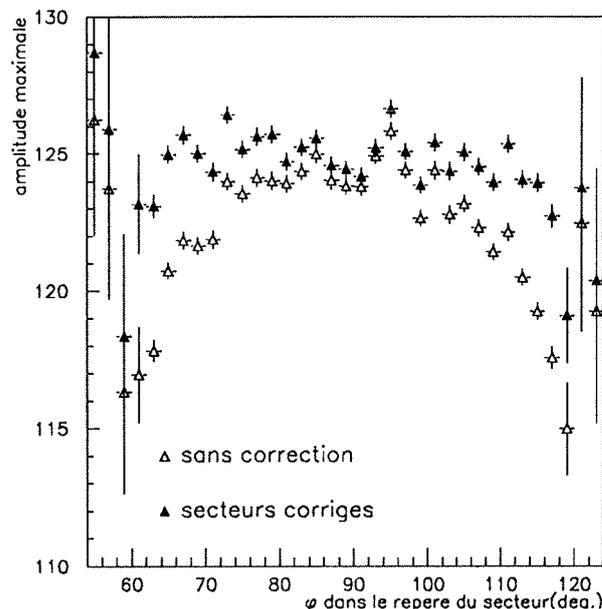


Figure 5.7: L'amplitude maximale en fonction de  $\varphi$  avant et après correction de secteur

### 5.3 Variation du gain des chambres avec la pression

La perte d'énergie par ionisation d'une particule chargée, c'est à dire le nombre de paires ions-électrons produits, est proportionnelle à la densité du milieu traversé. Le calcul de la perte d'énergie [5] montre que les corrections de ces effets de densité sont négligeables, sur les mesures du  $dE/dx$ , pour des variations de pression inférieures à 20 atmosphères. En revanche, les variations de pression conduisent à des modifications des conditions dans lesquelles s'effectue la mesure d'ionisation. En particulier, le gain dans l'avalanche des chambres proportionnelles est lié au libre parcours moyen des électrons donc de la densité du gaz. Or ce libre parcours moyen diminue avec la pression. On constate en effet une diminution du  $dE/dx$  tronqué lorsque la pression augmente (voir figure 5.8).

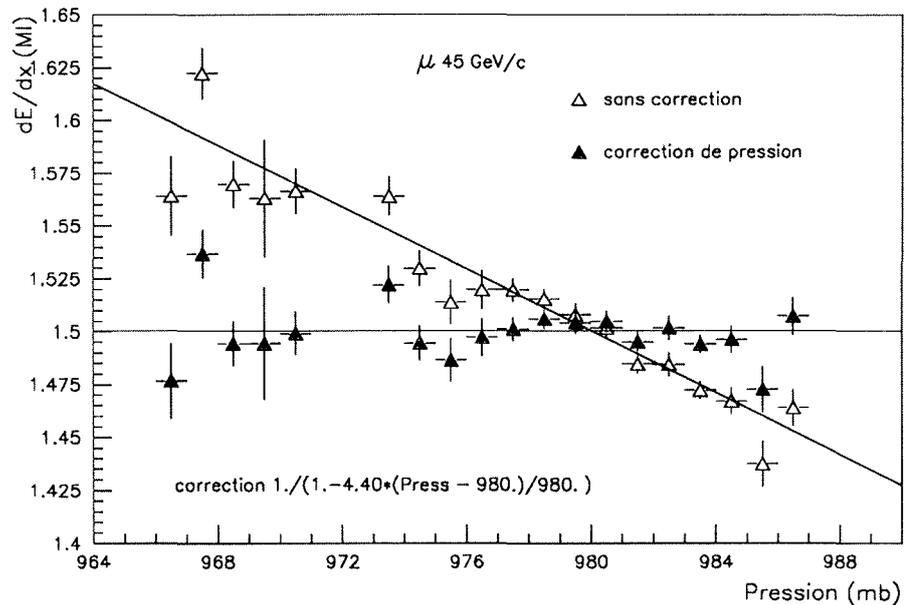


Figure 5.8: Variation du gain de la TPC avec la pression

Ce phénomène est connu et peut être décrit simplement [14]. La charge déposée sur les fils sensibles est le produit de nombreux phénomènes :

- perte d'énergie par ionisation, excitation : production d'électrons primaires, secondaires

- dérive
- avalanche
- mesure de la charge déposée à travers la chaîne d'acquisition électronique.

La pression augmentant, la perte d'énergie s'accroît, donc le nombre d'électrons produits et par conséquent l'ionisation aussi. Toutefois, le gain de la chambre diminue lors de l'avalanche sur le fil à cause de la diminution du libre parcours moyen et la charge déposée, le signal mesuré, va finalement décroître avec l'augmentation de pression.

La dépendance du gain en fonction de la pression est corrigée linéairement. On ajuste une droite  $1 - a \frac{(P - P_{ref})}{P_{ref}}$  sur les triangles blancs de la figure 5.8, la pente de cette droite ainsi mesurée permet d'estimer la variation de gain: avec le facteur  $a = 4.40 \pm 0.34$

où  $P$  est la pression et  $P_{ref}$  la pression de référence, prise à 980 mb.

Après le calcul du  $dE/dx$  tronqué, on applique un facteur multiplicatif:

$$C_p = \frac{1}{1 - 4.40 \frac{(P - P_{ref})}{P_{ref}}}$$

afin d'obtenir une mesure d'ionisation indépendante des variations de pression. La figure 5.8 montre avant et après correction de  $C_p$ , la mesure du  $dE/dx$  pour un lot de traces isolées. La même dépendance à été observée pour les électrons, de diffusion Bhabha et les pions au minimum ionisant. Cette dépendance est en bon accord avec les mesures préalables [14].

## 5.4 Etude des effets de dérive

On cherche à déterminer l'influence de la dérive des électrons d'ionisation sur la mesure du  $dE/dx$ . Cette étude est réalisée avec des dimuons afin de s'affranchir des problèmes d'effet de charge décrits dans la suite (partie 5.6). Les deux méthodes d'estimation de la perte d'énergie, l'amplitude intégrée

et l'amplitude maximale, ont un comportement différent en fonction de la dérive. En effet, l'amplitude intégrée ne doit pas subir, ou très peu, les effets de dérive, car l'intégrale du signal est conservée au cours de la dérive. En revanche, l'amplitude maximale, du fait de l'élargissement du signal avec la diffusion, doit décroître avec la longueur de dérive des électrons d'ionisation.

Dans cette étude, on doit décorrélérer trois effets qui entraînent des modifications de la forme des signaux (voir partie 5.5). Un modèle simple permet de dissocier ces effets et de n'étudier que les effets de dérive. On suppose que l'amplitude mesurée (maximale ou intégrée) peut s'écrire comme le produit de deux fonctions indépendantes :

$$A_i = g(m_p, \theta, \varphi) h(L_d)$$

où  $L_d$  représente la longueur de dérive du signal,  $\theta$  et  $\varphi$  l'orientation de la trace, et  $m_p$  le type de particule,  $i$  désignant la  $i^{\text{ème}}$  amplitude mesurée sur un fil sensible. Le rapport de l'amplitude  $A_i$  entrant dans le calcul de la moyenne tronquée divisée par cette moyenne tronquée est alors fonction de la dérive seule. La dépendance de  $A_i$  avec le type de particule, caractérisée par  $m_p$ , ainsi que la dépendance de  $A_i$  avec l'orientation de la trace, caractérisée par  $\theta$  et  $\phi$ , sont éliminées dans le calcul du rapport  $A_i / (dE/dx)$ . Dans la suite on désignera juste par amplitude les deux estimateurs; amplitude maximale et intégrée.

Deux méthodes ont été utilisées pour déterminer la dépendance du  $dE/dx$  avec la dérive. En premier lieu, pour les amplitudes entrant dans le calcul de la moyenne tronquée, le rapport  $A_i / (dE/dx)$  est déterminé. On calcule également la dérive moyenne pour l'ensemble de ces mêmes amplitudes. La variation  $A_i / (dE/dx)$  en fonction de la différence entre la longueur de dérive du signal d'amplitude  $A_i$  et la dérive moyenne ( $der_i - der_{moy}$ ) de la trace considérée permet de mesurer la dépendance de l'ionisation avec la dérive. On rapporte ainsi la dérive de chaque signal à la dérive moyenne de la trace. Cette méthode permet de superposer des traces dont les angles polaires  $\theta$  peuvent être très différents.

Dans la seconde méthode, on coupe chaque trace en deux parties égales. On calcule le  $dE/dx$  tronqué sur chacune des deux moitiés, ainsi que la dérive

moyenne associée à celles-ci. On exprime alors  $\frac{(dE/dx)_1}{(dE/dx)_2}$  en fonction de  $der_1 - der_2$ . Le rapport des deux moitiés devrait comme précédemment ne dépendre que de la dérive.

L'amplitude intégrée ne présente aucune dépendance apparente avec la dérive (voir figure 5.9 (A)). La droite ajustée sur les données donne une pente compatible avec zéro, quelque soit la méthode employée. On devrait quand même observer une légère dépendance, due à la diffusion transverse et à l'absorption.

La diffusion transverse devrait être sans conséquence puisque chaque fils sensibles collectent une partie des électrons diffusés : les électrons gagnés par un fil compensent en moyenne les électrons diffusés perdus et collectés par les fils voisins. Mais le calcul de la moyenne tronquée entraîne un biais. En effet, les signaux éliminés, lors de la troncation, ont contaminé les signaux voisins de manière importante puisque ce sont les plus grandes amplitudes qui sont touchées par la troncation. Si on suppose, par exemple, que la diffusion transverse entraîne que 10% des électrons du signal s'ajoute au signal voisin pour un parcours d'un mètre alors pour une amplitude moyenne  $A$  de 100, voisine d'un signal d'amplitude 1000 éliminé par la troncation, l'amplitude  $A$  va pratiquement doubler du fait de la diffusion transverse. La combinaison de la troncation et la diffusion transverse tend à surestimer les mesures d'ionisation pour les longues dérives. Contrairement à l'absorption qui tend à sous-estimer ces mêmes mesures dans les mêmes conditions. Aucun effet de dérive n'étant apparent avec l'amplitude intégrée, on est conduit à penser qu'il y a peut-être compensation des deux phénomènes.

L'amplitude maximale est par contre très sensible à la dérive, comme le montrent les figures 5.9 (B) et (C). La dépendance observée semble linéaire avec la longueur de dérive des signaux, ce qui en première approximation est justifié (voir annexe). On ajuste une droite sur les points présentés sur les figures (B) et (C). La dépendance est caractérisée par le paramètre  $a$ . Le tableau 5.1 présente ce paramètre pour 1990 et 1991 et pour les deux méthodes de mesure de la dérive.

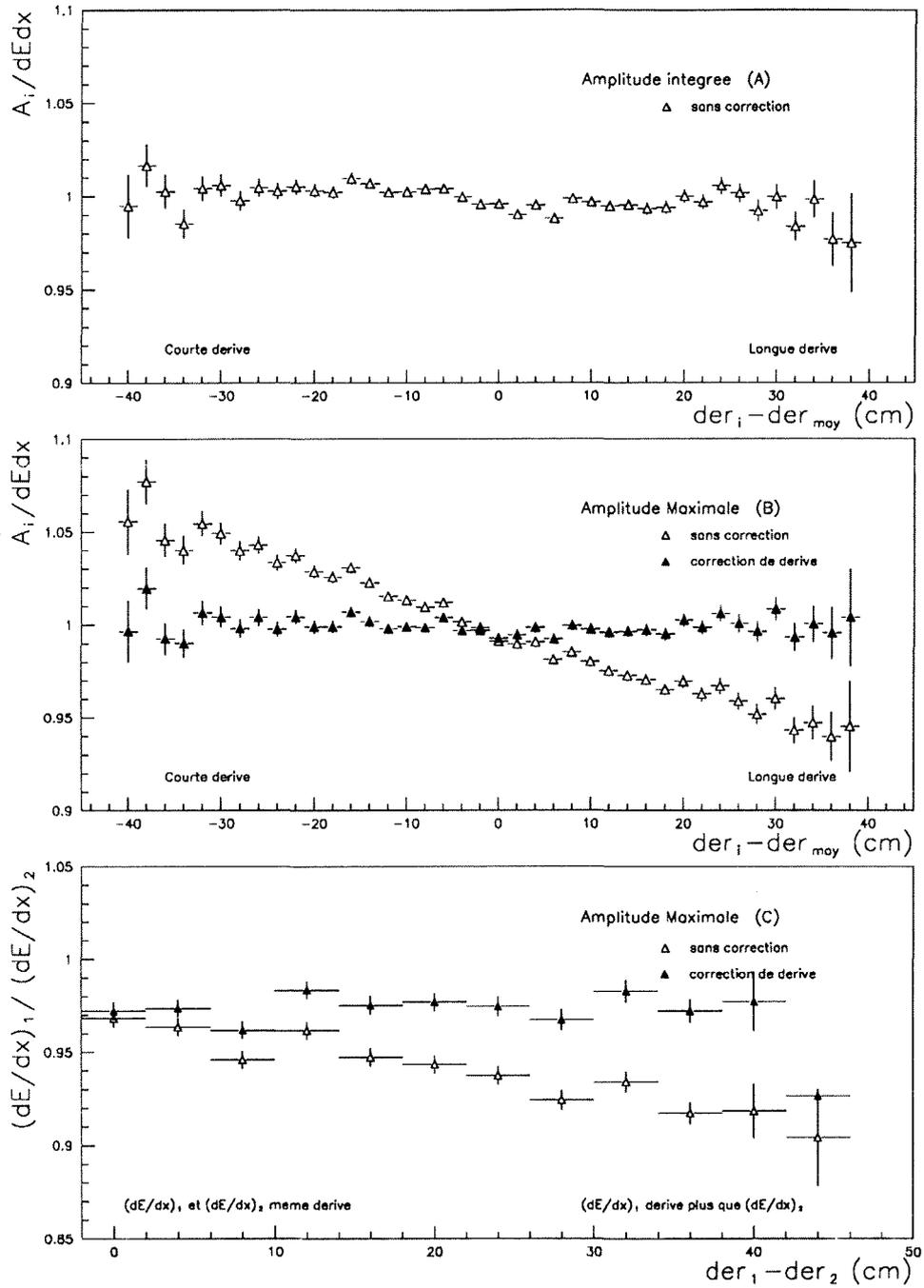


Figure 5.9: Effet de derive sur les deux estimateurs de charge,  $\mu^+\mu^-$  1990.

(A) Amplitude integree:  $\frac{A_i}{dE/dx}$  en fonction  $(der_i - der_{moy})$  sans correction.

(B) Amplitude maximale:  $\frac{A_i}{dE/dx}$  en fonction  $(der_i - der_{moy})$  avant et apres correction.

(C) Amplitude maximale:  $\frac{(dE/dx)_1}{(dE/dx)_2}$  en fonction  $(der_1 - der_2)$  avant et apres correction.

méthode de mesure	$\mu^+\mu^-$ 1990	$\mu^+\mu^-$ 1991
$\frac{A_i}{dE/dx}$ vs $(der_i - der_{moy})$	$-0.17 \cdot 10^{-2} \pm 0.30 \cdot 10^{-6}$	$-0.19 \cdot 10^{-2} \pm 0.28 \cdot 10^{-6}$
$\frac{(dE/dx)_1}{(dE/dx)_2}$ vs $(der_1 - der_2)$	$-0.17 \cdot 10^{-2} \pm 0.25 \cdot 10^{-4}$	$-0.19 \cdot 10^{-2} \pm 0.17 \cdot 10^{-5}$

Tableau 5.1: *Dépendance de l'amplitude maximale avec la dérive  $\mu^+\mu^-$  1990 et  $\mu^+\mu^-$  1991 .*

L'amplitude maximale est donc corrigée linéairement par le facteur multiplicatif :

$$C_d = \frac{1}{(1 - a \text{ der}_i)}$$

Après correction la dépendance observée sur les figures (B) et (C) a disparu.

La figure 5.9 (C) présente une anomalie, en effet la valeur pour une dérive nulle du rapport  $(dE/dx)_1/(dE/dx)_2$  est d'environ 0.97. Ce qui traduit une différence de mesure d'ionisation entre les premiers fils et les derniers fils sensibles d'un secteur. Les données source ne montrent aucun effet de gain susceptible d'expliquer ce phénomène. Par contre, nous verrons dans la partie 5.6 que les problèmes d'effets de charge peuvent entraîner une sous-estimation de la mesure des amplitudes pour les premiers fils et expliquer ainsi le rapport 0.97.

Néanmoins ces résultats confirment l'hypothèse selon laquelle le paquet d'électrons tend à s'étaler du fait de la diffusion, sa charge restant constante. Un calcul simple montre que cet effet de l'ordre de 20 % est dû en grande partie à la diffusion longitudinale. En effet, la diffusion longitudinale attendue [12] est de  $360 \mu\text{m}/\sqrt{\text{cm}}$ , soit 0.36 cm pour un mètre de dérive. Un échantillonnage en temps représente, pour une vitesse de dérive de  $6.67 \text{ cm}\mu\text{s}^{-1}$ , une longueur de 0.49 cm. La diffusion longitudinale représente donc un élargissement de :  $\sigma_{diff}^{100 \text{ cm}} = 54 \text{ ns}$  pour 1 mètre de dérive. Un signal, a une largeur à mi-hauteur de 180 ns en moyenne soit pour une distribution gaussienne un  $\sigma = 76 \text{ ns}$ . On peut calculer l'élargissement du signal dû à la diffusion longitudinale en sommant quadratiquement le  $\sigma$  du signal avec  $\sigma_{diff}^{100 \text{ cm}}$  soit 93 ns. Pour deux

distributions gaussiennes de même surface, le rapport des  $\sigma$  est égal au rapport des maxima. Le rapport des largeurs du signal avant et après un mètre de dérive est égale à 76 sur 93 soit de l'ordre de 18 %. Ceci est en accord avec ce qui est observé.

## 5.5 Effet de l'intervalle d'échantillonnage

La perte d'énergie moyenne est exactement proportionnelle à l'intervalle spatial d'échantillonnage, aussi appelé *pas* ou *gap*. Soit  $g$  cet intervalle, exprimé ici en centimètre:

$$g = \frac{0.4}{\sin \theta \cos \varphi}$$

où  $\theta$  et  $\varphi$  décrivent la direction locale de la trace, et 0.4 la distance en centimètre entre deux fils sensibles. Cet intervalle varie en moyenne entre 0.4 centimètres pour une trace perpendiculaire aux fils sensibles et parallèle au plan du secteur et 2 centimètres pour des traces à bas angle. Les traces qui spiralent le long des lignes du champ magnétique peuvent bien sûr avoir de très grandes valeurs de  $g$ .

Afin de ramener l'ensemble des mesures d'ionisation à la même épaisseur de matière traversée, on multiplie chaque amplitude mesurée sur un fil de la chambre par le facteur  $g^{-1}$ .

Cependant la troncation introduit une dépendance du calcul de la moyenne avec la valeur de  $g$ . Les amplitudes maximale et intégrée n'ayant pas le même comportement avec l'intervalle d'échantillonnage, nous traiterons séparément les deux estimateurs. Comme précédemment cette étude est réalisée avec des dimuons afin d'éliminer les problèmes d'effet de charge et de mesurer l'effet de troncation avec un lot de traces dont la distribution du *pas* est homogène<sup>3</sup>. Le problème rencontré avec des particules de faible impulsion, donc pouvant faire un angle nul avec certains fils, sera étudié pour finir.

### 5.5.1 Effet de l'intervalle d'échantillonnage sur l'amplitude intégrée

En première approximation, la mesure de la perte d'énergie totale de chaque particule est équivalente, après correction avec  $g^{-1}$ , à la mesure de perte d'énergie d'une particule faisant un angle de  $90^0$  avec l'axe des faisceaux. Mais une étude plus précise montre la limite de cette approximation.

---

<sup>3</sup>Leur impulsion de 45 GeV/c les rend peu sensible au champ magnétique, leur trajectoire est donc rectiligne et la valeur moyenne du *pas* le long de la trace est constante

Le *pas* étant très fortement corrélé à  $\theta$ , on étudie, dans un premier temps, la dépendance de l'amplitude intégrée avec le *pas* afin de ne pas être gêné par des effets d'étalement en temps du signal qui se traduisent par des effets en  $\theta$ . En effet, l'amplitude intégrée est insensible aux effets d'étalement en temps.

La figure 5.10 (A) représente le  $dE/dx$  moyen calculé avec l'amplitude intégrée en fonction de l'intervalle d'échantillonnage moyen. Trois situations sont étudiées: d'une part pour deux troncations différentes, 60% et 80%, et d'autre part sans troncation.

Sur la figure 5.10 (A) on observe une dépendance du  $dE/dx$  tronqué avec l'épaisseur traversée, par contre aucun effet notable n'est visible avec le  $dE/dx$  global (triangle noir), c'est à dire sans coupure sur le calcul de la moyenne des amplitudes mesurées. La figure 5.10 (B) présente les mêmes points mais ramenés à un  $dE/dx$  normalisé à 1 pour un *pas* de 1 cm, afin de mieux apprécier le biais. On remarque alors deux effets :

Pour une troncation donnée, cette mesure est d'autant plus sousestimée que la distance de matière traversée est faible.

La mesure du  $dE/dx$  est d'autant plus sousestimée que la troncation est importante.

Ce que confirme qualitativement le calcul de perte d'énergie effectué pour les mêmes conditions [5] (voir figure 5.11). Ce biais est lié à l'évolution de forme de la distribution de Landau en fonction de l'épaisseur de matière traversée. La figure 5.12 présente la superposition de trois distributions calculées pour trois valeurs de  $g$ : 0.8 cm, 1.6 cm, 2.4 cm et pour une même particule (muon à  $P = 45 \text{ GeV}/c$ ). La valeur moyenne globale est identique au pour mille, dans les trois cas. Cependant ces distributions sont d'autant plus étroites que l'épaisseur de matière traversée est importante. Cet effet est analogue à l'effet de dérive observé avec les données cosmiques, l'ionisation se moyenne et tend vers la valeur la plus probable avec la distance parcourue dans la matière.

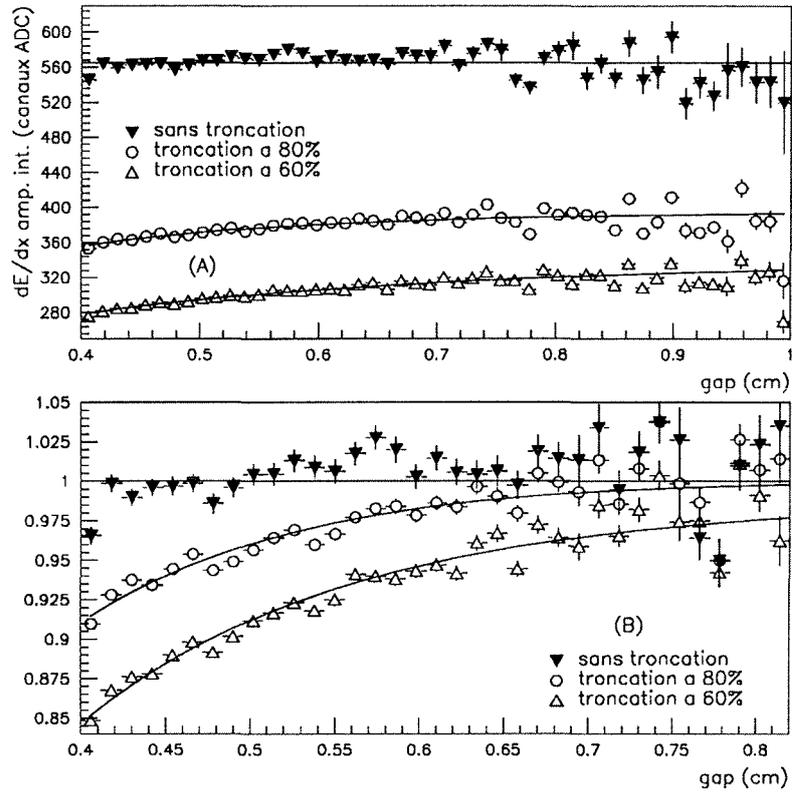


Figure 5.10:  $dE/dx$  mesuré avec l'amplitude intégrée en fonction de l'épaisseur de matière traversée, pour trois troncations différentes, 60%, 80%, et sans troncation.

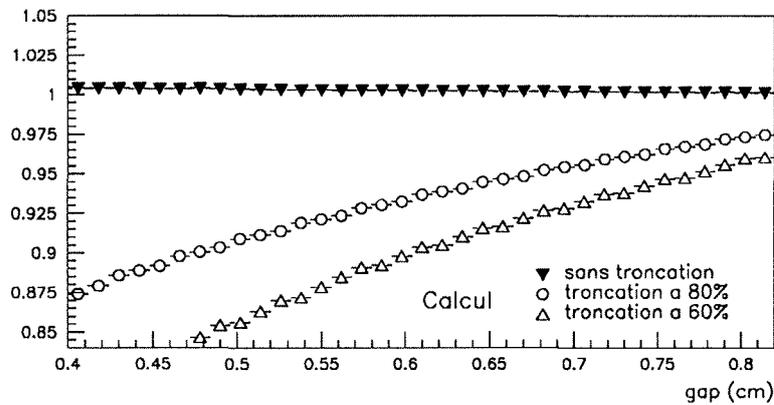


Figure 5.11:  $dE/dx$  calculé en fonction de l'épaisseur de matière traversé

La correction par  $g^{-1}$  ramène bien les valeurs moyennes de perte d'énergie à la valeur de référence, puisque les valeurs moyennes sont égales, mais ne tient pas compte du changement de forme de la distribution de Landau que l'on peut apprécier sur la figure 5.12, où chaque distribution a été corrigée du facteur  $g^{-1}$ . On comprend alors que la troncation introduise un biais dans l'estimation de la perte d'énergie.

On réalise alors pour des muons d'impulsion de 45 GeV/c le calcul de perte d'énergie dans des conditions identiques à celle des données réelles. La figure 5.11 présente pour les trois troncations étudiées ci-dessus le  $dE/dx$  calculé en fonction de l'épaisseur traversée. Les mêmes dépendances sont observées qualitativement.

Pour corriger cet effet, on ajuste une fonction dépendante de l'inverse de l'épaisseur de matière traversé sur les points de la figure 5.13, dimuons de 45 GeV/c.

$$G(pas) = (1 + g_1 X + g_2 X^2)^{-1} \quad (5.1)$$

où  $X = 2.5 - 1/pas$ , on ramène ainsi l'ensemble des ionisations à une distance échantillonnée de 0.4 cm. Cette fonction  $G(pas)$  détermine la dépendance de la mesure du  $dE/dx$  avec l'épaisseur de matière, pour une troncation donnée (80%),  $g_1$  et  $g_2$  étant dépendant de la troncation comme le montre les figures 5.10 et 5.13.

Cette dépendance est obtenue avec le  $dE/dx$  tronqué, pour des particules de grandes impulsion, avec par conséquent un  $pas$  constant au cours de la traversée du gaz. Il suffit donc de corriger le  $dE/dx$  tronqué par le facteur multiplicatif  $C_g$

$$C_g = (1 + g_1 X + g_2 X^2)$$

où  $X$  est défini comme précédemment,  $g_1 = -0.154$  et  $g_2 = 0.043$ . Mais pour des particules de faibles impulsions le  $pas$  varie de manière importante<sup>4</sup> et une correction moyenne ne semble plus adaptée. Le facteur  $C_p$  est alors appliqué sur chaque mesure d'amplitude associée à une trace. On suppose donc que la correction moyenne est identique à une correction amplitude par amplitude.

<sup>4</sup>Pour une trace qui spiralise le  $pas$  varie de 0.4 cm à quelques centimètres.

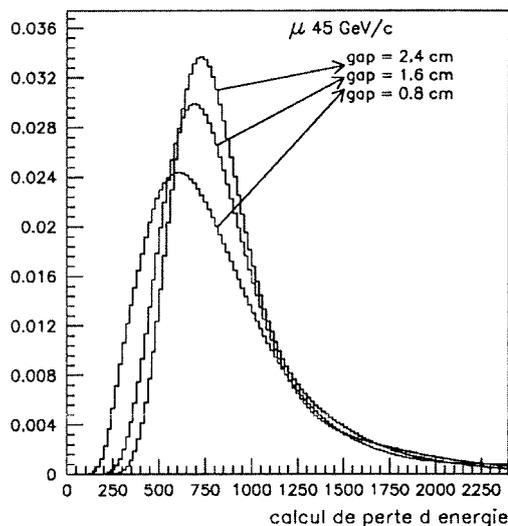


Figure 5.12: *Superposition de trois distributions de Landau. Muons de 45 GeV/c pour  $g = 0.8$  cm,  $g = 1.6$  cm et  $g = 2.4$  cm, après correction de  $g^{-1}$ . Les valeurs moyennes sont égales mais les formes des distributions sont différentes.*

### 5.5.2 Effet de l'intervalle d'échantillonnage sur l'amplitude maximale

Comme le montre la figure 5.13 le  $dE/dx$  tronqué calculé avec l'amplitude maximale semble dépendre du *pas* de manière bien moins importante que l'amplitude intégrée. En réalité, l'effet de troncation est presque entièrement compensé par l'étalement en  $Z$ , donc en temps, du signal dès que la trace fait un angle avec un axe perpendiculaire à  $Z$ . Cet effet d'étalement en temps se traduit par une dépendance en  $\theta$  de l'amplitude maximale. Pour corriger correctement ce problème, l'amplitude maximale est corrigée de l'effet de troncation mesuré avec l'amplitude intégrée. On voit alors apparaître clairement sur la figure 5.14 la dépendance de l'amplitude maximale avec  $\theta$ , qui traduit un étalement du signal en fonction de l'angle. Cette dépendance est alors corrigée par un polynôme d'ordre 2 en  $\tan \theta$ .

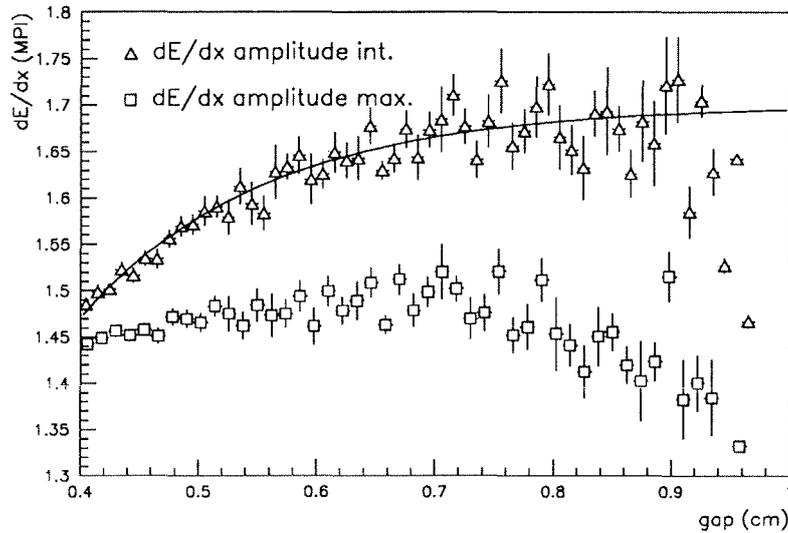


Figure 5.13:  $dE/dx$  calculé avec l'amplitude intégrée et maximum en fonction de l'épaisseur de matière traversé,  $\mu^+\mu^-$ .

- amplitude maximale
- △ amplitude intégrée

### 5.5.3 Problème rencontré avec les $Z^0$ hadroniques

La figure 5.15 présente le rapport du  $dE/dx$  calculé pour les électrons bhabha et du  $dE/dx$  calculé pour les pions au minimum ionisant en fonction du  $pas$ . Le calcul montre une légère différence (2%) entre pions et électrons. Sur cette même figure, le rapport du  $dE/dx$  mesuré pour les électrons bhabha et du  $dE/dx$  mesuré pour les pions au minimum ionisant en fonction du  $pas$  pour l'amplitude intégrée est présenté. Les variations du  $dE/dx$ , pour un  $pas$  donné, sont très différentes entre pions et électrons (8%). De plus, le comportement des données est très différent de celui observé avec le calcul. Ces différences entre le comportement des pions au minimum ionisant et des électrons bhabha sont encore incomprises. Une correction moyenne est appliquée, améliorant la résolution des leptoniques et des hadroniques mais pas autant qu'une correction spécifique pour chacun des deux types de traces. Ce problème entraîne une correction en  $\theta$ , sur l'amplitude maximale, imparfaite puisque l'on ne peut l'apprécier qu'après avoir réalisé la correction de  $pas$ .

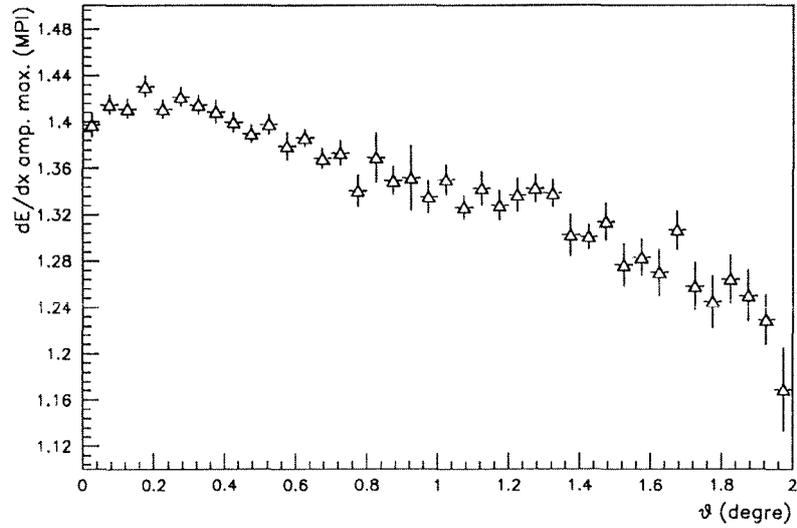


Figure 5.14:  $dE/dx$  calculé avec l'amplitude maximale fonction de  $\theta$  après correction de pas,  $\mu^+\mu^-$

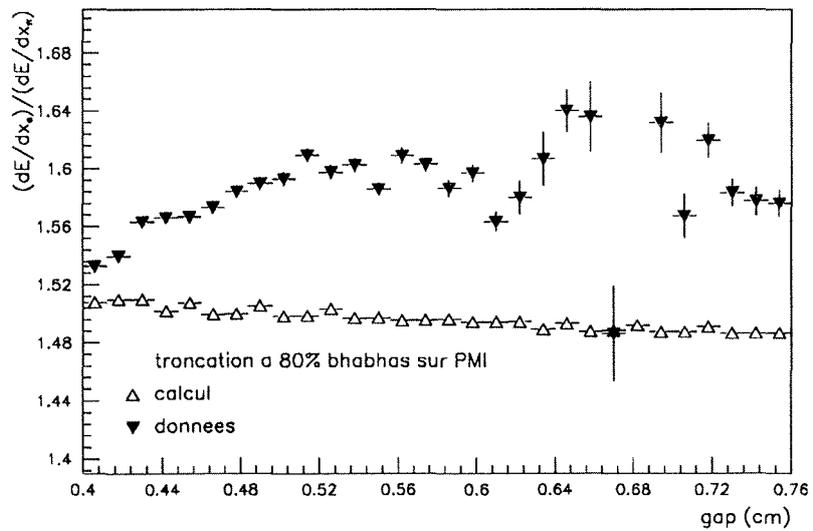


Figure 5.15: Rapport  $(dE/dx_e)/(dE/dx_\pi)$  en fonction du pas. Comparaison des données avec le calcul.

## 5.6 Effet d'accumulation de charge

Comme on l'a déjà décrit dans la partie 5.1, la mesure de l'ionisation se heurte à certaines difficultés lorsque les particules sont peu isolées, à l'intérieur d'un jet par exemple. De manière générale une certaine isolation de la particule dans l'espace est nécessaire pour la mesure du  $dE/dx$ . Les coupures d'isolation exposées précédemment permettent de résoudre en partie ce problème (voir partie 5.1), cependant un autre problème apparaît dans ces mesures qui découle de la réponse de la chaîne électronique. Dans cette partie, nous aborderons les conséquences de la mise en forme du signal sur la mesure d'ionisation.

Seules les amplitudes rentrant dans le calcul du  $dE/dx$  tronqué sont utilisées pour cette étude.

### 5.6.1 Présentation du problème

Ce problème a été mis en évidence sur les événements à grande multiplicité lorsqu'il s'est agit d'estimer, comme pour les leptoniques, l'effet de dépendance de la mesure d'ionisation avec la dérive.

La mesure de l'amplitude intégrée doit être indépendante de la longueur de dérive des électrons d'ionisation<sup>5</sup>. C'est effectivement ce que l'on observe sur les événements dimuons,  $\mu^+\mu^-$  à  $P = 45 \text{ GeV}/c$ , de la figure (A) 5.16.

Pourtant, on constate une forte dépendance de la mesure de l'amplitude intégrée avec la dérive lorsqu'on considère des traces dans les événements hadroniques (voir figure (B) 5.16). La construction de ces figures est détaillée dans la partie Effet de dérive. Le même effet est observé avec les deux méthodes d'estimation de dérive.

---

<sup>5</sup>une légère dépendance, due à l'absorption des électrons d'ionisation lors de la dérive ou à la diffusion transverse, doit exister quand même mais est négligeable pour cette étude

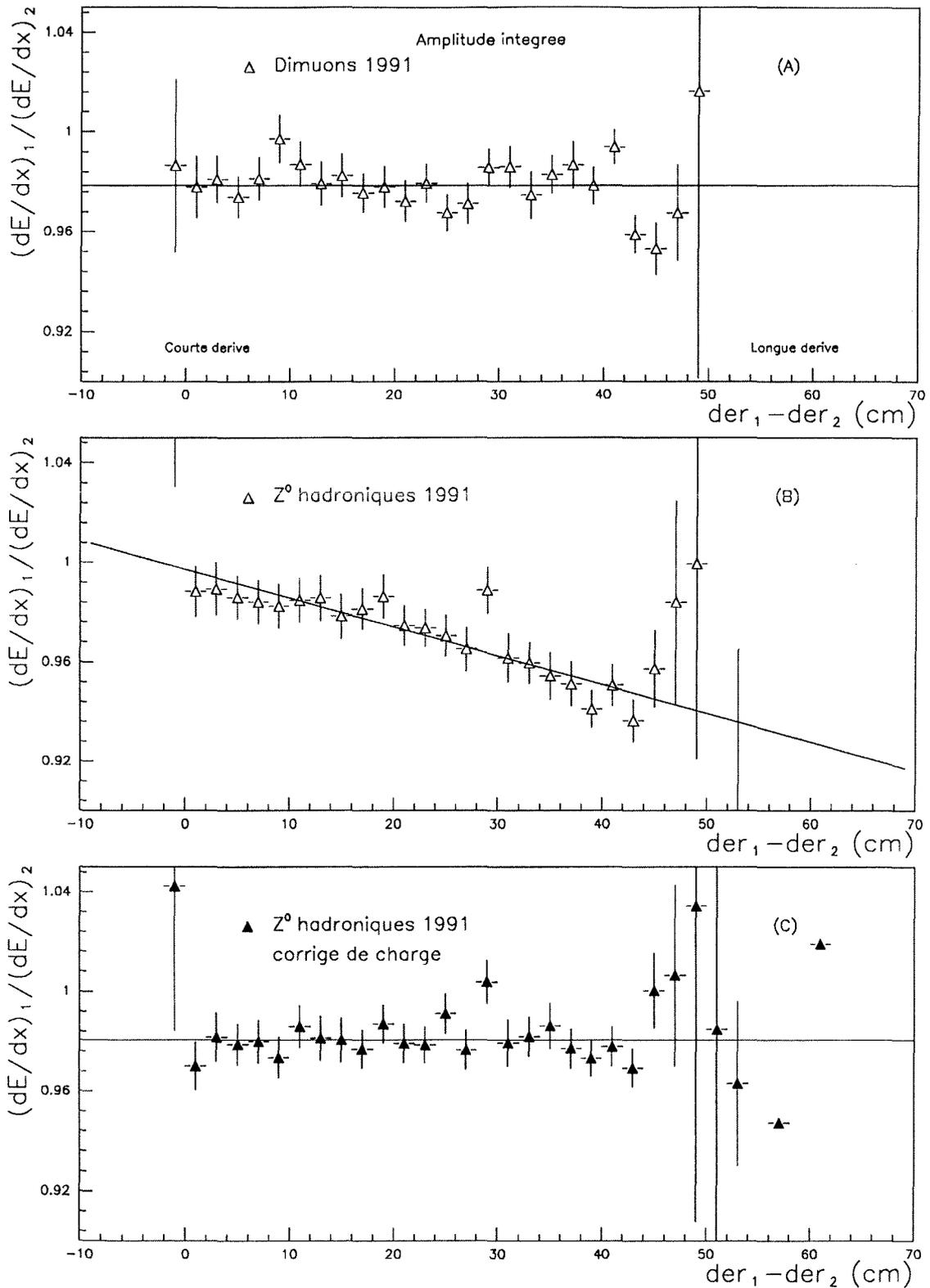


Figure 5.16: Dépendance de l'amplitude intégrée avec la dérive.

(A) muons: pas d'effet apparent de dérive.

(B)  $Z^0$  hadroniques: "effet de dérive".

(C)  $Z^0$  hadroniques: après correction de charge.

Le comportement différent de l'amplitude intégrée avec la dérive selon le type de données, leptonique ou hadronique, indique l'existence d'un problème lié à la multiplicité. De plus, une correction sur la mesure d'ionisation prenant en compte cet "effet de dérive" et n'améliorant pas la résolution conduit à conclure que l'on ne corrige pas la bonne variable.

On peut alors supposer que la charge reçue par un fil sensible modifie la mesure d'ionisation des signaux suivants. Dans cette hypothèse, la différence de comportement entre données leptoniques et hadroniques pourrait s'expliquer par le nombre et l'amplitude des signaux reçus en moyenne par un même fil.

Pour rendre compte d'un tel effet, on étudie la dépendance du  $n^{\text{ième}}$  signal, schéma 5.18, arrivant sur un fil avec la somme des  $(n-1)^{\text{ième}}$  précédents signaux ayant touchés le même fil.

La figure 5.17 représente, pour des  $Z^0$  hadroniques, tous fils et tous secteurs confondus, l'amplitude  $A_n$ , maximale ou intégrée, en fonction de  $\sum_{i=1}^{n-1} A_i^{\text{intégrée}}$ , pour des particules chargées d'impulsion supérieure à 1.6 GeV/c pour les données 1991 (le même effet est observé dans les données 1990), on élimine ainsi les particules dont l'ionisation trop grandes, trop saturantes donc, introduiraient un biais dans l'étude. On suppose que l'amplitude intégrée représente un meilleur estimateur de la charge déposée sur un fil que l'amplitude maximale.

La coupure en impulsion est destinée à éliminer les protons et autres particules très ionisantes pour lesquelles les saturations sont fréquentes, ce qui pourrait biaiser l'étude.

Les deux figures 5.17, où l'amplitude intégrée (A) et l'amplitude maximale (B) sont repérées par des triangles blancs avant correction, font apparaître une forte dépendance de la mesure d'ionisation avec la somme des signaux précédemment arrivés sur un fil sensible.

Plus la charge déposée est importante sur un fil, plus l'amplitude du signal arrivant ensuite sur ce même fil sensible est soustimée. On observe un effet de l'ordre de 5% pour l'amplitude maximale et 25% pour l'amplitude intégrée, pour une somme d'amplitude intégrée variant de 1000 à 5000.

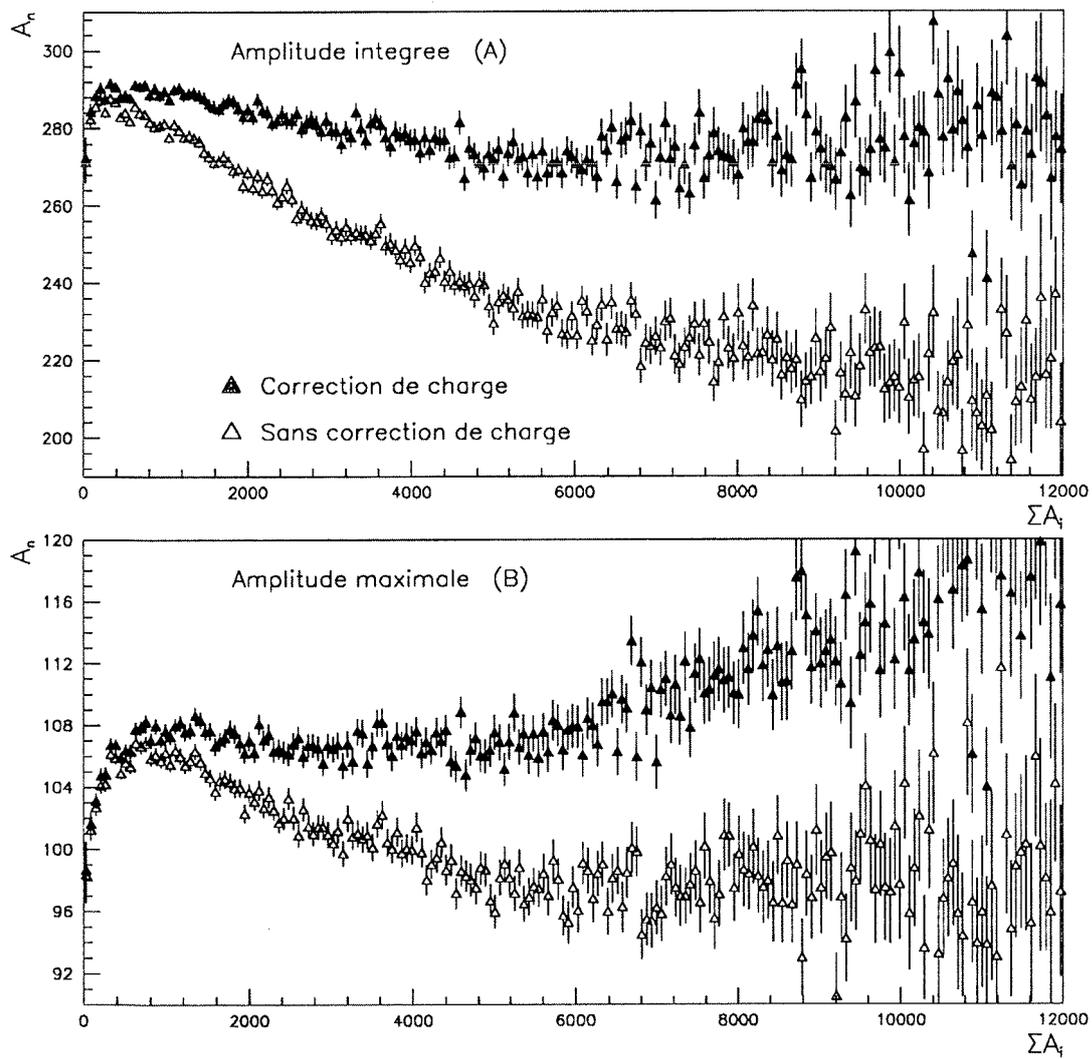


Figure 5.17: *Effet de charge avant et après correction par la fonction  $U(t)$ . Pour des  $Z^0$  hadroniques de 1991 avec  $P > 1.6$  GeV/c. (A) amplitude intégrée. (B) amplitude maximale.*

L'effet est plus sensible sur l'amplitude intégrée mais ce n'est dû qu'à la nature de l'estimateur. En effet, l'amplitude intégrée est calculé en sommant l'ensemble des amplitudes échantillonnées, chacune d'entre elles subit l'effet de charge de façon d'autant plus importante que l'amplitude échantillonnée est petite. L'estimateur est donc affecté par une somme d'effets de charge. En revanche, l'amplitude maximale n'est affectée que sur une seule valeur.

De plus lorsqu'on réalise les mêmes figures pour trois gammes d'amplitudes différentes du  $n^{i\text{eme}}$  signal, il apparaît alors que l'effet relatif est d'autant moins important que le signal mesuré est grand. On suppose que la réponse de la chaîne électronique, et plus particulièrement la mise en forme du signal, est responsable de cet effet. Une brève description du fonctionnement du formeur permet de comprendre d'où peut provenir l'effet observé et le bien fondé de la supposition.

La réponse du formeur à une impulsion de Dirac présente une partie positive, dont l'aire est proportionnelle à l'amplitude de l'impulsion et une partie négative importante, de l'ordre de 13 % du maximum de la réponse du formeur autour de 6 tranches en temps qui remonte rapidement vers 0 (voir figure 1.4). Cette partie négative a été ajustée<sup>6</sup> de manière à compenser le fait que la charge collectée par un fil sensible soit intégrée sur un temps fini.

La convolution de la réponse d'une chambre proportionnelle (equa. 4.1) avec la fonction de transfert du formeur devrait fournir un signal quasi-gaussien. Pour une impulsion de Dirac, le signal obtenu à la sortie du formeur a pu être mesuré toutes les 10 ns. A partir de ces mesures effectuées au LAL à Orsay, et connaissant la réponse d'une chambre (équation 4.1), on peut calculer numériquement [15] le signal résultant de la convolution des réponses du formeur et de la chambre. La figure 5.19 schématise cette convolution, qui se décompose en trois parties, le signal, une petite partie positive, (surtension ou *overshoot*) et une partie négative très étendue en temps, (soustension ou *undershoot*).

La convolution d'une gaussienne avec la réponse de la chambre en  $1/t$

---

<sup>6</sup>par un choix des capacités et résistances qui interviennent dans la constitution du formeur

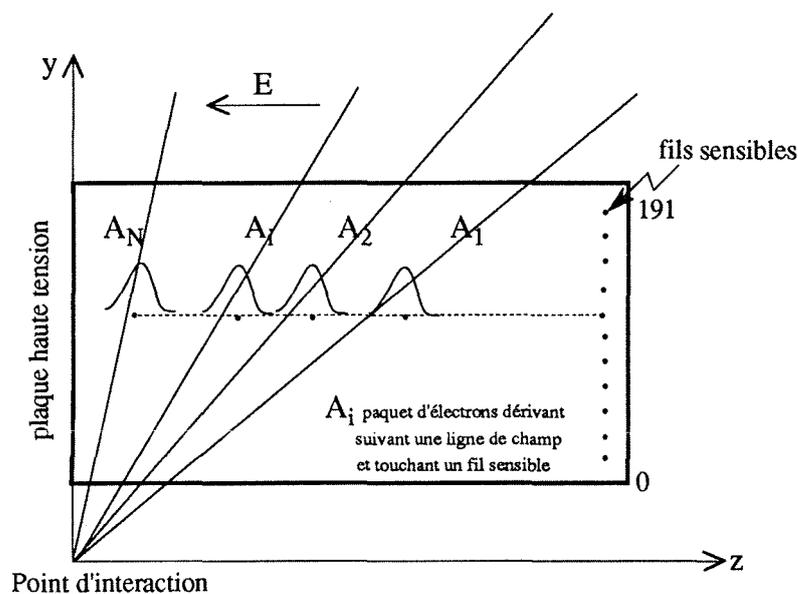


Figure 5.18: Schéma de principe de l'effet de charge sur un fil induit sur le signal  $A_n$  par les  $n-1$  précédents

aurait donné un signal fortement asymétrique, la présence de la soustension fait disparaître en partie cet effet. Mais la remontée de la soustension après 6 tranches en temps convoluée avec la réponse de la chambre fait apparaître la surtension schématisée sur la figure 5.19 autour de 7 tranches en temps.

Ce calcul a été confirmé par une mesure expérimentale, effectuée sur un secteur test de la TPC avec le signal du  $^{55}\text{Fe}$  des barrettes sources. L'ionisation produite lors de la désintégration du  $^{55}\text{Fe}$  est plus proche du signal attendu lors du passage d'une particule chargée que d'une impulsion de Dirac produite par un générateur. Mais l'absence de dérive et la gamme réduite d'amplitudes conduisent à penser que nous sommes encore loin de la réalité des événements hadroniques.

La figure 5.20 présente, échantillonné toutes les 10 ns, le signal issu des barrettes sources, observé après le formeur. Le maximum du signal est normalisé à 1, la figure 5.20 (A) présente la partie tronquée du signal afin de faire apparaître la surtension et la soustension. La figure 5.20 (B) présente l'étendue en temps de la soustension.

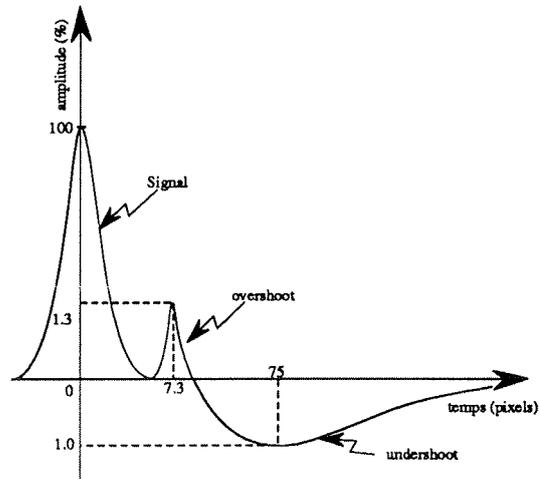


Figure 5.19: *Allure de la courbe de réponse du formeur. Le signal est représenté sous forme d'une gaussienne centrée sur 0, le second pic représente la surtension, puis la partie négative la longue soustension .*

Les effets observés sur la figure 5.20 sont de faible amplitude, de l'ordre de 1%. Mais la soustension s'étend au-delà du temps maximum de dérive des électrons d'ionisation, son effet est donc permanent pour un événement donné. De plus les fluctuations de Landau entraînent des ionisations qui peuvent être très supérieures à la valeur la plus probable d'ionisation et par conséquent conduisent à des mesures erronées de certains signaux. Un exemple simple permet de mieux comprendre les conséquences sur les mesures.

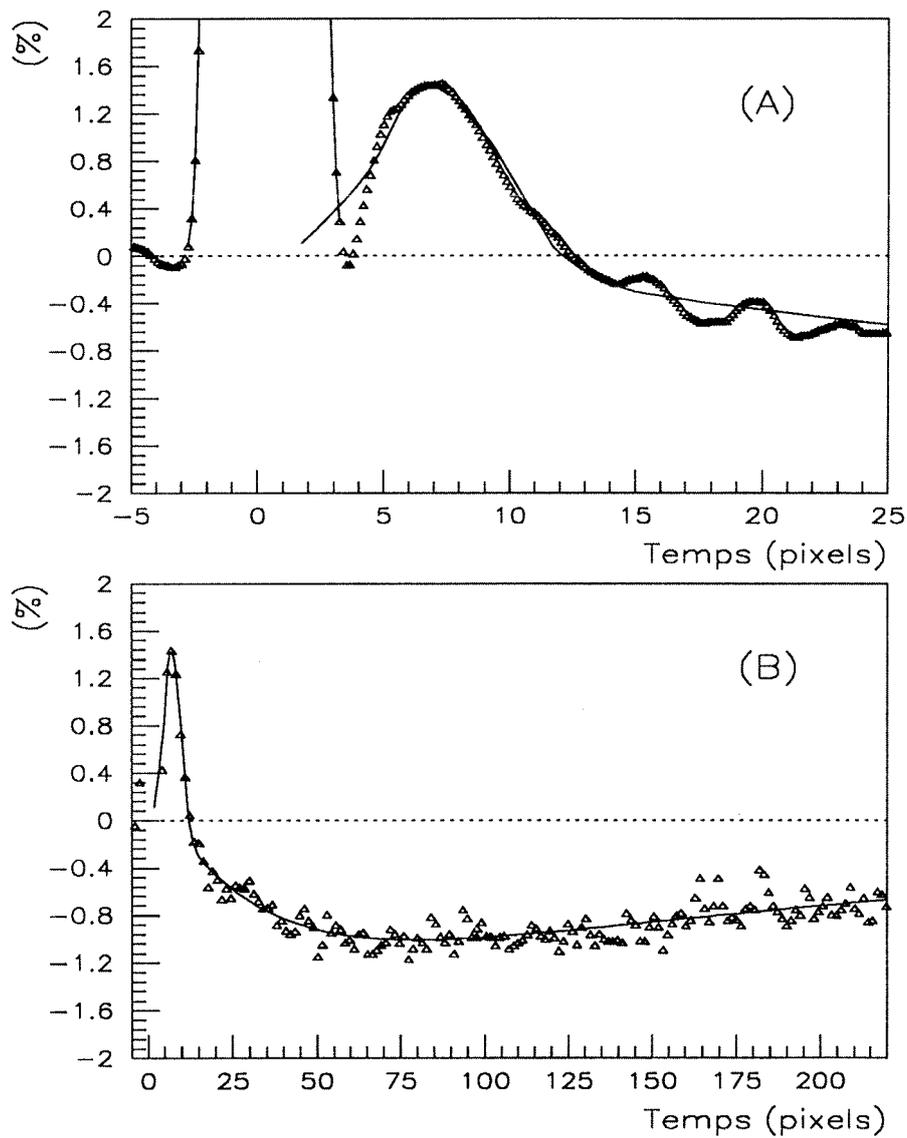


Figure 5.20: Points de mesure et fonction ajustée sur la réponse du formeur.  
 Figure (A) un point de mesure toutes les 10 ns.  
 Figure (B) un point de mesure toutes les 100 ns.

On suppose un premier signal arrivant sur un fil sensible dont l'amplitude maximale est de 500. La mise en forme de ce signal va induire un *undershoot* correspondant à 1% du maximum c'est à dire 5. Considérons le signal suivant dont l'amplitude maximale est de cent<sup>7</sup>, arrivant environ 750 ns après sur ce même fil, la mesure de ce signal est alors sousestimée de 5%. Evidemment une telle configuration n'est pas forcément courante, mais quoi qu'il en soit, la mesure d'ionisation est fortement perturbée pour les particules chargées appartenant à un jet dans un évènement hadronique. La figure 5.1, présentant un jet avec une dizaine de traces, permet d'imaginer les erreurs engendrées par la mise en forme du signal.

### 5.6.2 Correction provisoire du problème

Dans cette partie, deux types de corrections sont présentées, l'une phénoménologique mais efficace, l'autre qui corrige le problème à la racine mais qui pour le moment n'est pas encore parfaitement ajustée.

#### Correction phénoménologique

On ajuste sur les points (triangles blancs) de la figure 5.17 la fonction  $B(A_n)$ , défini par :

$$B(A_n) = 1 - b_1 \left( 1 - \exp \left( - \frac{\sum_{i=1}^{n-1} A_i^{intégréé}}{b_2} \right) \right) \quad (5.2)$$

On obtient les valeurs suivantes :  $b_1^{int} = 0.26$  et  $b_2^{int} = 4220$  pour l'amplitude intégrée et  $b_1^{max} = 0.05$  et  $b_2^{max} = 1177$  pour l'amplitude maximale.

On pondère chaque amplitude mesurée par l'inverse de cette fonction. La dépendance est effectivement éliminée mais cette correction phénoménologique ne tient pas compte de la différence de temps d'arrivée des signaux et surtout est proportionnelle à  $A_n$  ce qui est contradictoire avec l'hypothèse de la sommation linéaire des signaux à la sortie du formeur. Malgré cela, la résolution

<sup>7</sup>soit la valeur la plus probable d'ionisation

est améliorée, pour des pions au minimum d'ionisation dont le  $dE/dx$  est calculé à l'aide d'au moins 50 fils. La résolution obtenue avec l'estimateur intégré passe de 9.9 % à 7.9 %, soit un gain quadratique de l'ordre de 6 %. Pour l'estimateur maximal, la résolution passe de 7.6 % à 7.4 %, soit un gain quadratique de 1.7 %. Cette correction est utilisée à l'heure actuelle dans le programme d'analyse de DELPHI.

### Correction sur la mise en forme des signaux

Les fluctuations périodiques qui se superposent à la mesure rendent difficile une extrapolation point à point, comme on peut le voir sur la figure 5.20.

En conséquence on paramétrise la réponse du formeur par une fonction  $U(t)$  ajustée sur les points de mesure présentés sur cette figure. Seule la partie  $t > t_0 = 535$  ns est prise en compte. La fonction ajustée s'écrit de la façon suivante:

$$U(t) = u_0 \exp\left(-\frac{(t-t_0)^2}{2u_1^2}\right) + u_2 \left(\exp\left(-\frac{(t-t_0)}{u_3}\right) - 1\right) \exp\left(-\frac{(t-t_0)}{u_4}\right) \quad (5.3)$$

Où  $u_0 = 0.014$ ,  $u_1 = 2.42$ ,  $u_2 = 0.014$ ,  $u_3 = 32.50$ ,  $u_4 = 270.4$ ,  $t_0 = 7.25$  tranche en temps.

Cette fonction reproduit bien la partie négative mais s'écarte de la forme de la partie positive, pour  $t$  proche de  $t_0$ , comme le montre la figure 5.20. Comme on le verra par la suite, il semble probable que la forme de la surtension positive (*overshoot*) ne soit pas parfaitement réaliste, une erreur sur la position de son maximum ou de son étendue entraînerait de mauvaises corrections. Malgré cela une première correction est réalisée.

Chaque amplitude échantillonnée est corrigée de la façon suivante:

$$A_n^{Réelle} = A_n^{Mesurée} - \sum_{i=1}^{n-1} A_i^{Réelle} U(t_n - t_i)$$

Avec  $A_1^{Réelle} = A_1^{Mesurée}$ .

Les amplitudes sont corrigées par ordre d'arrivée sur le fil. La figure 5.16 (C) ainsi que les figures 5.17 (A) et (B) montrent que la mise en forme du signal

est responsable des effets observés puisque la correction améliore les figures de références, ainsi que la résolution, de manière notable (voir partie 6.1). On remarque cependant, que les distributions après correction pour l'amplitude maximale et l'amplitude intégrée se comportent différemment. On sur-corrige le maximum pour les grandes charges et on sous-corrige l'amplitude intégrée.

Les mêmes distributions sont représentées sur la figure 5.21, avant (A) et après (B) correction de charge, pour différents intervalles de temps entre le  $n^{\text{ième}}$  et le  $(n-1)^{\text{ième}}$  signal. Il s'agit ici de l'amplitude maximale (l'échelle de  $dE/dx$  est réajustée par un facteur 2.5 pour les comparaison avec l'amplitude intégrée). On remarque que pour des différences de temps supérieures à 10 tranches en temps (figure (B)), soit 740 ns, la correction agit dans la bonne direction. La correction est totalement inefficace pour des petites différences de temps.

L'écart entre les points de la première tranche ([2,10] pixels) et les points des autres tranches est de l'ordre de 3%. Or la surtension, au maximum, est de l'ordre de 1.5%. Ceci suggère la méconnaissance de la forme en temps et en amplitude de la surtension et de son évolution en fonction de l'amplitude du signal.

La figure 5.17 (B) présente un comportement étrange de la  $n^{\text{ième}}$  amplitude pour de faible charge reçue par un fil. On doit observer un phénomène analogue avec la simulation. La figure 5.22 présente, les mêmes variables que la figure 5.17 pour des données corrigées d'effet de charge et pour la simulation. L'accord est bon excepté pour le premier point.

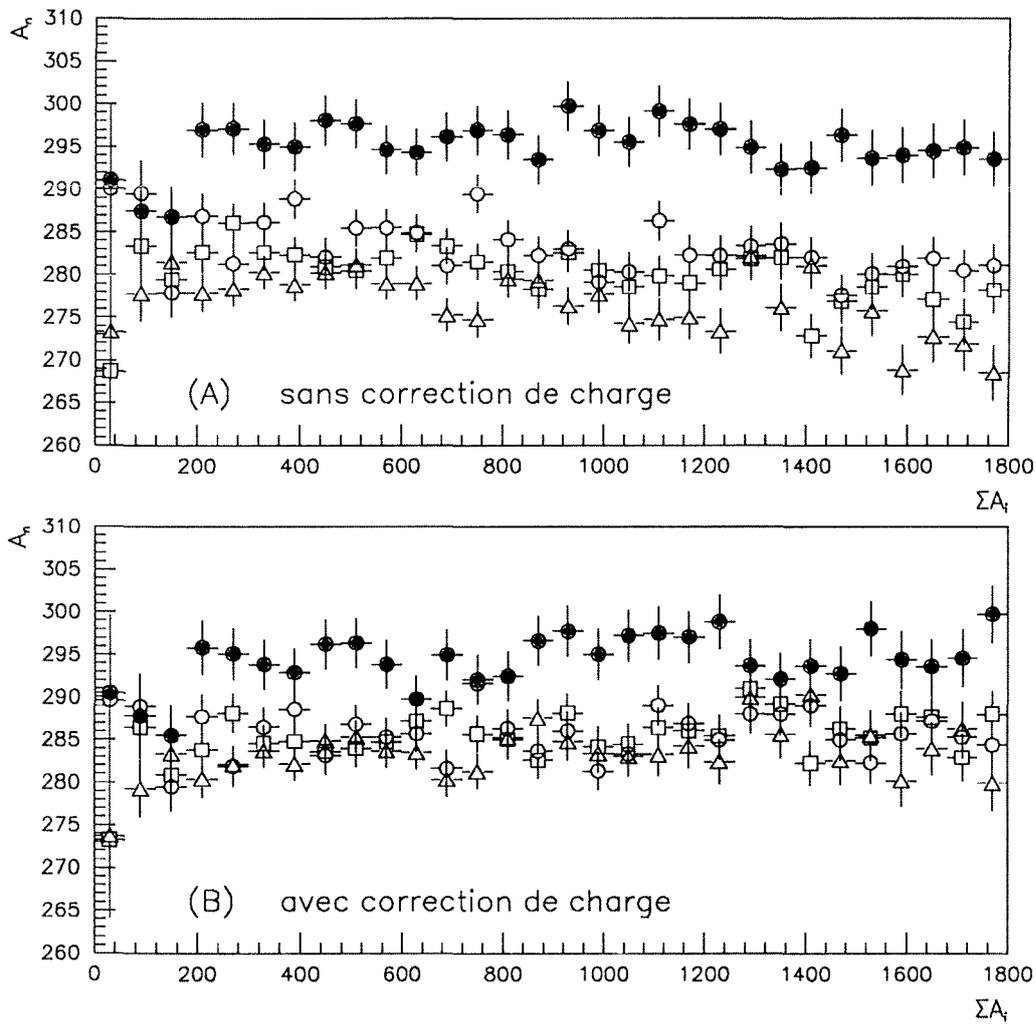


Figure 5.21: *Effet de charge pour quatre tranches en temps, pour des  $Z^0$  hadroniques de 1991. L'amplitudes maximale est multipliée ici par un facteur 2.5 pour permettre des comparaisons avec l'amplitude intégrée.*

- $t_{A_n} - t_{A_{n-1}} \in [2,10]$  pixels
- $t_{A_n} - t_{A_{n-1}} \in [10,20]$
- $t_{A_n} - t_{A_{n-1}} \in [20,40]$
- △  $t_{A_n} - t_{A_{n-1}} \in [40,300]$

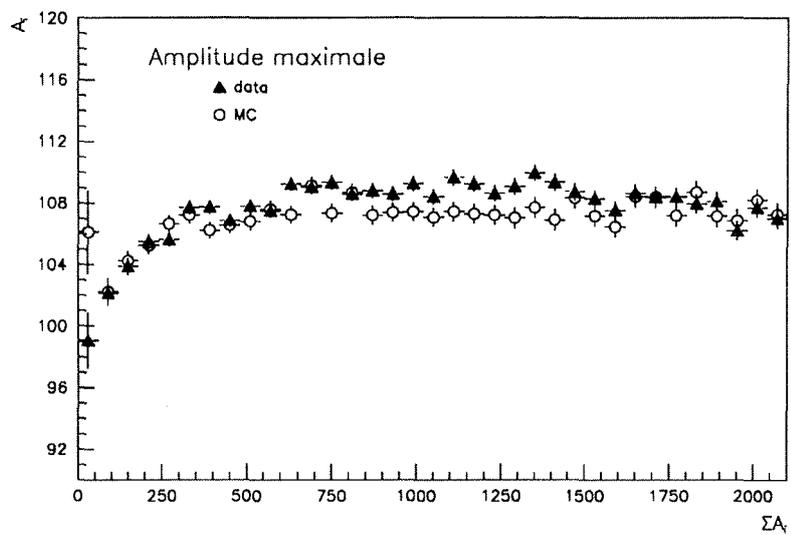


Figure 5.22: *Effet de charge après correction pour l'amplitude maximale. Comparaison des données avec la simulation.*

### 5.6.3 Conclusion

L'effet provenant de la mise en forme du signal est en partie compris : la correction appliquée donne satisfaction mais deux problèmes restent à résoudre. D'une part une meilleure connaissance de la surtension est nécessaire. D'autre part il faudrait introduire les effets de dérive et d'élargissement des signaux dans la fonction  $U(t)$ . En effet le tableau 5.2 présente pour les deux corrections énoncées ci-dessus les résolutions électrons, pions au minimum ionisant. On remarque que ces deux corrections améliorent sensiblement la résolution mais que la correction phénoménologique reste la meilleure, améliorant la séparation électrons-pions. Cette correction doit absorber les effets d'élargissement des signaux, et les corriger en partie. L'étude se poursuit dans l'espoir d'obtenir, par la correction de mise forme du signal, une résolution qui soit meilleure que celle obtenue par correction directe, avant de l'introduire de façon définitive dans le programme de reconstruction.

Correction	intégrée > 50 fils (%)		maximale > 50 fils (%)	
	$\pi$	e	$\pi$	e
sans correction	7.60	10.35	9.90	11.70
correction phénoménologique	7.35	9.70	7.88	10.45
correction $U(t)$	7.44	10.76	7.87	10.70

Tableau 5.2: *Résolution pions-électrons après correction  $B(A_n)$  et  $U(t)$ . La correction avec  $U(t)$  est moins bonne que la correction phénoménologique et semble dégrader la séparation pions-électrons.*

La sous-tension observé sur les données hadroniques peut-il détériorer les mesures d'ionisation sur les traces isolées ( $Z^0$  leptoniques par exemples)? Malgré le temps très long de la sous-tension, de l'ordre de  $25 \mu s$ , on suppose qu'il n'y a pas d'influence notable d'un événement  $Z^0$  sur le suivant. Mais on a pu observer sur les fils 160 des 12 secteurs, à l'aide d'un oscilloscope à mémoire et pendant les prises de données, un taux important de coups très saturants, en perma-

nence. Entre deux déclenchements de l'acquisition, ces événements vont donc créer une soustension qu'il est impossible de corriger. Il est donc possible que même les événements leptoniques soient sensibles à l'effet de charge provoqué par des photons issus de radiation synchrotron par exemple. Si cette hypothèse était vérifiée, elle pourrait expliquer la forme des histogrammes présentés dans la partie bruit électronique. La soustension peut se concevoir comme une ligne de base négative, qui expliquerait la fraction anormale de zéros apparaissant dans ces histogrammes figure 4.11. On peut alors également supposer que la différence observée sur la figure 5.9 (3% d'écart entre les mesures d'amplitude des premiers fils et les mesures d'amplitude des derniers fils) provient de l'effet de charge. En effet, les premiers fils des secteurs sont plus sensibles aux rayonnements synchrotron que les derniers.

En annexe sont présentés quelques formes de signaux pathologiques, observés avec l'oscilloscope. Ces signaux sont synchrones avec le déclenchement de l'acquisition, et influencent donc directement la mesure d'ionisation.

# Chapitre 6

## Résolution, identification

L'efficacité, la résolution et le pouvoir de séparation sont les informations que l'on doit maîtriser pour contrôler l'identification des particules chargées dans la TPC. En fait, l'identification non-ambigüe avec la seule TPC n'est possible que dans un gamme très étroite d'impulsion (voir partie identification). Il est plus réaliste de parler d'enrichissement d'un certain type de particule dans un certain domaine d'impulsion pour un lot d'événements donné. Dans la suite, nous définirons ces trois informations.

La figure 6.1 présente le  $dE/dx$  en fonction de l'impulsion des particules obtenues après désintégration de  $Z^0$ . Un minimum de 135 fils est requis pour la mesure du  $dE/dx$ . Les courbes calculées sont superposées. On peut voir, à faible impulsion, les kaons et les protons, ces deux bandes permettent une identification de ces particules. Pour des impulsions comprises entre 2 et 20 GeV/c, la séparation entre pions et kaons est délicate du fait de la résolution. On comprend donc combien une bonne résolution est importante pour distinguer pions et kaons dans cet intervalle d'impulsion.

### 6.1 Efficacité d'identification des événements hadroniques

L'efficacité d'identification de la TPC, c'est à dire le rapport entre le nombre de traces chargées qui traversent le gaz et le nombre de traces ayant une information utilisable de  $dE/dx$ , dépend de nombreux paramètres. La première cause d'inefficacité provient de la proximité des traces. En effet, le  $dE/dx$

n'est calculé que dans la partie "isolée" de la trace (voir partie 5.1.1). La conséquence directe est la chute d'efficacité avec l'augmentation d'impulsion.

Le tableau 6.1 donne quelques chiffres d'efficacité pour différents intervalles d'impulsion et pour deux coupures en nombre de fils. La différence observée

Impulsion (GeV/c) entre	Données (%)		Simulation (%)	
	> 50 fils	> 100 fils	> 50 fils	> 100 fils
0.2 et 0.4	87.0	58.5	89.3	68.2
0.4 et 0.6	83.0	50.1	85.8	61.7
0.6 et 0.8	78.2	48.1	81.9	55.7
0.8 et 1.0	73.7	46.0	77.5	52.8
1.0 et 2.0	67.4	43.2	70.8	49.5
2.0 et 3.0	61.5	37.6	64.5	43.5
3.0 et 4.0	57.2	33.7	60.7	39.5
4.0 et 20.0	50.0	30.0	53.0	32.5

Tableau 6.1: *Efficacité d'identification entre 0.2 et 20 GeV/c pour deux coupures sur le nombre de fils. Comparaison des données avec la simulation.*

entre données et simulation est due aux imperfections de la simulation, les programmes de reconstruction étant quasiment identiques. De plus les fils sensibles 'morts' ne sont pas pris en compte dans la simulation, ce qui se traduit par le fait que le nombre maximum de fils est toujours plus faible dans les données. La figure 6.2 présente, pour différents intervalles d'impulsion, l'efficacité d'identification ainsi que la comparaison avec le monte-carlo. Pour l'intervalle [2,20] GeV/c la grande proportion de zéros est due aux traces qui ne sont pas suffisamment séparées des autres (dans un jet par exemple), l'information des fils existe mais ne peut être utilisée dans le calcul de la moyenne tronquée sans introduire un biais.

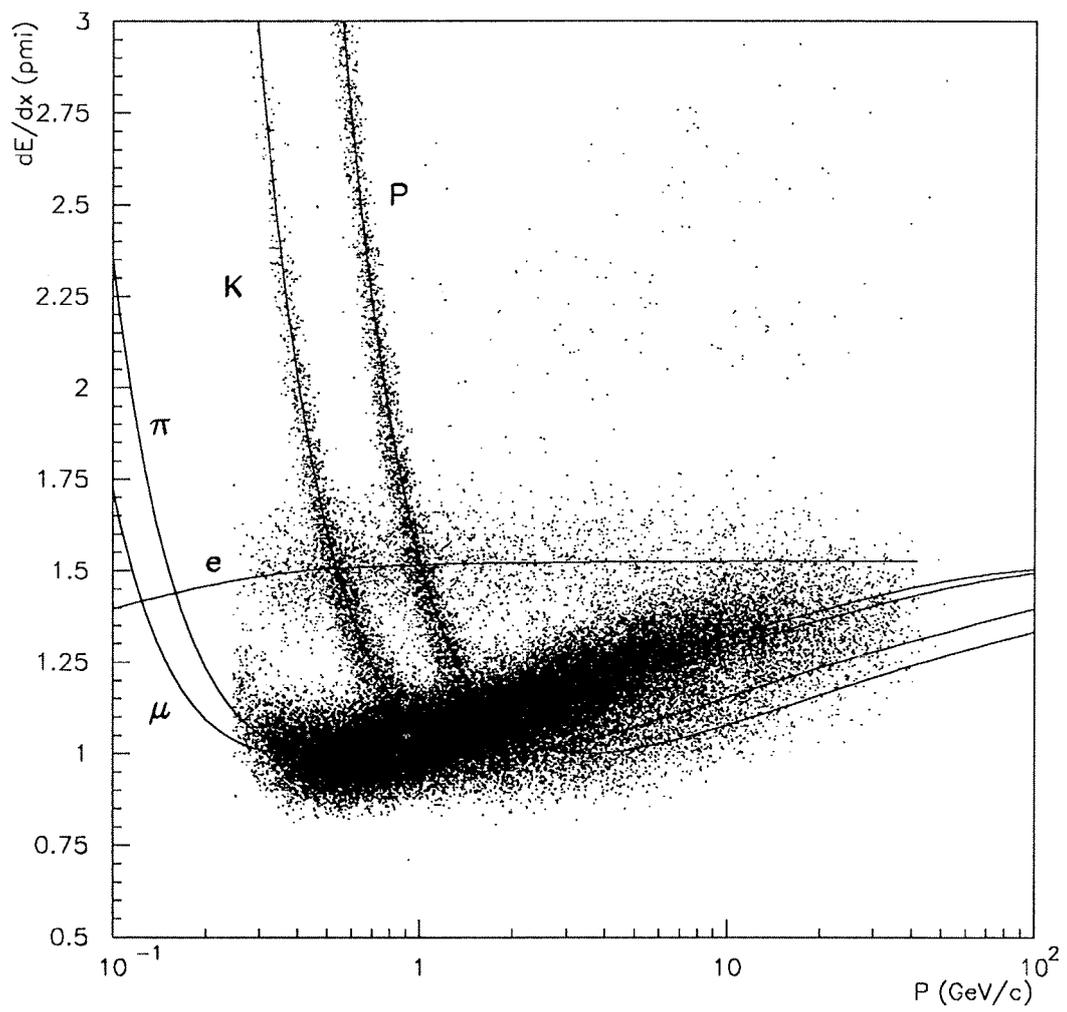
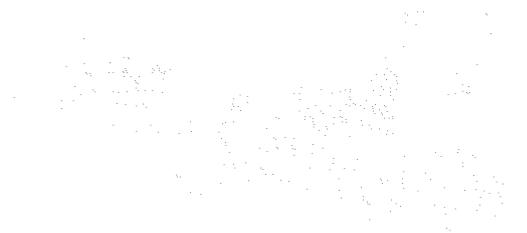


Figure 6.1:  $dE/dx$  en fonction de l'impulsion. Le  $dE/dx$  est calculé avec plus de 135 fils.

L'efficacité d'identification diminue avec le nombre de fils demandés. Or la résolution dépend de ce nombre de fils. Il faut donc trouver un moyen terme entre une bonne résolution mais une faible efficacité et une mauvaise résolution avec une efficacité meilleure.



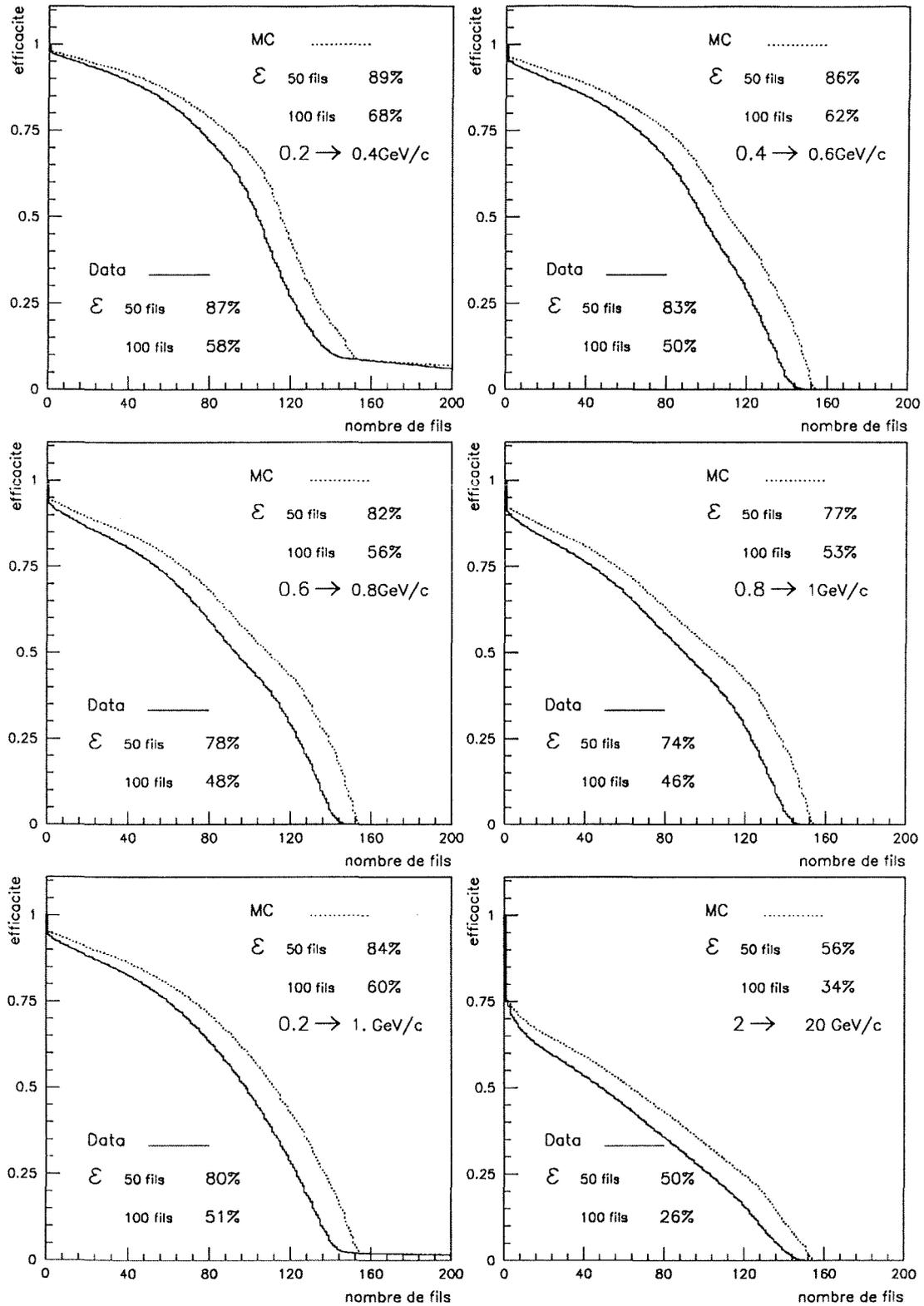


Figure 6.2: Efficacité d'identification de la TPC et comparaison avec le monte-carlo. L'intervalle  $[0.2, 0.4] \text{ GeV/c}$  présente une efficacité pour des traces de plus de 154 fils (80% de 192). Ceci correspond aux traces spiralisantes dont l'impulsion est inférieure à  $0.215 \text{ GeV/c}$ .

## 6.2 Résolution

Si on note  $(dE/dx)_v$  le  $dE/dx$  d'une particule et  $(dE/dx)_m$  celui mesuré dans la TPC, le pouvoir d'identification de la TPC est caractérisé par la quantité:  $\frac{(dE/dx)_m - (dE/dx)_v}{(dE/dx)_v}$ , et l'écart type de cette quantité représente la résolution notée  $\frac{\sigma(dE/dx)}{\langle dE/dx \rangle}$ .

Cette résolution dépend des paramètres suivants:

- La pression du gaz  $P$ , égale à 1 atmosphère
- L'échantillonnage spatial, c'est à dire le *pas g* égal à 0.4 cm
- Le nombre d'échantillons  $N$ , variant de 4 à 192

La formule suivante [21], empirique, permet d'obtenir une estimation de la résolution en fonction des paramètres énoncés plus haut :

$$\frac{\sigma(dE/dx)}{\langle dE/dx \rangle} = 0.47 (Pg)^{-0.32} N^{-0.43} \quad (6.1)$$

Pour la TPC de DELPHI, la résolution donnée par cette formule est de l'ordre de 6.6 % pour 192 fils sensibles touchés. En réalité cette formule ne tient pas compte de tout les problèmes rencontrés dans la mesure d'ionisation avec la TPC (effet de charge, d'angle) et ne représente, bien sûr, qu'une valeur indicative qui permet une première estimation de la résolution en fonction des différents paramètres de fonctionnement pour la TPC de DELPHI, la résolution ne dépend que du nombre d'échantillonnages spatiaux puisque le *pas* est constant et que les effets de pression sont pris en compte.

**Gain sur la résolution grâce aux corrections** Dans un premier temps, on étudie le gain quadratique, dû aux différentes correction décrites dans les parties précédentes, sur la résolution pour un nombre fixés de fils sensibles touchés. On distingue deux lots de traces, l'un constitué de traces isolées et l'autre de traces provenant de désintégrations hadroniques. Les effets de charge créent de fait une distinction entre ces deux lots.

La résolution optimale est obtenue pour un ensemble de traces chargées isolées et énergiques. L'isolation assure une mesure non biaisée du  $dE/dx$  (voir 5.6 partie effet de charge). Des impulsions suffisamment importantes conduisent à des trajectoires peu influencées par le champ magnétique. Les corrections dues aux angles de la trace avec l'axe des secteurs sont alors presque constantes en tout point de la trace.

Les Bhabhas, parfaitement identifiés, représentent un ensemble de traces chargées propices pour mesurer la résolution.

Les dimuons, également identifiables, permettent d'obtenir aussi cette mesure. Il est à noter que la valeur moyenne du  $dE/dx$  pour les électrons est quasi constante quelque soit l'impulsion (2 et 45 GeV/c), contrairement aux muons qui, dans cette région (remontée relativiste et plateau), ont un  $dE/dx$  qui varie avec l'impulsion. Pour les dimuons une impulsion supérieure à 40 GeV/c est imposée pour le calcul de la résolution afin d'obtenir un lot de dimuons où le  $dE/dx$  ne varie presque pas avec l'impulsion (le lot est légèrement contaminé par des muons cosmiques ce qui explique la large coupure en impulsion).

Enfin pour apprécier la résolution dans les événements hadroniques, on demande des impulsions comprises entre 0.44 et 0.66 GeV/c. Le lot de traces obtenu est alors constitué en majorité de pions au minimum ionisant bien séparables des autres particules (électrons et kaons) par une coupure sur le  $dE/dx$  (0.75,1.25). Mais bien sûr ces particules sont peu isolées et donc très sensibles aux effets de charge.

Après avoir effectué les corrections présentées dans les parties précédentes, on peut estimer ce que chacune d'entre elles permet de gagner sur la résolution. Le tableau 6.2 présente, le gain quadratique sur la résolution, pour chacune des corrections et toutes autres corrections faites, pour deux des lots d'événements cités ci-dessus, et en demandant un minimum de 50 fils touchés :

Des dimuons, d'impulsion de 45 GeV/c, dont la résolution toutes corrections réalisées est de 5.75 % (avec 124 fils en moyenne, utilisés dans le calcul du  $dE/dx$  tronqué).

Des pions au minimum ionisant, dont la résolution toutes corrections réalisées est de 7.50 % (avec 105 fils en moyenne utilisé dans le calcul du  $dE/dx$  tronqué).

L'effet de la correction, exprimé en pourcentage, est à ajouter quadratiquement à ces chiffres pour obtenir la résolution sans la correction considérée.

Effet corrigé (% sur la résolution)	$\mu$ P=45 (GeV/c)		$\pi$ P $\in$ [0.44,0.66] (GeV/c)	
	intégrée	maximale	intégrée	maximale
bord secteur	2.7	2.8	2.4	2.8
pression	3.5	2.8	/	/
dérive	/	6.5	/	3.5
troncation	4.8	(a)	3.4	(a)
étalement en temps	/	2.6	/	0.0
effet de charge	/	/	5.7	0.0

Tableau 6.2: Amélioration relative de la résolution pour chaque correction appliquée sur le  $dE/dx$  calculé soit avec l'amplitude intégrée soit avec l'amplitude maximale selon le type de données leptoniques ou hadroniques, données 1991. (a) la correction de troncation sur l'amplitude maximale ne s'applique qu'avec la correction d'étalement en temps.

La correction de pression s'applique bien sûr à tous les événements. Les dimuons présentés ici montrent l'importance de cette correction. Pour obtenir une statistique suffisante avec les  $\mu^+\mu^-$ , deux mois de prise de données ont été nécessaires<sup>1</sup>. Les variations de pression pendant une telle durée deviennent non négligeables.

Les corrections d'étalement en temps et d'effet de charge pour des particules au minimum ionisant ne présentent aucun gain sur la résolution en amplitude maximale et elles ne dégradent en rien non plus cette résolution. Comme elles correspondent à de réels effets, ces corrections sont appliquées. Toutes ces corrections sont fortement corrélées, aussi une méthode itérative est nécessaire pour déterminer les différents paramètres, toute modification d'une des corrections va se répercuter sur les autres.

<sup>1</sup>les  $\mu^+\mu^-$  au sommet du  $Z^0$  sont produit avec un rapport de branchement de 3.36 %.

**Résolution en fonction du nombre de fils utilisés dans le calcul du  $dE/dx$**  Le nombre d'échantillonnages est un paramètre important pour la résolution. Plus ce nombre est important, meilleure est la résolution. Afin de rendre compte de cet effet, on étudie la résolution en fonction du nombre de fils touchés, pour quatre lots de particules identifiées. L'identification des pions et des électrons est rendue possible grâce à une reconstruction de  $V^0$ , aux calorimètres et à la TPC. On définit un  $V^0$  ou vertex neutre<sup>2</sup> par la reconnaissance de deux traces chargées issues d'un point éloigné du point d'interaction. Par exemple, une particule neutre se désintégrant en deux particules chargées reconstruites dans la TPC.

Le premier lot est constitué de pions provenant de la désintégration de  $K^0$ . On recherche un  $V^0$  dont les deux branches ont une masse invariante compatible avec celle d'un  $K^0$ . Ces deux traces issues de ce vertex secondaire sont considérées comme des pions chargés (la figure 6.3 confirme cette hypothèse).

Le deuxième lot est constitué d'électrons et de positons créés en paire lors de la conversion d'un photon dans la matière. Ils sont identifiés par la reconstruction d'un vertex secondaire dont la position est compatible avec une des parois présentes entre le gaz de la TPC et le faisceau, avec une masse invariante compatible avec une paire d'électrons (la figure 6.3 confirme également cette hypothèse).

Le troisième lot est constitué d'électrons Bhabhas. On recherche deux traces chargées de même direction et de sens opposées avec un fort dépôt d'énergie dans les calorimètres (supérieur à 30 GeV).

Le quatrième lot est quand à lui, constitué de pions au minimum ionisant identifiés par une coupure sur le  $dE/dx \in [0.75, 1.25]$  et sur l'impulsion,  $P \in [0.44, 0.66]$  GeV/c.

Il est important pour cette étude de disposer d'un lot de particules identifiées indépendamment du  $dE/dx$  afin d'obtenir un résultat le moins biaisé possible. Les trois premiers lots ont cette qualité, le quatrième est biaisé puisque utilisant le  $dE/dx$ , mais d'une part les coupures ne sont pas restric-

---

<sup>2</sup>conversion d'un photon dans la matière donnant une paire  $e^+e^-$ , K en deux pions chargés, ou  $\Lambda$  en proton-pion, par exemple.

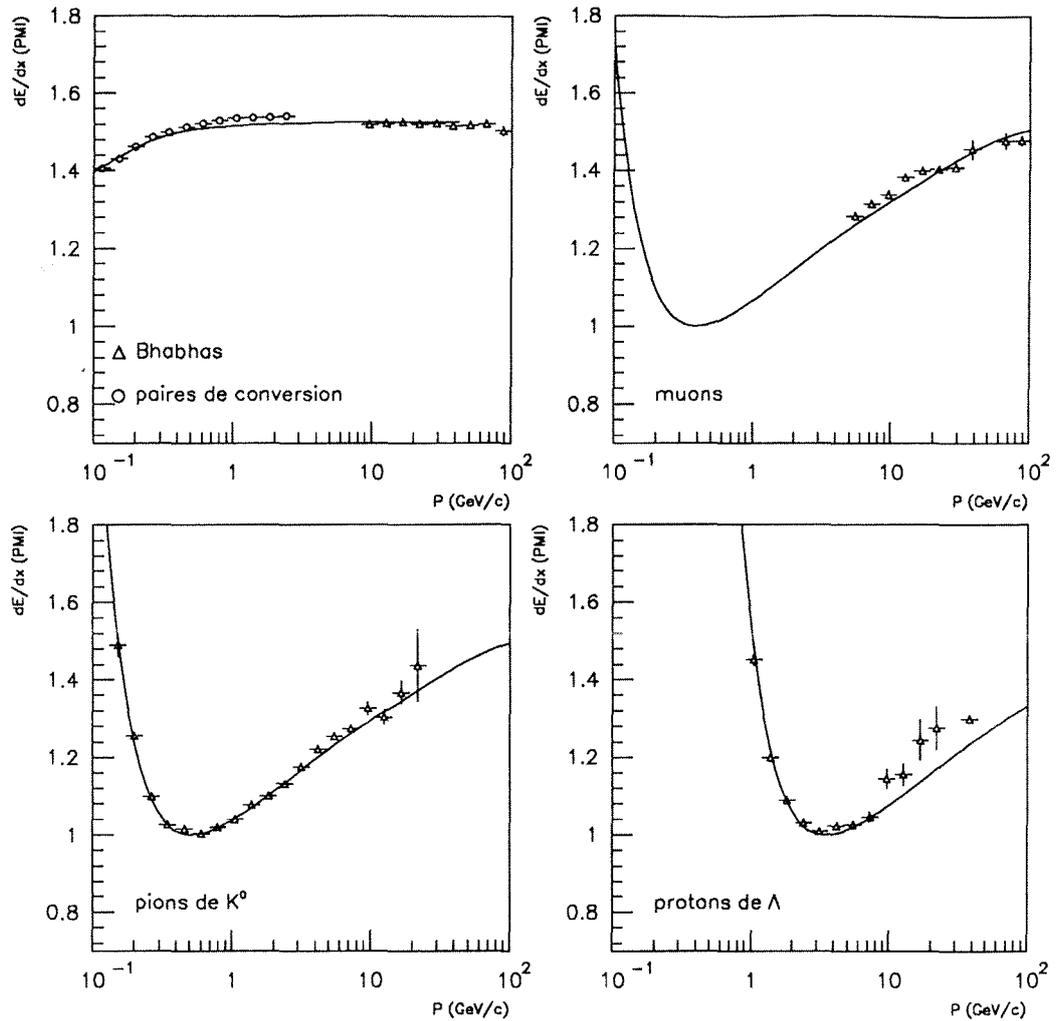


Figure 6.3: Comparaison entre la mesure d'ionisation pour des particules identifiées et le calcul

trives et de plus nous disposons d'un grande statistique, la comparaison avec les lots précédents montrera dans quelle mesure celui-ci est faussé. La figure 6.3 présente, pour les particules identifiées des trois premiers lots et pour des muons et des protons de Lambda, le bon accord entre les données et le calcul qui nous assure de l'identification des particules.

La figure 6.4 (A) présente, pour deux lots de particules identifiées, la résolution en fonction du nombre de fils touchés utilisés dans le calcul de  $dE/dx$  (pions de  $K^0$  et électrons de paires).

Pour réaliser cette figure, on calcule pour chaque trace du lot considéré la valeur suivante:  $(\frac{dE/dx - dE/dx_c}{dE/dx_c})^2$  où  $dE/dx_c$  est le  $dE/dx$  calculé pour l'impulsion mesurée de la trace et la masse supposée, ici pions ou électrons. Le calcul de la valeur moyenne de cette quantité donne directement la résolution au carré.

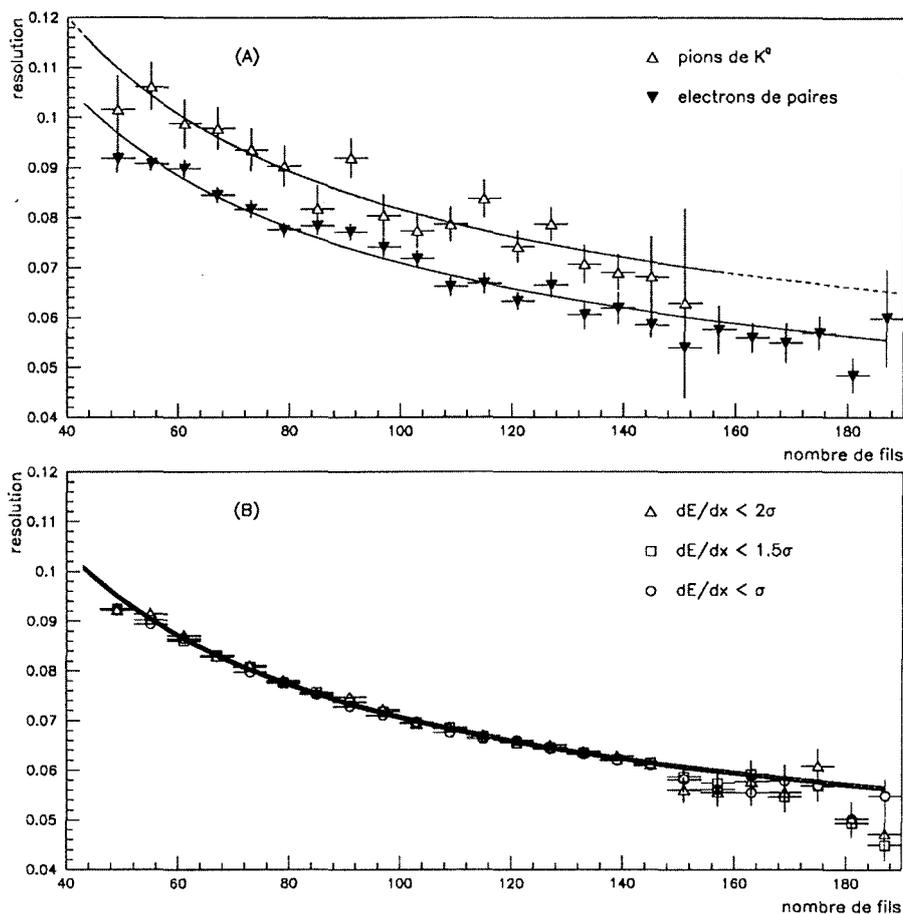


Figure 6.4: *Résolution en fonction du nombre de fils touchés, pour des pions de  $K^0$  et des électrons de paires avant correction de contamination (A). Même figure pour trois coupures sur le  $dE/dx$  pour les électrons de paires (B).*

La résolution tend vers 6 % pour 150 fils touchés. Elle semble meilleure en tout points pour les électrons de paires. L'ionisation moyenne des pions, au minimum ionisant, est plus faible d'un facteur 1.5 que celle des électrons, c'est à dire que le nombre d'électrons primaires est plus faible pour les pions, il doit donc en résulter une perte de résolution purement statistique des pions par rapport au électrons. Mais, même si ce phénomène est réel, il semble que l'effet observé soit dû à la contamination des pions de  $K^0$  par des électrons. En effet, si l'on place sur cette figure les pions au minimum ionisant, ils sont compatibles avec les électrons de paires, ce qui est en contradiction avec la supposition précédente. La figure du  $dE/dx$  en fonction de l'impulsion montre

en effet une certaine contamination.

Pour éliminer au mieux cette contamination, quelque soit le lot de particules considéré, on ne conserve que les traces dont le  $dE/dx$  est à moins de deux écarts standard de la valeur calculée. Cette opération peut paraître dangereuse, en effet une coupure sur le  $dE/dx$  va biaiser l'étude sur la résolution : si l'on ne conserve que les bonnes traces la résolution ne peut que s'améliorer!!! Il faut donc corriger la résolution en fonction de la coupure et vérifier que, quelque soit la coupure, la résolution reste stable.

Dans un premier temps on calcule la correction à appliquer à l'écart type mesuré en fonction de la coupure dépendant de celui-ci. Pour une distribution gaussienne une coupure à :

- $2 \sigma \rightarrow \sigma_2 = 0.88\sigma$
- $1.5\sigma \rightarrow \sigma_{1.5} = 0.74\sigma$
- $1 \sigma \rightarrow \sigma_1 = 0.54\sigma$

La coupure la plus large possible est de deux écarts types, au dessus la contamination des pions de  $K^0$  par des électrons est encore visible. On obtient pour les quatres lots de particules, l'histogramme présenté plus haut, en ne conservant que les traces à moins de 2, 1.5 et 1 écart type du  $dE/dx$  calculé et en corrigeant les résolutions obtenues par les facteurs 0.88, 0.74 et 0.54.

La figure 6.4 (B) présente, pour l'ensemble des quatres lots<sup>3</sup>, la résolution corrigée en fonction du nombre de fils pour les trois coupures : l'accord est excellent, ce qui est bon test du caractère gaussien des distributions et permet de conclure que cette méthode de calcul de résolution est indépendante de la coupure.

La figure 6.5 (A) est la superposition des quatres lots considérés apres coupure et correction sur l'écart type. La dépendance est maintenant pratiquement identique quelque soit le lot. Les erreurs sur chaque point montrent que ces quatres courbes sont compatibles et que l'on peut les sommer afin

---

<sup>3</sup>Le comportement est identique pour les différents lots pris séparément

d'obtenir une dépendance moyenne de la résolution en fonction du nombre de fils touchés.

On ajuste la fonction suivante sur les points de la figure 6.5 (B) :

$$R(N_{fils}) = \sqrt{\alpha^2 + \frac{\beta^2}{N_{fils}}}$$

La constante  $\alpha$  représente tous les effets non statistiques tels que les calibrations et la constante  $\beta$  devrait représenter l'écart type moyen des distributions de Landau tronquées, égale à 0.45. Cependant la courbe ajustée donne  $\alpha = 0.033$  et  $\beta = 0.63$ . Il est, par ailleurs, difficile d'ajuster la fonction  $R$  avec  $\beta$  imposé à 0.45. Cet écart encore incompris indique qu'il reste peut-être encore des effets systématiques qui n'ont pas été pris en compte. On remarque de plus grandes fluctuations dans les points de mesures de cette figure à partir de 154 fils. Il s'agit de la limite supérieure du nombre de fils pour une trace qui ne spiralise pas, soit 80% de 192. Seuls les traces de faible impulsion (inférieure à 210 MeV/c) sont présents au delà de cette valeur.

La résolution est en général présentée dans les meilleurs conditions afin de montrer la limite supérieure du détecteur. Le tableau 6.3 résume les résolutions pour trois types de particules identifiables, muons à  $P = 45$  GeV/c, pions au minimum ionisant et électrons (de paires et Bhabhas), pour les deux estimateurs. On demande un minimum de 120 fils sensibles par trace, ce qui ne représente plus que de l'ordre de 30 % des traces. Les résultats présentés ici sont légèrement différents de ceux de la figure 6.5 car ils sont obtenus en ajustant une gaussienne sur les distributions de  $dE/dx$  et non comparés, comme précédemment, au calcul dont certains paramètres doivent encore être ajustés. La différence notable entre l'amplitude intégrée et l'amplitude maximale pour les  $Z^0$  hadroniques est due aux corrections de charge, en effet l'amplitude maximale, moins sensible à ces effets, est moins tributaire de la correction.

### 6.3 Séparation hadrons-électrons

La HPC fournit une première identification des électrons, en utilisant le profil longitudinal et transverse de la gerbe électromagnétique. La figure 6.7 présente,

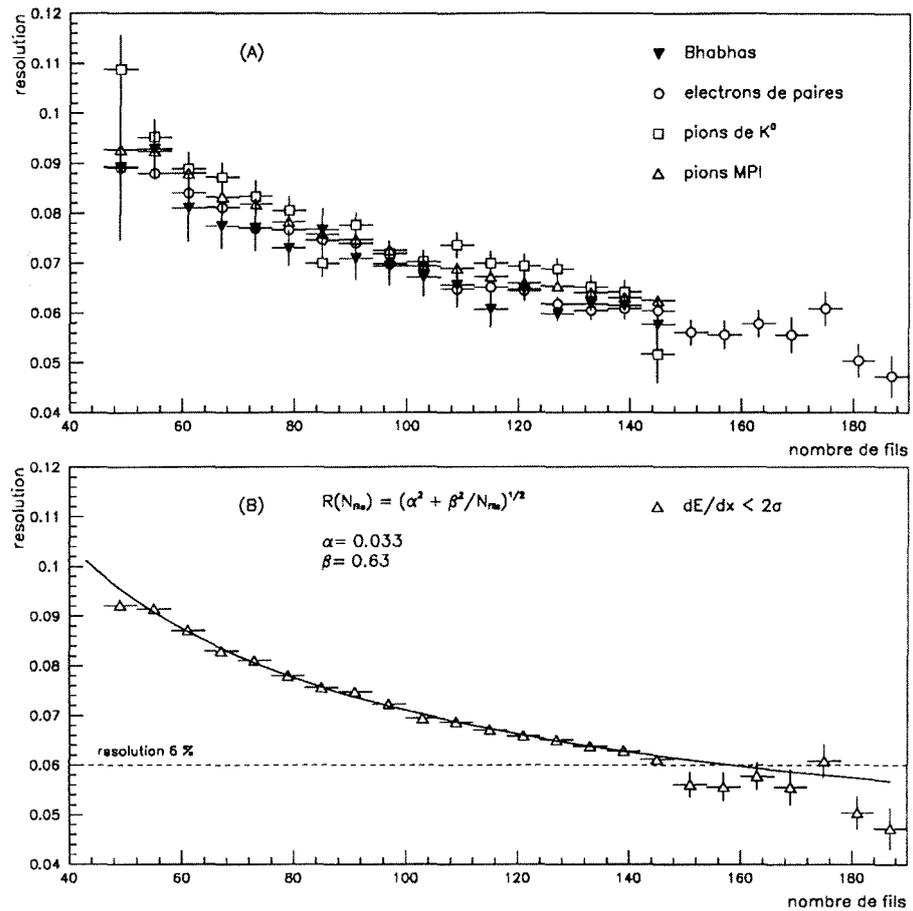


Figure 6.5: *Résolution en fonction du nombre de fils touchés, pour les quatres lots identifiés après correction de contamination (A).  
Même figure pour les quatres lots confondus (B).*

pour six intervalles d'impulsion, le  $dE/dx$  pour les traces satisfaisant au critère d'identification HPC assez lâche supposé conserver 90 % des électrons. Les deux pics hadrons et électrons sont bien séparés jusqu'à 7 GeV/c. La figure 6.6 présente, en fonction de l'impulsion, le rapport du nombre d'électrons sur la somme des hadrons et des électrons. On obtient ainsi, pour cette identification avec la HPC, la pureté en électrons en fonction de l'impulsion. Cette méthode d'estimation de la contamination peut se généraliser aux différentes méthodes d'identification ne faisant pas intervenir le  $dE/dx$ . Le premiers pic (bas  $dE/dx$ ) représente en majorité des pions mais également des kaons et des protons identifiés comme des électrons dans le calorimètre. Notons que

	P ∈ [0.44,0.66] (GeV/c)		P = 45 (GeV/c)	
	intégrée	maximale	intégrée	maximale
$\pi$	6.7	6.2		
e	6.4	5.8	5.6	5.6
$\mu$			5.7	5.7

Tableau 6.3: *Résolution pions, électrons, muons pour 1991.*

la contamination des électrons dans le calorimètre est due à un changement de tension d'amplification dans la HPC. Les coupures d'identification ajustées précédemment n'étant plus valables au moment de cette étude.

On peut enrichir en kaons, à partir de 2.5 GeV/c, un lot de données en utilisant la seule information du dE/dx. On réalise la distribution de l'écart entre le dE/dx mesuré et la valeur calculée du dE/dx pour l'hypothèse kaons, divisée par l'erreur obtenue dans la partie 6.2. L'écart aux kaons n'est pas exactement centré sur zéro car le calcul du dE/dx n'est pas encore parfaitement ajusté. La figure 6.8 présente pour six intervalles d'impulsion compris entre 3 et 9 GeV/c la distribution des écarts aux kaons<sup>4</sup>. On voit se dessiner la distribution des kaons autour de 0, le pic autour de 2.5 (en unité de  $\sigma$ ) représente des pions, les électrons sont au delà de 4  $\sigma$ , les protons devraient contaminer les kaons autour de -4  $\sigma$ . On peut ajuster un ensemble de 2 ou 3 gaussiennes pour estimer la contamination de chaque particule dans chaque intervalle. Une coupure à 2  $\sigma$  permet d'éliminer environ 50% des pions et de garder la presque totalité des kaons et ainsi enrichir fortement le lot de particules considérées en kaons.

---

<sup>4</sup>Un minimum de 120 fils par trace est requis pour ces distributions.

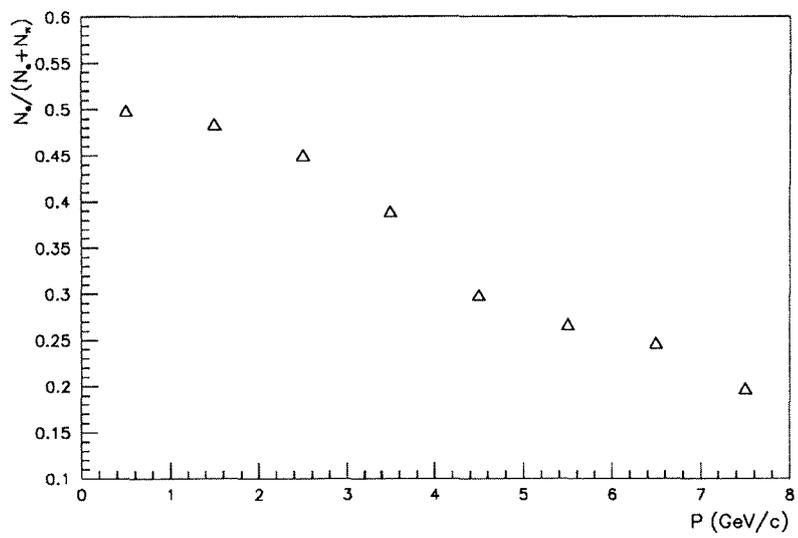


Figure 6.6: *Proportion d'électrons dans l'identification HPC.*

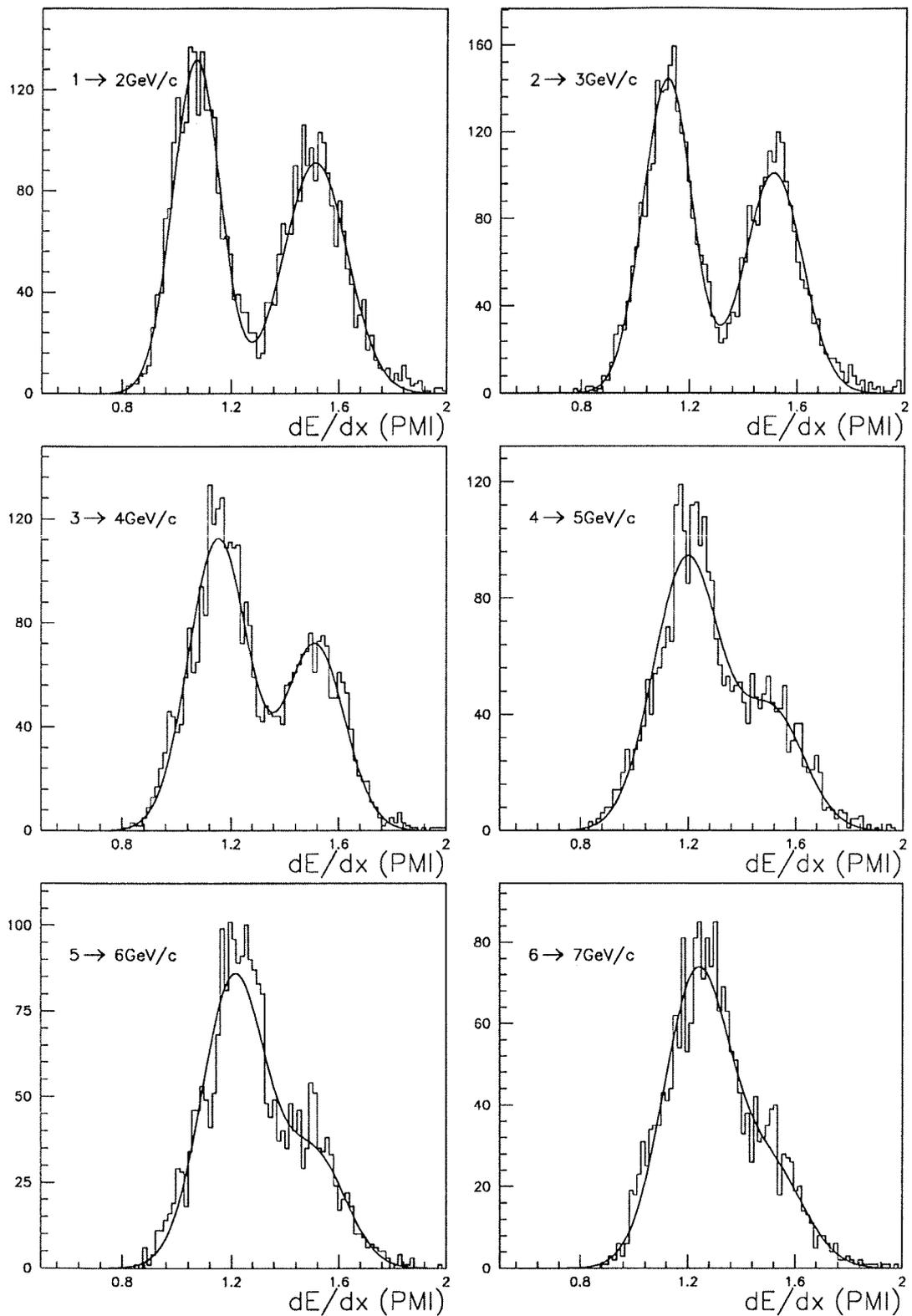


Figure 6.7: *Distribution du  $dE/dx$  pour l'identification HPC, pour 6 intervalles d'impulsion.*

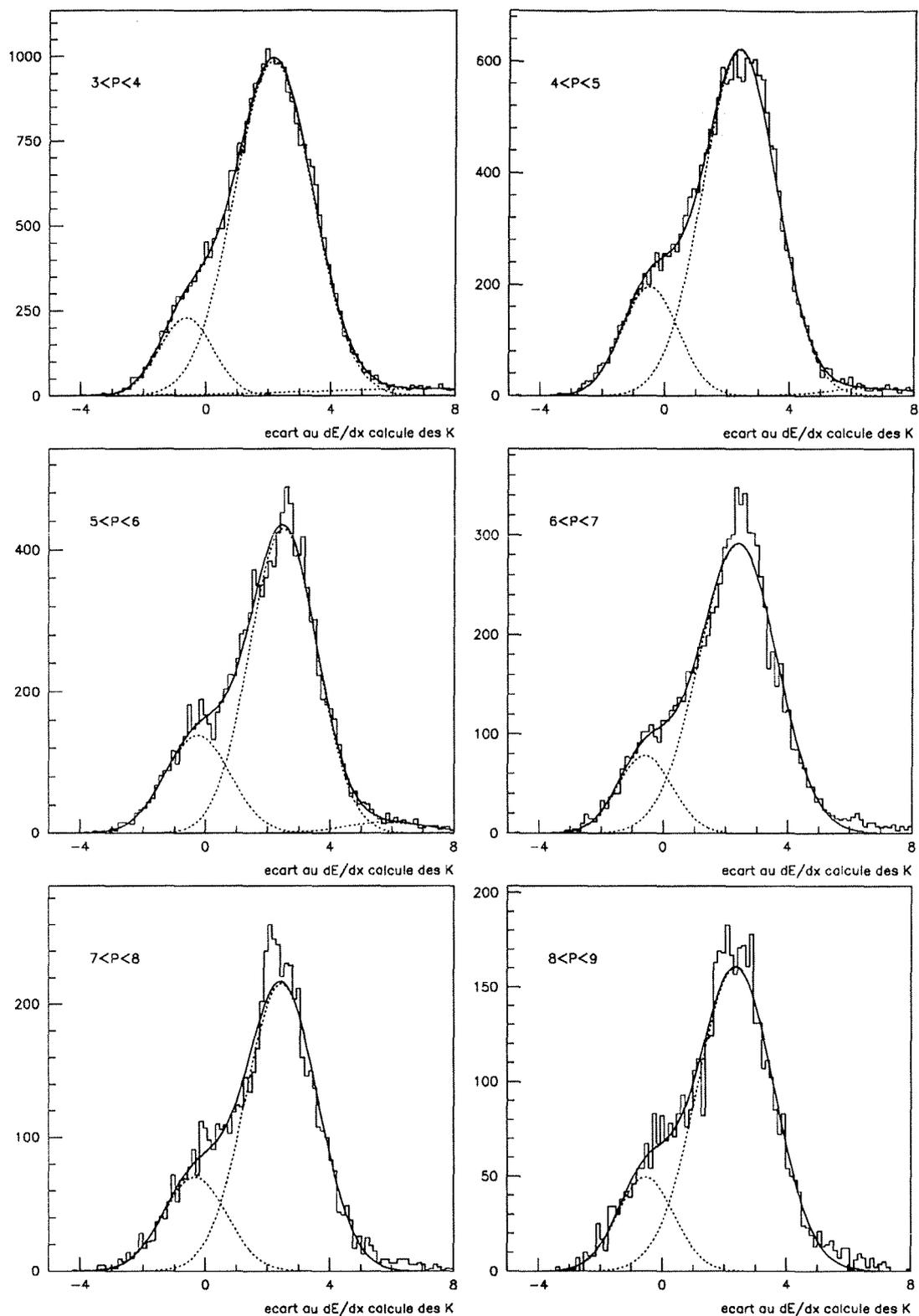


Figure 6.8: *Distribution de l'écart à la valeur calculée pour des Kaons, pour le tout venant entre 3 et 9 GeV/c, 120 fils par traces.*

## 6.4 Calcul de la perte d'énergie pour les traces simulées

Nous disposons d'un programme (voir partie 2.3) qui calcule la distribution de Landau pour les paramètres suivants :

- Le rapport de l'impulsion d'une particule et de sa masse, soit  $\beta\gamma$
- L'échantillonnage spatial
- La pression moyenne dans la TPC, soit 0.980 atmosphère
- Le mélange gazeux, soit 80% Ar et 20% CH<sub>4</sub>

Pour chaque particule simulée, on peut, à l'aide de ce programme, calculer la distribution de perte d'énergie pour l'épaisseur  $L$  de matière traversée dans la "zone effective" de chaque fil, puis réaliser un tirage aléatoire dans cette distribution afin d'obtenir la perte d'énergie pour le fil considéré. Cependant cette épaisseur  $L$  change pour chaque fil, de façon importante pour une trace qui spiralise par exemple, il faudrait donc recalculer une distribution à chaque fil. Pour des raisons de temps de calcul, cette distribution n'est calculée qu'une seule fois par trace, avec un échantillonnage spatial de 0.4 cm quelque soit l'orientation de la particule simulée. Pour chaque *pas* on réalise alors  $n$  tirages aléatoires dans cette distribution afin d'obtenir la perte d'énergie de la particule. Ce nombre  $n$  de tirages est déterminé par l'épaisseur de matière  $L$  :  $n = E(L/0.4)^5$ . Un dernier tirage aléatoire est effectué dans cette même distribution et sa valeur est pondérée par le facteur  $r = \text{modulo}(L,0.4)/0.4$ . La somme de ces tirages aléatoires donne la quantité d'énergie perdue par la particule pour la distance qu'elle a parcourue dans la "zone effective" du fil considéré.

On convertit l'énergie perdue en un nombre d'électrons primaires. On applique à ce nombre une fluctuation gaussienne d'écart type  $\sqrt{f_0 n_0}$  où  $n_0$  est le nombre d'électrons primaires et  $f_0$  le facteur de Fano ( $\sim 0.18$ ) [6]. On multiplie ensuite ce nombre d'électrons  $n_e$  par le gain  $a$ , et on ajoute une

---

<sup>5</sup>partie entière de  $L/0.4$

fluctuation gaussienne d'écart type  $a\sqrt{\frac{n_e}{1+\theta}}$  où  $\theta \sim 0.5$  [21] pour tenir compte des fluctuations dues à l'avalanche.

La figure 6.9 présente la comparaison entre les données réelles et simulées, pour des électrons et des pions d'impulsion comprise entre 280 et 400 MeV/c. Cet intervalle d'impulsion est choisit afin de pouvoir identifier clairement les particules. Les distributions tronquées et non tronquées montrent un bon accord entre simulation et réalité . La dernière partie de la figure présente les même distributions pour des particules dont l'impulsion est supérieure à 15 GeV/c. Ces comparaisons ont été réalisées à un moment où aucune correction de charge n'était présente, les paramètres ajustés à cette époque ne conviennent plus aujourd'hui mais montrent que l'on peut obtenir un bon accord.

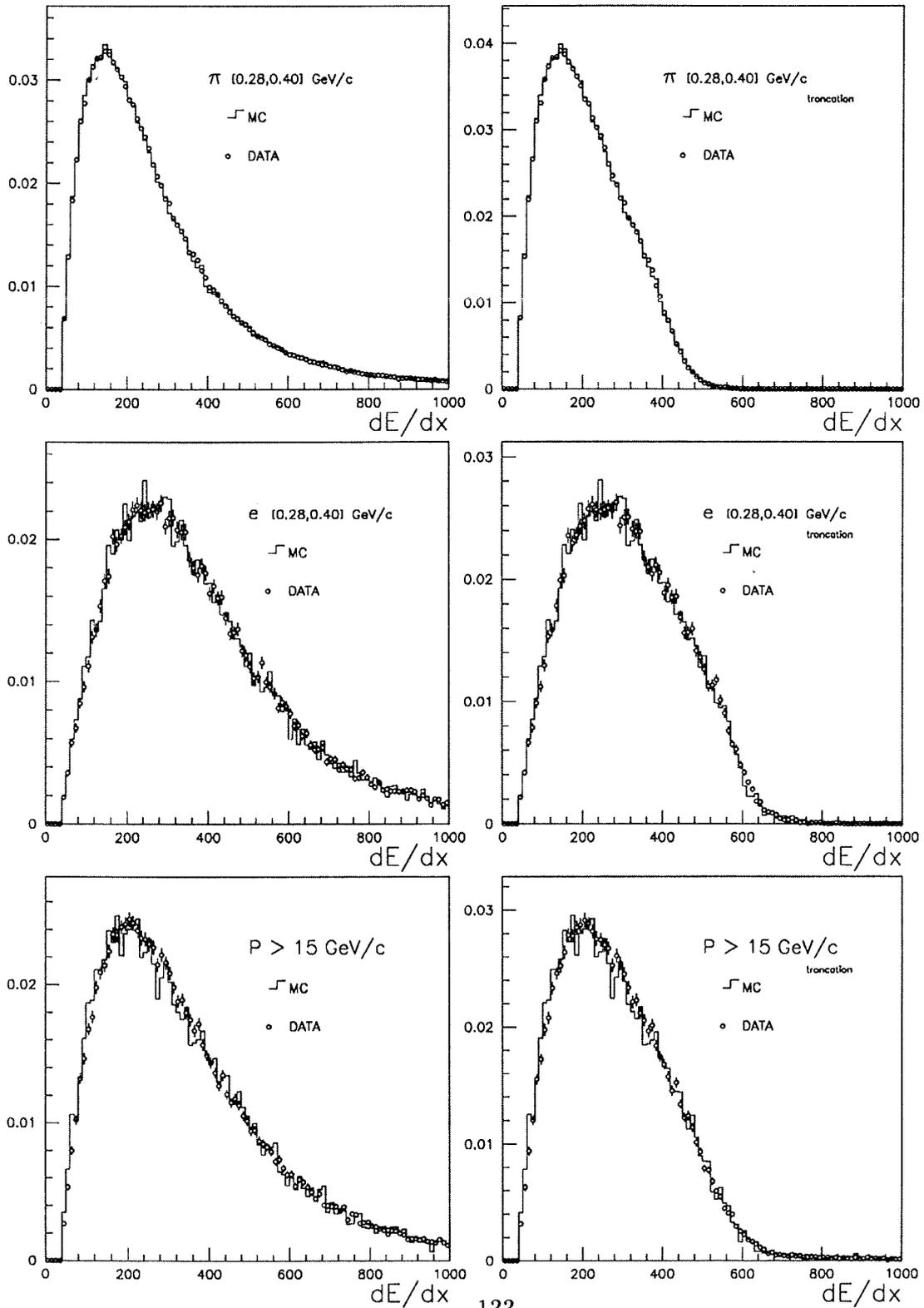


Figure 6.9: Comparaison des données réelles avec la simulation pour trois distributions de perte d'énergie avec et sans troncation.

## 6.5 Section efficace $\bar{p}$

Dans la région d'impulsions comprises entre 0.2 et 1 GeV/c et pour un  $dE/dx$  supérieur à 1.7 (en unité de minimum ionisant) , on identifie facilement les protons par la mesure de leur ionisation et de leur impulsion. On peut donc mesurer le nombre de protons et d'anti-protons produits par  $Z^0$  au LEP, ce qui permet de tester le Monte-Carlo dans ce domaine d'impulsion. Parmi ces particules, il faut dissocier les anti-protons et protons provenant directement de la désintégration d'un  $Z^0$ , de ceux provenant de la désintégration d'hypérons et des réinteractions avec la matière. En fait la contamination de protons provenant d'interaction secondaire est difficile à estimer. On comptabilisera donc les protons et les anti-protons mais seule la section efficace d'anti-protons sera donnée. Il faudra alors distinguer la part d'anti-protons directs, c'est à dire produits à la désintégration d'un  $Z^0$  et ceux produits par désintégration d'hypérons. Dans la suite, sont appelés Hypérons,  $\Lambda$ ,  $\Sigma^+$ ,  $\Xi^-$  et leur antiparticule.

La figure 6.10 présente le  $dE/dx$  en fonction de l'impulsion dans le domaine d'impulsion choisi et la figure 6.11 montre le bon accord entre les données et la simulation dans l'intervalle d'impulsion considéré.

**Selection des événements hadroniques.** On sélectionne, les événements qui satisfont aux critères suivants :

- Angle de l'axe de sphéricité avec l'axe  $z > 20^\circ$
- Angle du thrust avec l'axe  $z > 20^\circ$
- Au moins 8 particules chargées
- plus de 20 GeV d'énergie visible chargée
- plus de 5 GeV d'énergie dans chaque hémisphère
- plus de 2 particules chargées dans chaque hémisphère
- $\text{vertex}(x,y) < 0.52 \text{ cm}$   $\text{vertex}(z) < 2.80 \text{ cm}$

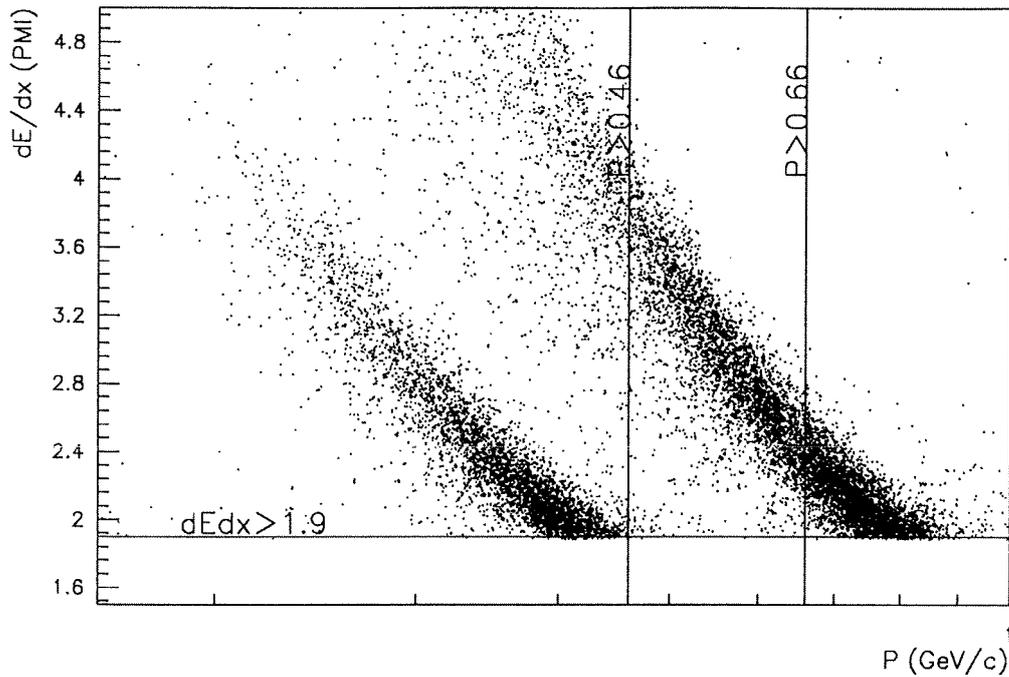


Figure 6.10:  $dE/dx$  en fonction de l'impulsion pour  $dE/dx > 1.9$  (PMI)

Cette sélection permet d'éliminer la plupart des événements provenant d'interactions faisceau-gaz, qui contaminent de façon très importante les protons provenant de la désintégration d'un  $Z^0$ .

Pour chaque événement, seules les traces dont le paramètre d'impact en  $(r, \varphi)$  est à moins 0.7 cm du vertex principal et le paramètre d'impact  $z$  à moins de 3.5 cm sont conservées. On élimine ainsi les protons provenant d'interactions secondaires de particules avec la matière (parois du tube à vide, détecteur).

**Sélection des protons** Les protons et anti-protons, sont sélectionnés et identifiés avec les critères suivants :

- 50 fils au moins
- Angle polaire  $\theta \in [40, 140]$  degrés
- $dE/dx > 1.9$
- Ecart au calcul  $\left| \frac{dE/dx - dE/dx_c}{dE/dx_c R(N_{fils})} \right| < 3.5$

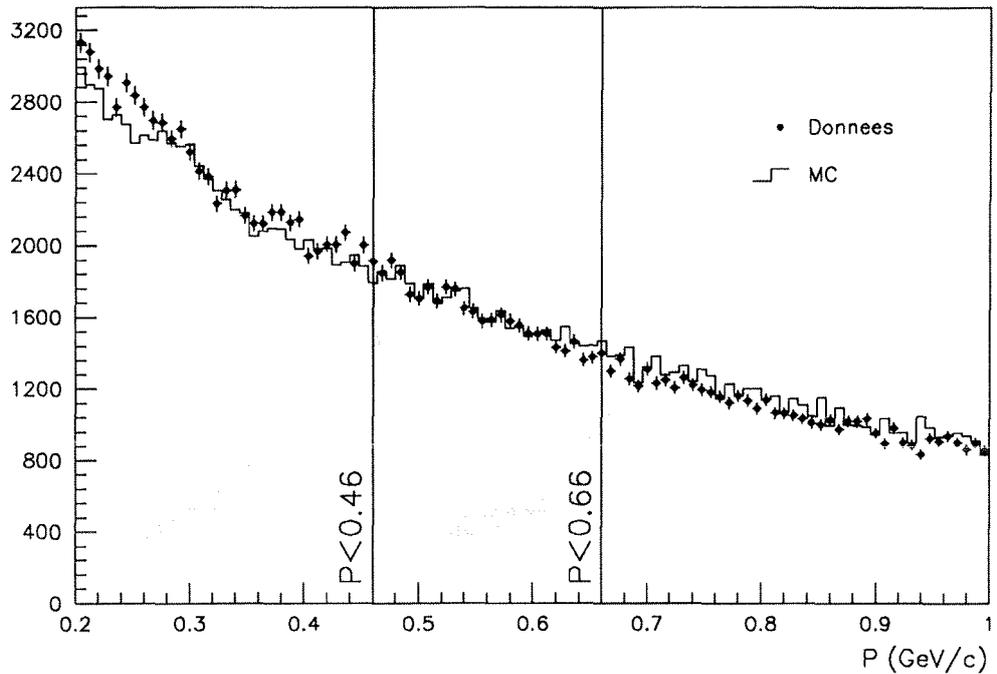


Figure 6.11: Comparaison des données réelles avec la simulation pour la distribution d'impulsion entre 0.2 et 1 GeV/c

- $P_{proton} \in [0.46, 0.66]$

où  $R(N_{fils})$  est l'erreur relative sur le  $dE/dx$  en fonction du nombre de fils touchés définie dans la partie 6.2.

L'intervalle d'impulsion pour les protons est choisi afin de s'affranchir d'une part des saturations qui sont mal reproduites dans la simulation et d'autre part de la coupure inférieure en  $dE/dx$  qui peut introduire un biais dans l'éventualité où la simulation et les données seraient trop différentes. Les coupures sur l'angle polaire et sur le nombre minimal de fils sensibles permettent d'assurer une bonne identification et une bonne efficacité. La coupure sur le  $dE/dx$  permet d'éliminer les électrons et les pions dans la gamme d'impulsion envisagée. Enfin la coupure à  $3.5 \sigma$  autour de la valeur attendue affine l'identification des protons.

**Section efficace anti-protons** Après avoir appliqué les sélections présentées, on obtient un lot de 1552 anti-protons pour 163666  $Z^0$  et 1744 protons. Le nombre de protons est supérieur au nombre d'anti-protons car il reste une

contamination de protons venant de réinteraction avec la matière.

Le Monte-Carlo donne la proportion d'anti-protons reconstruits et associés sur le nombre d'anti-protons générés, soit :

$$\varepsilon_1 = 0.45 \pm 0.01 \text{ (stat.)}$$

Ce chiffre représente l'efficacité de reconstruction et d'identification des anti-protons pour le domaine considéré pour le Monte-Carlo. Elle inclut les anti-protons directs et les anti-protons d'hypérons.

Il faut également tenir compte, pour déterminer le nombre d'anti-protons réels produit, de la différence d'efficacité de reconstruction et d'identification entre les données et la simulation. La figure 6.12 montre un bon accord entre données et Monte-Carlo. Pour obtenir un tel accord, on supprime de l'ordre de 6% du nombre de fils par trace dans les données simulées afin de rendre compte des fils morts, soit  $\varepsilon_2 = \frac{\text{eff. ident. data}}{\text{eff. ident. MC}}$ , soit  $\varepsilon_2 = 0.98$ . L'erreur statistique sur cette efficacité est négligeable. L'erreur systématique sur  $\varepsilon_2$  est estimée 0.01. La figure 6.11 montre, pour les distributions d'impulsion réelle et simulée, un bon accord. L'efficacité de reconstruction est donc supposée égale entre donnée et simulation, soit  $\varepsilon_3 = \frac{\text{eff. reconst. data}}{\text{eff. reconst. MC}} = 1$ . L'erreur systématique est estimée avec le rapport des deux distributions, soit 0.04 sur  $\varepsilon_3$ .

Le nombre d'anti-protons réels est alors de :

$$N_{\text{anti-protons}} = N_{\text{anti-protons}}^{\text{reconstruits}} / (\varepsilon_1 \varepsilon_2 \varepsilon_3)$$

d'ou

- $N_{\text{anti-protons}}^{\text{reconstruits}} = 3519 \pm 123 \text{ (stat.)} \pm 145 \text{ (syst.)}$ ,  $P \in [0.46, 0.66]$  pour  $N_{Z^0} = 163666 Z^0$

On obtient ainsi le nombre d'anti-protons par  $Z^0$  :  $\frac{N_{\text{anti-protons}}^{\text{reconstruits}}}{N_{Z^0}}$ . On peut alors comparer la valeur utilisée dans le Monte-Carlo<sup>6</sup>, soit  $0.0228 \pm 0.0005 \text{ (stat.)}$ , à la valeur mesurée soit  $0.0215 \pm 0.0008 \text{ (stat.)} \pm 0.0009 \text{ (syst.)}$ . Ce résultat est compatible à la valeur du Monte-Carlo à moins de 2 écarts standard.

---

<sup>6</sup>JETSET73

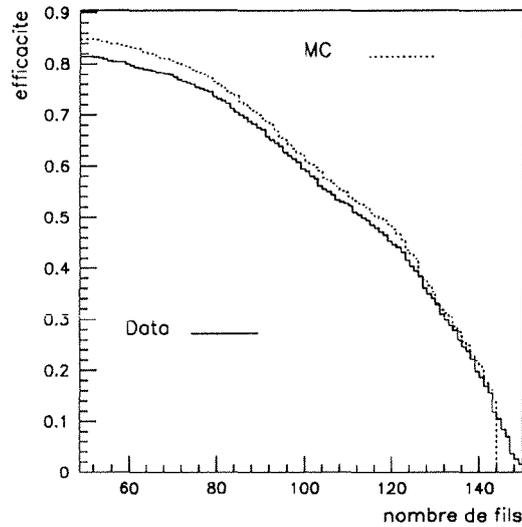


Figure 6.12: *Efficacité en fonction du nombre de fils utilisés dans le calcul du  $dE/dx$ , comparaison donnée Monte-Carlo.*

*Les fils morts ont été pris en compte dans le Monte-Carlo.*

Le Monte-Carlo permet également de déterminer la proportion d'anti-protons directs et d'anti-protons provenant d'hypérons. On peut alors mesurer la section efficace de production d'anti-protons directs dans le domaine choisi. La proportion d'anti-protons directs peut être obtenue à partir des particules générées et également à partir des particules associées aux particules reconstruites avec le seul Monte-Carlo.

La génération, dans le domaine d'impulsion choisi, donne les proportions suivantes :

- Anti-protons directs (générés) :  $76.6\% \pm 2.5\%$  (stat.)
- Anti-protons provenant d'hypérons (générés) :  $23.4\% \pm 4.6\%$  (stat.)

Pour associer une particule générée à une particule reconstruite, on demande que l'angle entre les impulsions générées et reconstruites soit inférieur à  $5.7^\circ$  et que la différence d'impulsion soit inférieure à 20%. On reconstruit ainsi, avec le Monte-Carlo,  $80.5\% \pm 3.7\%$  (stat.) d'anti-protons directs,  $16.7\%$

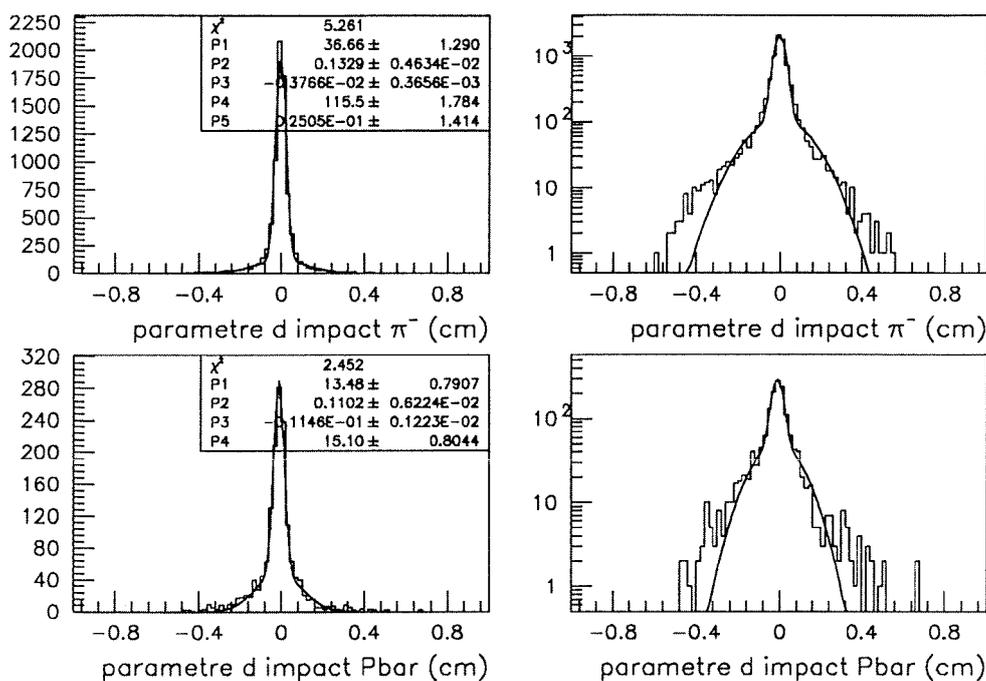


Figure 6.13: Distributions des paramètres d'impacts  $\pi^-$  et anti-protons pour les données 1991. Les pions appartiennent à l'intervalle  $[0.44, 0.66]$  GeV/c les anti-protons ont été reconstruits dans le domaine choisi.

$\pm 8.1\%$  (stat.) d'anti-protons d'hypérons et  $2.8\% \pm 20\%$  (stat.) de fond (anti-proton reconstruit non associé à un anti-proton généré).

La différence permettra d'estimer les erreurs systematiques sur la proportion d'anti-protons directs. Par la suite on prendra les chiffres obtenus avec la génération.

Pour contrôler ces valeurs, estimées par le Monte-Carlo, on analyse les distributions de paramètres d'impacts. Il se trouve que les distributions données Monte-Carlo ne sont pas actuellement utilisable pour ce test. Nous nous servons des pions dans le même domaine d'impulsion pour déterminer la résolution de l'appareillage ainsi que le fond. Ce fond inclut les mauvaises associations ainsi qu'une petite composante de particules à durée de vie longue. On obtient ces deux composantes en ajustant sur les distributions de paramètres d'impacts deux gaussiennes (figure 6.13).

On fixe ensuite pour les protons et les anti-protons des données et du Monte-Carlo la résolution obtenue avec les pions mais les paramètres de la

gaussienne représentant le fond sont laissés libres. La différence entre le fond obtenu pour les pions et les anti-protons donne une estimation de la proportion d'hypérons pour les données :

$$- \text{fond } \pi^- = 24\% \pm 0.5\% \text{ (stat.)}$$

$$- \text{fond } \bar{P} = 47\% \pm 1.2\% \text{ (stat.)}$$

La différence donne la proportion d'hypérons soit  $23\% \pm 1.3\%$  (stat.), donc  $R_{data}=77\%$  d'anti-protons directs. La même étude est réalisée sur le Monte-Carlo, malgré les différences entre les distributions, et donne une proportion de  $26\% \pm 1.6\%$  (stat.) d'hypérons soit  $R_{MC}=74\%$  d'anti-protons directs. L'estimation du fond par une gaussienne est évidemment approximative, les hypérons ont en effet une longue durée de vie ( $c\tau=7.8\text{cm}$  pour les  $\Lambda$ ) et il faudrait convoluer à une gaussienne, une exponentielle décroissante, mais cela est suffisant pour l'étude présente.

Cette méthode montre une différence non significative (moins d'un écart standard) avec la proportion d'anti-protons directs reconstruits et associés (80.5%), et semble cohérente avec les proportions obtenues avec les particules générées (76.6%). On prend la proportion d'anti-protons directs donnée par la génération, soit  $R_r=76.6\%$  pour déterminer le nombre d'anti-protons directs dans les données.

On estime l'erreur systématique sur le nombre d'anti-protons directs reconstruits à 7.8%, une partie provenant de mauvaises associations soit 6% (fraction totale d'événements mal décrite par l'ajustement des deux gaussiennes figure 6.13) et une partie provenant de l'incertitude sur le taux d'hypérons simulé estimé à 5%.

On obtient donc un nombre d'anti-protons directs par  $Z^0$  de  $0.0215 \cdot R_r = 0.0163 \pm 0.0008$  (stat.)  $\pm 0.0014$  (syst.) à comparer à la valeur du Monte-Carlo  $0.0183 \pm 0.0004$  (stat.). Ce chiffre est compatible avec la valeur du Monte-Carlo à environ 1 écart standard.

# Conclusion

La chambre à échantillonnage temporel est un détecteur essentiel dans l'étude des désintégrations du  $Z^0$ . D'une part, la TPC permet une reconstruction tri-dimensionnelle des événements et d'autre part, elle permet l'identification des particules de quelques GeV/c par la mesure de leur ionisation.

L'étude présentée a montré les problèmes rencontrés pour l'identification et les corrections apportées pour les résoudre. La plupart de ces problèmes sont compris, il faut maintenant affiner certaines corrections et réajuster d'autres. En effet, pour l'année 1992, les tensions de dérive et de grille porte ont changé. La résolution obtenue à 45 GeV/c pour les traces isolées, de l'ordre de 5.7%, est proche de la résolution "espérée" lors de la construction de la TPC (5.5%). La résolution au minimum ionisant de 6.2%, pour cent fils, est légèrement moins bonne que celle obtenue avec des traces isolées, mais les effets qui l'altèrent sont compris et une amélioration sensible est prochaine.

Une meilleure connaissance des signaux devrait permettre une meilleure séparation des traces proches et ainsi augmenter le nombre d'échantillons d'amplitude par trace, donc améliorer la résolution et l'efficacité. De plus, cette connaissance permettrait d'ajuster au mieux la simulation. La forme du signal simulé est légèrement différente du signal réel, et les saturations sont mal prises en compte dans la simulation du fait de cette différence.

Une étude du bruit électronique en présence du faisceau reste à faire afin de s'assurer des résultats obtenus sans le faisceau.

Les effets d'intervalle d'échantillonnage et de charge sont en grande partie compris, mais il reste à ajuster au mieux les corrections de troncation et à déterminer l'évolution de la surtension et de la soustension en fonction de

la forme du signal afin d'obtenir des résolutions comparables entre les traces isolées et les traces provenant d'un jet.

Un gros travail reste à réaliser afin d'ajuster la simulation, c'est à dire introduire les effets observés sur les données réelles. Les problèmes rencontrés et non résolus empêchent d'obtenir un parfait accord.

La plupart des problèmes sont compris mais on doit pouvoir encore améliorer les corrections et ainsi l'identification. Néanmoins, l'information du  $dE/dx$  est déjà utilisée dans de nombreuses analyses de physique, l'étude du  $D_s$  par exemple est en partie possible grâce à l'enrichissement en K obtenue par des coupures simples sur le  $dE/dx$ . Dans l'avenir l'identification par la TPC et le RICH devrait permettre à DELPHI d'obtenir d'excellents résultats dans l'étude des saveurs lourdes.

## Annexe A

# Calcul classique: électron élastiquement lié

En théorie classique on peut construire un modèle simple qui permet de relier les quantités  $f(E)$  et  $\varepsilon(E)$ . Cette image aide à la compréhension du mécanisme d'ionisation [8].

Soit  $\vec{E}(t) = \vec{E}_0 \operatorname{Re}(e^{-i\omega t})$  champ électrique externe (qui pourrait être associé par exemple à une composante monochromatique périodique du champ de la particule incidente).

On suppose un électron élastiquement lié à un noyau avec  $\gamma$  le coefficient d'amortissement et une fréquence propre  $\omega_0$  pour un milieu de perméabilité magnétique  $\mu = 1$ . L'équation du mouvement s'écrit alors pour  $x$  direction de déplacement :

$$m_e \ddot{x} + \gamma \dot{x} + \omega_0^2 x = e E(t) \quad (A.1)$$

dont les solutions sont :

$$x(t) = e \left( \omega_0^2 - m_e \omega^2 - i \gamma \omega \right)^{-1} E_0 e^{-i\omega t}$$

Si l'on suppose le milieu isotrope ( $\varepsilon_x = \varepsilon_y = \varepsilon_z$ ) homogène et linéaire :

On peut alors écrire le moment dipolaire électrique

$$\vec{P}(t) = \chi_e \vec{E}(t) \quad \text{avec} \quad \varepsilon(\omega) = 1 + \chi_e \quad (A.2)$$

$\chi_e$  susceptibilité électrique, avec :

$$\vec{P}(t) = e \vec{x}(t) \quad (A.3)$$

Pour  $N$  atomes par unité de volume avec  $Z$  électrons par atome, on définit alors  $f_i$  comme la proportion d'électrons oscillant à la fréquence  $\omega_i$  avec la force de rappel  $\gamma_i$ .

L'indice  $i$  correspondant à l'ensemble des électrons atomiques. On peut alors déduire de A.2 et A.3

$$\varepsilon(\omega) = 1 + \frac{NZ e^2}{m_e} \sum_{j=1}^Z f_j \left( \omega_j^2 - \omega^2 - \frac{i\gamma_j}{m_e} \omega_j \omega \right)^{-1}$$

avec

$$\sum_{j=1}^Z f_j = 1$$

Ce calcul classique conduit donc à relier la constante diélectrique et le nombre  $f_j$  force d'oscillateur. On justifie à *posteriori* ce modèle de l'électron élastiquement lié en mécanique quantique classique et relativiste.

## Annexe B

### Signaux observés sur un fil

Les six photographies présentées sur la figure B.1 ont été réalisées pendant la prise de données de 1991. Elles visualisent les signaux après le formeur, sur le fil 160 du secteur 9. Les signaux présentés sont synchronisés sur le croisement des faisceaux.

- Les quatre premières photographies montrent les effets de soustension,
- la cinquième peut-être interprétés comme du *cross talk* entre le fil 160 et un de ces voisins.
- La dernière présente le signal attendu au sortir du formeur.

Notons que, sans la synchronisation avec le croisement des faisceaux, on observe en permanence des signaux saturants créant un très fort effet de charge analogue à ceux présentés sur la deuxième photographie.

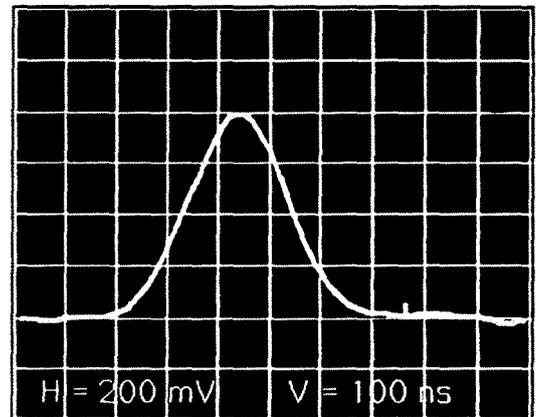
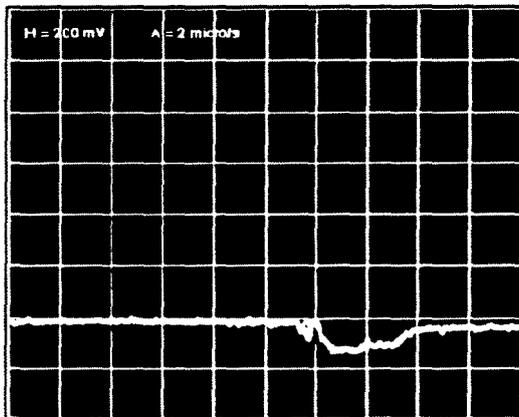
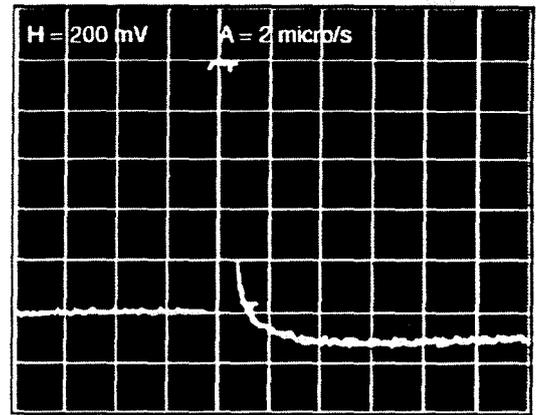
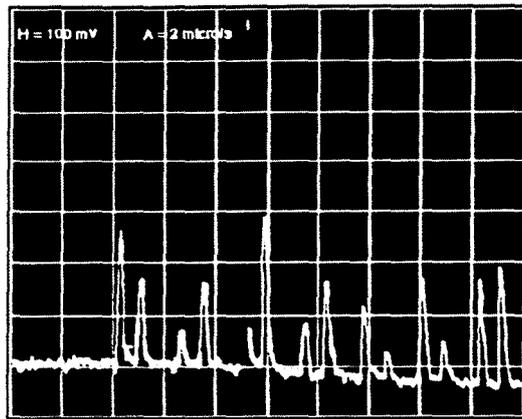
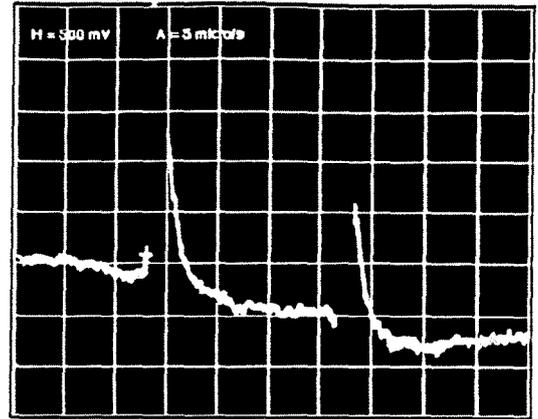
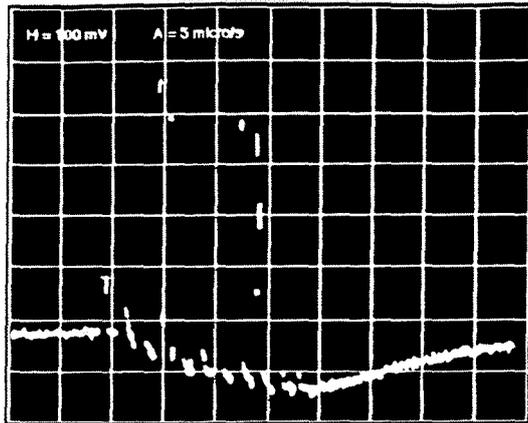


Figure B.1: *Signaux fl 160*

# Bibliographie

- [1] L.Landau, J.Phys. URSS **8** (1944) 201.
- [2] Bethe,H.A. 1930 *Ann.Phys.* **5** 325 400.
- [3] W.W.M Allison and J.H Cobb, *Ann.Rev.Nucl.Part.Sci* **30** (1980) 253.
- [4] V.A.Chechin et al *Nucl. Instr. and Meth* **98** (1972) 577.
- [5] O.Barring, *Nucl.Inst. and Meth.* **A284** (1989) 459-463.
- [6] F.Lapique and F.Piuz, *Nucl.Inst. and Meth.* **175** (1980) 297-318.
- [7] M.Shapiro, PhD thèse, LBL-18820 (1984).
- [8] J.D.Jackson *Classical Electrodynamics* Wiley 1975 2nd ed.
- [9] F.Sauli ,CERN-Yellow report **77-09** 3 may (1977).
- [10] W.Lohmann, R.Kopp and R.Voss ,CERN-Yellow report **85-03** 21 march (1985).
- [11] J.E.Moyal *Phil.mag.* **46** (1955) 263.
- [12] F.Fulda-Quenzer et al.,*Nucl.Inst. and Meth.* **A235** (1985) 517-522.
- [13] V.Ruhlmann *communication personnelle.*
- [14] P.Antilogus thèse, (LAL 1988).
- [15] F.Richard *communication personnelle.*
- [16] G.Hamel de Monchenault thèse, (CEN-Saclay 1992).

- [17] B.Jean-Marie *communication personnelle*.
- [18] F.James and M.Roos Minuit CERN D506.
- [19] Collaboration DELPHI, The DELPHI Detector at LEP, *Nucl. Instr. and Meth.* **A303** (1991) 233-276.
- [20] J.Haissinski COLLEPS Internal memo - july 81.
- [21] G.R.Lynch *Review of  $dE/dx$  for particle identification* LBL.
- [22] G.R.Lynch *Measurement of energy loss in the TPC* TPC-LBL 81-6.
- [23] P.Jarry *communication personnelle*.
- [24] Y.Sacquin et G.Smadja note interne TPC-12 (7.12.87)
- [25] H.W. Fulbright, Ionisation chambers in nuclear physics, *in* Encyclopedia of Physics (Ed. S. Flugge) (Springer-Verlag, Berlin, 1958),p.1.

# Liste des figures

1.1	Vue schématique de la TPC . . . . .	12
1.2	Vue schématique d'un secteur de la TPC . . . . .	15
1.3	Schéma du système d'acquisition de la TPC. . . . .	18
1.4	Réponse du formeur à une impulsion delta. . . . .	20
2.1	Composantes de la section efficace différentielle d'énergie . . . . .	25
2.2	Section efficace différentielle d'énergie totale . . . . .	26
2.3	Distribution de Landau calculée pour un pion au minimum ionisant et un muon de 45 GeV/c . . . . .	30
2.4	Distribution de perte d'énergie . . . . .	31
2.5	Variation de l'ionisation en fonction de $\beta\gamma$ . . . . .	32
3.1	Exemples de distribution du $^{55}\text{Fe}$ pour les fils n <sup>o</sup> 100 pour quatre secteurs . . . . .	35
3.2	Distribution du pic principal pour les secteurs 0 à 5 . . . . .	36
3.3	Distribution du pic principal pour les secteurs 6 à 11 . . . . .	37
3.4	Effet de la diffusion transverse sur la derive en z, cosmiques 1987. . . . .	46
3.5	Effet de la diffusion transverse sur la derive en z, cosmiques 1987. . . . .	47
3.6	Effet du champ magnétique sur la diffusion transverse, Z <sup>0</sup> 1991. . . . .	47
3.7	Comparaison données réelle et simulation. . . . .	50
4.1	Signal après échantillonnage ("cluster"). . . . .	53
4.2	Forme moyenne des signaux après échantillonnage . . . . .	55
4.3	Forme moyenne des signaux avant et après ajustement avec f(t) . . . . .	58
4.4	Distribution des $\alpha$ et $\beta$ . . . . .	59
4.5	$\chi^2$ en fonction de l'amplitude intégrée. . . . .	60

4.6	Ecart entre les données et la fonction ajustée en fonction du $t_0$ obtenu pour chaque signal . . . . .	61
4.7	Ecart entre la fonction $f(t)$ et les données: $(A_i - f(t_i))/f(t_0)$ . . .	62
4.8	Largeur des signaux pour $A_{max} < 40$ , $Z^0$ 1990. . . . .	65
4.9	Distribution des amplitudes $A_1$ pour des valeurs fixes et petites de $A_2$ , données $\mu^+\mu^-$ de 1990. . . . .	67
4.10	Distribution du bruit électronique, données hors faisceau. . . .	68
4.11	Distribution des amplitudes $A_1$ pour des valeurs fixes et petites de $A_2$ , données $\mu^+\mu^-$ de 1991 . . . . .	69
4.12	Schéma supposé d'un bruit de fréquence comparable au signaux mesurés par la TPC . . . . .	71
5.1	Visualisation d'un évènement fil . . . . .	76
5.2	Traces trop proche en $\theta$ et $r\varphi$ , vue en $z$ . . . . .	78
5.3	Traces trop proche en $\theta$ et $r\varphi$ , vue en $r\varphi$ . . . . .	78
5.4	Recouvrement de signaux proche en temps . . . . .	80
5.5	Effet de bord sur les secteurs 0, 3, 5, 11 de la TPC . . . . .	81
5.6	Effet de bord pour trois lots de fils sensibles . . . . .	82
5.7	L'amplitude maximale en fonction de $\varphi$ avant et après correction de secteur . . . . .	83
5.8	Variation du gain de la TPC avec la pression . . . . .	84
5.9	Effet de dérive sur les deux estimateurs de charge. . . . .	88
5.10	$dE/dx$ en fonction de l'épaisseur de matière traversée . . . . .	93
5.11	$dE/dx$ calculé en fonction de l'épaisseur de matière traversé . . . . .	93
5.12	Superposition de trois distributions de Landau, effet de l'intervalle d'échantillonnage . . . . .	95
5.13	$dE/dx$ en fonction de l'épaisseur de matière traversé . . . . .	96
5.14	$dE/dx$ (maximale) fonction de $\theta$ après correction de <i>pas</i> . . . . .	97
5.15	Rapport $(dE/dx_e)/(dE/dx_\pi)$ en fonction du <i>pas</i> . Comparaison des données avec le calcul. . . . .	97
5.16	Effet de dérive observé sur les $Z^0$ avec l'amplitude intégrée . . . . .	99
5.17	Effet de charge avant et après correction par la fonction $U(t)$ . . . . .	101
5.18	Schéma de principe de l'effet de charge sur un fil. . . . .	103

5.19	Allure de la courbe de réponse du formeur. . . . .	104
5.20	Points de mesure et fonction ajustée sur la réponse du formeur	105
5.21	Effet de charge pour quatre tranches en temps . . . . .	109
5.22	Effet de charge pour l'amplitude maximale:données / MC . . .	110
6.1	$dE/dx$ en fonction de l'impulsion . . . . .	115
6.2	Efficacité d'identification de la TPC et comparaison avec le monte-carlo. . . . .	117
6.3	Comparaison entre la mesure d'ionisation pour des particules identifiées et le calcul. . . . .	122
6.4	Résolution en fonction du nombre de fils touchés avant correc- tion de contamination et correction sur l'erreur. . . . .	123
6.5	Résolution en fonction du nombre de fils touchés avant correc- tion de contamination et correction sur l'erreur. . . . .	126
6.6	Proportion d'électrons dans l'identification HPC. . . . .	128
6.7	Distribution du $dE/dx$ pour l'identification HPC. . . . .	129
6.8	Distribution de l'écart à la valeur calculée pour des Kaons, pour le tout venant entre 3 et 9 GeV/c. . . . .	130
6.9	Comparaison des données réelles avec la simulation pour trois distributions de perte d'énergie avec et sans troncation. . . .	133
6.10	$dE/dx$ en fonction de l'impulsion pour $dE/dx > 1.9$ (PMI). . .	135
6.11	Comparaison des données réelles avec la simulation pour la dis- tribution d'impulsion entre 0.2 et 1 GeV/c . . . . .	136
6.12	Efficacité en fonction du nombre de fils utilisés dans le calcul du $dE/dx$ , comparaison donnée Monte-Carlo . . . . .	138
6.13	Distributions des paramètres d'impacts $\pi^-$ et anti-protons pour les données 1991. . . . .	139
B.1	Signaux fil 160 . . . . .	146

# Liste des tableaux

1.1	Propriétés des gaz Ar et CH <sub>4</sub> . . . . .	14
1.2	Couverture en $\theta$ et $\varphi$ . . . . .	14
3.1	Calibration source pour les données 1989 . . . . .	39
3.2	Calibration source pour les données 1990 . . . . .	40
4.1	largeur à mi-hauteur pour différents lots de trace . . . . .	60
4.2	Piédestaux et leurs largeurs pour 1990. . . . .	66
4.3	Moyenne et largeur des distributions de $A_1$ pour $A_2$ fixé $\mu^+\mu^-$ de 1990. . . . .	66
4.4	Piédestaux et leurs largeurs pour 1991. . . . .	68
4.5	Moyenne et largeur des distributions de $A_1$ pour $A_2$ fixe, $\mu^+\mu^-$ de 1991. . . . .	70
4.6	Saturation . . . . .	72
5.1	Dépendance de l'amplitude maximale avec la dérive. . . . .	89
5.2	Résolution pions-électrons après correction $B(A_n)$ et $U(t)$ . . . . .	111
6.1	Efficacité d'identification entre 0.2 et 20 GeV/c . . . . .	114
6.2	Amélioration relative de la résolution en fonction des correction. . . . .	120
6.3	Résolution pions, électrons, muons pour 1991. . . . .	127

# Remerciements

Cette thèse a été effectuée au Département d'Astrophysique, Physique des Particules, Physique Nucléaire et Instrumentation Associée du centre d'étude de Saclay du Commissariat à l'Énergie Atomique. Je remercie René Turlay de m'y avoir accueilli et de m'avoir permis de mener à bien ce travail.

Je remercie Marcel Banner et Michel Spiro, chefs du Service de Physique des Particules Élémentaires, de l'attention qu'ils ont accordée au bon déroulement de cette thèse.

Je suis reconnaissant à Hans Juergen Hilke et Bernard Jean-Marie d'avoir accepté d'être rapporteurs de ma thèse.  
Je remercie vivement Daniel Fournier et François Pierre qui ont pu trouver le temps de juger ce travail.

Je tiens à remercier Gérard Smadja, qui a dirigé cette thèse, pour sa disponibilité, ses encouragements, l'attention constante et la rigueur qu'il a portée tout au long de mon travail.

Je remercie vivement Ahmimed Ouraou, associé à toutes les études présentées dans la thèse, d'avoir très gentiment relu et corrigé le manuscrit.

J'exprime ma profonde reconnaissance à l'ensemble du groupe TPC de

l'expérience DELPHI et en particulier au groupe de Saclay: Roy Aleksan, Teresa Bolognese, Michel DeBeer, Jean-Philippe Laugier, Patrice Siegrist, Maria Luisa Turluer, Didier Vilanova, Marco Zito, et tout particulièrement à Vanina Ruhlmann, Gautier Hamel de Monchenault, Patrick Jarry et Yves Sacquin, pour l'aide constante qu'ils m'ont apportée.

Je tiens à souligner l'aide que m'a apportée Franck Adami, pour lequel j'ai une pensée émue.

Je remercie également le groupe informatique qui a toujours su trouver une réponse à mes problèmes: Simone Claudet, Monique Loret, Joseph Le Foll, Dora Merelli, et Pierrick Micout.

Je remercie toutes les personnes qui m'ont aidé au cours de la rédaction, en particulier Mme Frelat qui a tapé une partie de la thèse, Mme Saint-Saens et Mme Brou pour leur gentillesse et leur disponibilité, M. de Lignères, Mme Dosbioz et Mme Dauba pour la réalisation de certains dessins, Mme Lebey et Mme Dufresne pour la reprographie.

## Abstract

The DELPHI experiment, operating at LEP is comprised of many detectors, one of them being the time projection chamber (TPC).

This detector, which gives 16 three-dimensional space points for each track, is the cornerstone of the pattern recognition for LEP events.

This detector also provides some identification of charged particles by simultaneous measurement of momentum and energy loss in its Ar/CH<sub>4</sub> gas mixture.

An exhaustive study of the energy loss measurement in the TPC is presented.

The corrections applied in order to obtain an optimized identification power are reviewed. Finally, some applications of this particle identification are presented.

Key words :

- Ionisation
- Identification
- dE/dx
- TPC
- DELPHI
- LEP

## Résumé

L'expérience DELPHI, située sur l'anneau de collision électron-positon LEP, est constituée de nombreux détecteurs dont la chambre à échantillonnage temporel ou TPC.

Ce détecteur, en fournissant 16 points tridimensionnels par trace, joue un rôle essentiel dans la reconstruction des événements  $Z^0$  produits au LEP.

Ce détecteur permet également l'identification des particules chargées par la mesure simultanée de leur impulsion et de l'énergie perdue le long de leur trajectoire.

Ce travail présente les études réalisées sur la mesure d'énergie fournie par la TPC et les corrections appliquées à ces mesures afin d'obtenir la meilleure identification possible.

Pour finir, quelques applications de cette identification sont présentées.

Mots clés :

- Ionisation
- Identification
- dE/dx
- TPC
- DELPHI
- LEP