

Thèse de Doctorat de l'Université Paris 6

Spécialité

Sciences Physiques

Physique des particules élémentaires

présentée par

Alain PLUQUET

pour obtenir le grade de

Docteur de l'Université Paris 6

**IDENTIFICATION DE L'ELECTRON A DØ
(parties concernant le TRD)**

soutenue le 14 Janvier 1994

devant le jury composé de

Monsieur Baubillier

Monsieur Ducros

Monsieur Di Lella

Monsieur Parrour

Monsieur Kosower

Monsieur Chapellier

Remerciements

Je remercie Messieurs René Turlay et Jacques Haïssinski, responsables successifs du Département d'Astrophysique, Physique des Particules, Physique Nucléaire et d'Instrumentation Associée, ainsi que Messieurs Marcel Banner et Michel Spiro, chefs successifs du Service de Physique des Particules, pour m'avoir accueilli et permis de mener à bien ce travail dans d'excellentes conditions, aussi bien à Saclay qu'à Fermilab.

J'exprime ma profonde reconnaissance à l'ensemble des membres du groupe DØ qui m'ont initié à la physique des hautes énergies. Je remercie chaleureusement Yves Ducros et Armand Zylberstejn dont la compétence et la disponibilité n'ont jamais failli. Mes remerciements vont aussi à Bruno Mansoulié, Philippe Mangeot, Jacques Teiger, Dick Hubbard, Jean-François Glicenstein dont les conseils m'ont toujours été utiles, sans oublier Jean-Pierre Cussonneau, Laurent Chevalier, Jean-François Lebrat, Jean Alitti et l'incroyable Jean-François Detœuf avec qui j'ai pris beaucoup de plaisir à travailler.

Je souhaite aussi remercier Michel Baubillier, grâce à qui, il y a quelques années de cela, j'ai redécouvert la physique à l'Université, et à nouveau Yves Ducros pour avoir tous deux accepté le rôle de rapporteur et m'avoir fait ainsi bénéficier de leur expérience.

Table des matières

Introduction	7
1 La physique hadronique à 1.8 TeV	9
1.1 Physique des jets.	9
1.1.1 Difficultés expérimentales et théoriques.	11
1.1.2 Production et propriété des jets.	12
1.1.2.1 Les dijets.	12
1.1.2.2 Les multijets.	16
1.1.3 La fragmentation.	19
1.1.4 Les photons directs.	20
1.2 Physique électrofaible.	22
1.2.1 Sections efficaces et rapports de branchement.	23
1.2.2 Spectre d'impulsion transverse.	25
1.2.3 Universalité.	26
1.2.4 Masses des bosons vectoriels.	29
1.2.5 Distribution angulaire.	31
1.2.6 Nouveaux bosons vectoriels.	33
1.2.7 Les paramètres du modèle standard.	33
1.3 Physique du quark top.	35
1.3.1 Le quark manquant.	35
1.3.2 Production hadronique du quark top.	37
1.3.3 Fragmentation du quark top.	39
1.3.4 Désintégration du quark top.	40
1.3.5 Mise en évidence du quark top à Fermilab.	42
1.3.5.1 Canal à zéro lepton.	43
1.3.5.2 Canal à un lepton.	43
1.3.5.3 Canal à deux leptons.	44
1.3.5.4 Mise en évidence et mesure de la masse du quark top.	45
2 Le détecteur DØ à Fermilab	47
2.1 Les accélérateurs de Fermilab.	47
2.1.1 Création des faisceaux de protons et d'antiprotons.	47
2.1.2 De l'injection à la collision.	50

2.2	Le détecteur DØ	52
2.2.1	Le détecteur central	52
2.2.1.1	Le détecteur de vertex.	57
2.2.1.2	Le détecteur de traces centrales.	59
2.2.1.3	Le détecteur de traces vers l'avant.	64
2.2.1.4	Le détecteur à radiation de transition.	64
2.2.2	Les calorimètres et détecteurs inter-cryostatiques.	71
2.2.2.1	Les calorimètres.	72
2.2.2.2	La région inter-cryostatique.	79
2.2.3	Le spectromètre à muons.	81
2.2.3.1	Les aimants du spectromètre à muons.	83
2.2.3.2	Le spectromètre à grands angles.	85
2.2.3.3	Le spectromètre à petits angles.	88
2.2.3.4	Electronique.	90
2.2.4	Triggers et acquisition des données.	90
2.2.4.1	Le trigger de niveau 0.	91
2.2.4.2	Les triggers de niveaux 1 et 1.5.	92
2.2.4.3	Architecture du système d'acquisition.	95
2.2.4.4	Les filtres de niveau 2.	96
2.2.4.5	L'ordinateur-serveur.	99
3	Identification de l'électron	103
3.1	Identification de l'électron et triggers.	104
3.1.1	Les triggers électron de niveau 1.	104
3.1.2	Les filtres électron de niveau 2.	104
3.1.3	Performances.	105
3.2	Identification de l'électron et reconstruction.	106
3.2.1	Algorithme.	106
3.2.1.1	Recherche et sélection des clusters.	108
3.2.1.2	Calcul de la position du cluster.	109
3.2.1.3	Recherche des traces associées à un cluster.	112
3.2.2	Performances.	112
3.2.2.1	Zone utile du détecteur.	112
3.2.3	Efficacité de reconnaissance de cluster.	113
3.2.4	Efficacité de reconnaissance de traces.	113
3.3	Identification de l'électron et filtrage à l'analyse.	116
3.3.1	Profil de gerbe.	116
3.3.2	Analyse des corrélations.	116
3.3.3	Critère d'isolation.	119
3.3.4	Analyse géométrique.	120
3.3.5	Performances.	122
3.3.6	Grandeurs complémentaires.	123

4	Identification de l'électron et TRD	129
4.1	Principe et conception d'un TRD.	129
4.1.1	De l'interface unique au radiateur.	129
4.1.2	Détection de la radiation de transition.	131
4.1.3	Les deux types d'analyse du signal d'un TRD.	132
4.1.4	Optimisation d'un détecteur à radiation de transition.	135
4.2	Calibration et corrections.	135
4.2.1	Les signaux du TRD.	135
4.2.2	Calcul de l'énergie totale par chambre.	137
4.2.2.1	Correction de gain c_1 et c_2	137
4.2.2.2	Correction de haute tension c_3	138
4.2.2.3	Correction de gaz c_4	138
4.2.2.4	Calibration c_0	139
4.3	Performances.	147
4.3.1	Méthodes d'analyse de l'information TRD.	149
4.3.1.1	Définitions.	149
4.3.1.2	Les méthodes sans fonction de vraisemblance.	150
4.3.1.3	Les méthodes avec fonction de vraisemblance.	150
4.3.2	Les performances attendues.	151
4.3.3	Les performances mesurées.	153
4.3.3.1	Mise en évidence de la radiation de transition.	153
4.3.3.2	Comment mesurer les performances du TRD à $D\bar{O}$?	153
4.3.3.3	Résultats bruts.	155
4.3.3.4	Interprétation.	155
4.3.3.5	Un cas idéal.	164
5	Applications de l'identification de l'électron	167
5.1	Les données du run 1A.	167
5.2	Outils retenus pour l'identification de l'électron.	167
5.2.1	Calcul de l'efficacité électron d'un candidat.	168
5.2.2	Propriétés de l'efficacité électron d'un candidat.	170
5.3	Exemples d'application.	172
5.3.1	Jets simulant des électrons.	172
5.3.2	Identification de l'électron et recherche du quark top.	177
5.3.2.1	Canal à deux électrons.	179
5.3.2.2	Canal électron-muon.	179
	Conclusion	187
A	Cinématique $\bar{p}p \rightarrow abX \rightarrow cdX$.	189
A.1	Définitions.	189
A.2	Relations.	190

B	Production et désintégration du boson W	193
B.1	Désintégration.	193
B.2	Production hadronique.	195
B.3	Production hadronique puis désintégration.	197
C	Désintégration du quark top	199
D	La collaboration DØ	203
E	Triggers de niveaux 1 et 2	209
F	Matrice H	213
F.1	Définition de la variable χ^2	213
F.2	Prédiction de quantités non connues.	213
F.3	Diagonalisation.	215
G	Test de Neyman-Pearson	217

Introduction

Cette thèse étudie les techniques d'identification de l'électron dans l'expérience D0 au laboratoire Fermi près de Chicago. Le premier chapitre rappelle quelques-unes des motivations physiques de l'expérience (physique des jets, physique électrofaible, physique du quark top). Le détecteur D0 est décrit en détails dans le second chapitre. Le troisième chapitre étudie les algorithmes d'identification de l'électron (trigger, reconstruction, filtres) et leurs performances. Le quatrième chapitre est consacré au détecteur à radiation de transition (TRD) construit par le Département d'Astrophysique, Physique des Particules, Physique Nucléaire et d'Instrumentation Associée de Saclay : il présente son principe, sa calibration et ses performances. Enfin, le dernier chapitre décrit la méthode mise au point pour l'analyse des données avec le TRD et illustre son emploi sur quelques exemples (jets simulant des électrons, recherche du quark top).

Chapitre 1

La physique hadronique à 1.8 TeV

Pour la très grande majorité des collisions proton-antiproton, les partons interagissent collectivement et l'on observe l'émission de nombreuses particules de petites impulsions transverses. Dans certains cas cependant, une interaction dure entre deux partons donne naissance à des particules de grandes impulsions transverses, qui se superposent aux particules peu énergétiques issues des partons spectateurs. L'étude de ces deux domaines, physique des petites et des grandes impulsions transverses, demande des détecteurs de conceptions très différentes. A Fermilab, DØ et CDF sont la suite naturelle des expériences du CERN UA1 et UA2 consacrées à la physique des grandes impulsions transverses. La description d'une interaction dure, dont la figure 1.1 donne une illustration schématique, se divise en trois volets :

- l'interaction partonique proprement dite, de section efficace $\hat{\sigma}$, à laquelle s'ajoute la radiation de gluons avant et après elle,
- la connaissance des densités de partons $f_i(x, Q)$ de type i portant une fraction d'impulsion x à l'échelle d'impulsion Q , qui permet de lier processus partonique et processus global par

$$\sigma = \sum_{i,j} \int f_i(x_1, Q) f_j(x_2, Q) \hat{\sigma} dx_1 dx_2, \quad (1.1)$$

- les phénomènes de fragmentation et de recombinaison responsables de l'hadronisation des partons.

1.1 Physique des jets.

La physique des jets d'impulsion transverse élevée présente un grand intérêt car elle permet de tester les prévisions théoriques de la chromodynamique quantique (QCD¹), dans

¹Quantum ChromoDynamics



Figure 1.1 Illustration schématique d'une interaction dure. (a) hadrons incidents, (b) interaction partonique accompagnée de la radiation de gluons avant et après elle, (c) hadronisation.

un nouveau domaine d'énergie. Elle est aussi indispensable pour l'étude du bruit de fond de réactions rares comme la production du quark top, et est une donnée essentielle pour la conception des collisionneurs du futur. L'abondance des jets produits par le Tevatron et la possibilité de les mesurer par des détecteurs presque hermétiques constituent un progrès important par rapport aux machines hadroniques antérieures.

1.1.1 Difficultés expérimentales et théoriques.

Cependant, des incertitudes, tant expérimentales que théoriques, rendent le sujet difficile et les conclusions parfois qualitatives.

Pour l'expérimentateur, les jets se manifestent dans le détecteur par des dépôts localisés d'énergie et leur étude passe par un algorithme de reconnaissance qui doit être stable vis à vis des fluctuations de la fragmentation, des contributions de l'événement sous-jacent, de la résolution de l'appareillage et de la topologie de l'événement. DØ utilise principalement un algorithme de cône fixe [1] :

- la première phase consiste à grouper en "pré-clusters" les tours² jointives du calorimètre présentant assez d'énergie transverse (le seuil typique est de 1 GeV). Si l'énergie transverse du pré-cluster dépasse un seuil de quelques GeV, alors il est considéré comme un cluster acceptable,
- on construit dans l'espace³ (η, ϕ) un cône de rayon⁴ $\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2}$ centré sur le cluster. On affine l'estimation de la position en calculant le barycentre des positions des cellules dans le cône pondérées par leur énergie. Cette seconde phase est répétée jusqu'à ce que le barycentre converge vers une position stable.

L'énergie et l'énergie transverse du cluster sont alors définies par

$$E_{\text{cluster}} = \sum_i E_i, \quad (1.2)$$

$$\vec{E}_{\text{cluster}} = \sum_i E_i \hat{n}_i, \quad (1.3)$$

$$E_{t\text{cluster}} = \sum_i E_i \sin \theta_i, \quad (1.4)$$

où la somme porte sur les tours incluses dans le cluster et où \hat{n}_i est le vecteur unitaire porté par la droite joignant le vertex et le centre de la tour i , d'angle polaire θ_i . De nombreux effets, comme les non-linéarités, la non-compensation, la contribution de l'événement sous-jacent doivent être corrigés pour passer de l'énergie de cluster à l'énergie de jet (figure 1.2). Pour le théoricien, les incertitudes proviennent :

²Voir chapitre 2.2.2.1.

³Le faisceau est dirigé selon l'axe z . La pseudo-rapidité η est définie par $\eta = \frac{1}{2} \ln \frac{1+\cos\theta}{1-\cos\theta} = -\ln \text{tg} \frac{\theta}{2}$, où θ est l'angle polaire de la particule. ϕ est l'angle azimuthal.

⁴Trois tailles de cônes sont utilisées ($\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2} = 0.3, 0.5, 0.7$).

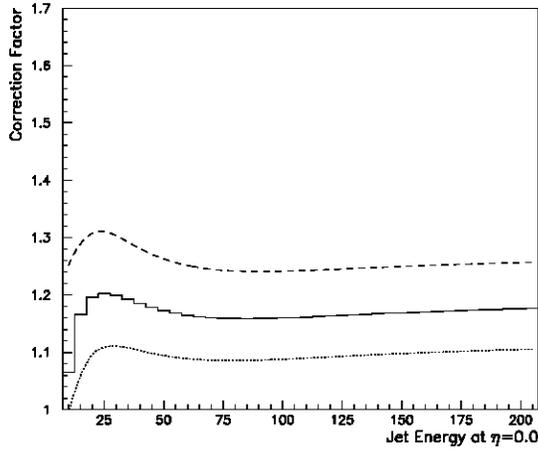


Figure 1.2 Pour le calorimètre de DØ, facteur correctif multiplicatif d'énergie de jet. La correction, qui dépend de η , est ici donnée à $\eta = 0$ par le trait plein, au centre d'une bande représentant l'incertitude [2].

- des distributions de partons $f(x, Q)$. Les résultats d'expériences de diffusion profondément inélastique lepton-nucléon doivent être extrapolés vers les nouveaux domaines (x, Q) accessibles au Tevatron,
- de la valeur de α_s , ou du paramètre d'échelle Λ et du schéma de renormalisation,
- du choix de l'échelle d'impulsion Q qui affecte $f(x, Q)$ et $\alpha_s(Q)$,
- de la méconnaissance des phénomènes à petites impulsions transverses pour lesquels les calculs perturbatifs sont inopérants. On peut toutefois s'en affranchir en ne considérant que les jets au dessus d'une centaine de GeV d'impulsion transverse,
- de la fragmentation des hadrons,
- de l'estimation des corrections non calculées d'ordre élevé.

Les incertitudes théoriques des calculs d'ordre $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$ peuvent être regroupées dans un facteur multiplicatif global K que l'on ajuste ensuite par comparaison avec les données expérimentales. Les calculs récents à l'ordre $\mathcal{O}(\alpha_s^3)$ [3, 4, 5] permettent maintenant des tests quantitatifs directs de QCD, sans facteur K , mais dépendant de la définition d'un jet ou de la taille du cône [6].

1.1.2 Production et propriété des jets.

1.1.2.1 Les dijets.

La section efficace de production de deux jets s'écrit [7] comme une somme de contributions partoniques $ij \rightarrow kl$ ($i, j \in [u, \bar{u}, d, \bar{d}, g, \dots]$) (figure 1.3)

$$\frac{d^3\sigma}{dy_1 dy_2 dp_t^2} = \frac{1}{16\pi s^2} \sum_{ij} \sum_{kl} \frac{f_i(x_1, Q)}{x_1} \frac{f_j(x_2, Q)}{x_2} |\bar{M}(ij, kl)|^2 \frac{1}{1 + \delta_{kl}} \quad (1.5)$$

où

- y_1 et y_2 sont les rapidités⁵ dans le référentiel du laboratoire des partons sortants,
- p_t est l'impulsion transverse de chaque parton sortant,
- \sqrt{s} est l'énergie du système proton-antiproton,
- $f_i(x, Q)$ est la densité de parton de type i , portant une fraction d'impulsion⁶ x évaluée à l'échelle d'impulsion Q ,
- $|\bar{M}(ij, kl)|$ est l'élément de matrice du processus $ij \rightarrow kl$ moyenné sur les états initiaux et sommé sur les états finals. Les graphes et valeurs des $|\bar{M}(ij, kl)|^2$ à l'ordre $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$ sont données par la figure 1.3.

Différentes études expérimentales de QCD sont possibles :

- la distribution $\frac{d\sigma}{d\phi_{12}}$ de différence d'azimut entre les deux jets doit être piquée à 180° [9],
- l'impulsion transverse \vec{p}_t du système des deux jets doit être proche de $\vec{0}$. On étudie séparément les composantes perpendiculaire $p_{t\perp}$ et parallèle $p_{t\parallel}$ par rapport à l'axe des deux jets [10],
- la distribution angulaire $\frac{d\sigma}{d\cos\hat{\theta}}$ (figure 1.4)⁷, où $\hat{\theta}$ est l'angle de diffusion dans le référentiel du centre de masse des partons, est particulièrement importante. Une simplification utile, introduite par Combridge et Maxwell [11], consiste à remarquer que les termes dominants $qq \rightarrow qq, qg \rightarrow qg, gg \rightarrow gg$ dans l'expression 1.5 ont tous la même dépendance angulaire en $\frac{1}{\hat{\theta}}$. En regroupant ces termes, il reste seulement

$$\frac{d^3\sigma}{dx_1 dx_2 d\cos\hat{\theta}} = \frac{F(x_1)}{x_1} \frac{F(x_2)}{x_2} \frac{d\hat{\sigma}}{d\cos\hat{\theta}} \quad (1.6)$$

avec

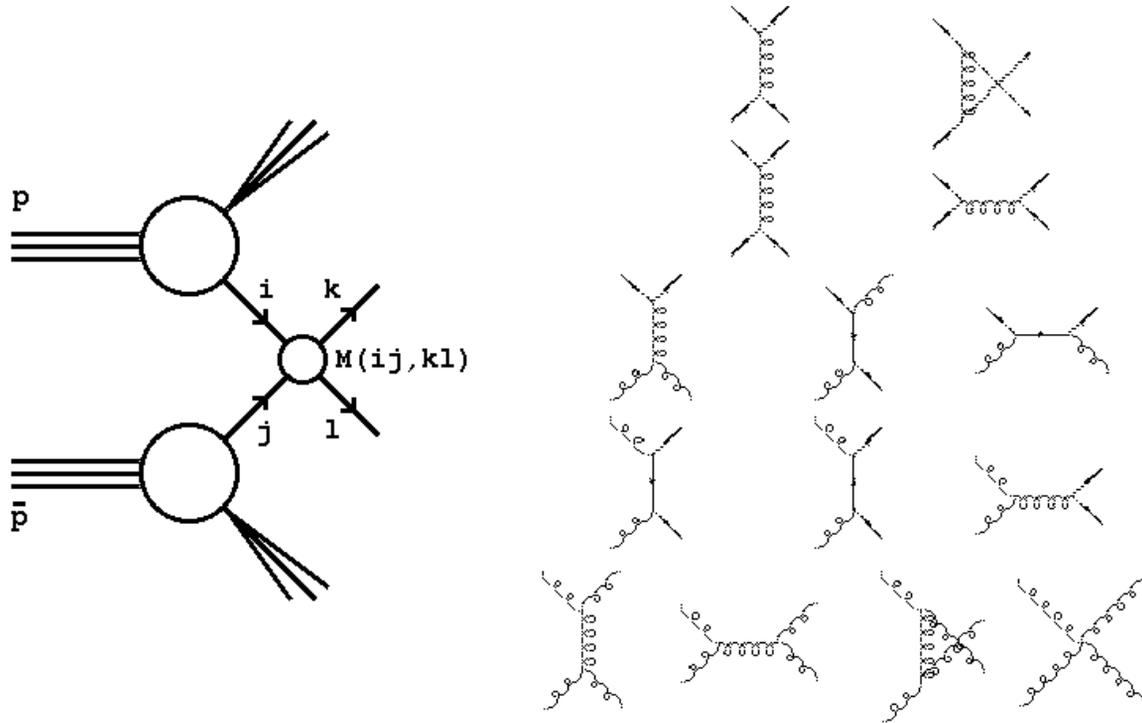
$$\frac{d\hat{\sigma}}{d\cos\hat{\theta}} = \frac{9}{8} \frac{\pi\alpha_s^2}{2x_1 x_2 s} \frac{(3 + \cos^2\hat{\theta})^3}{(1 - \cos^2\hat{\theta})^2}, \quad (1.7)$$

$$F(x) = G(x) + \frac{4}{9}[Q(x) + \bar{Q}(x)]. \quad (1.8)$$

⁵La rapidité d'une particule d'énergie E et d'impulsion le long du faisceau p_z vaut $y = \frac{1}{2} \ln \frac{E+p_z}{E-p_z}$.

⁶Voir l'annexe A pour les relations permettant d'exprimer x_1 et x_2 et $\hat{\theta}$ en fonction des grandeurs mesurées dans le laboratoire.

⁷Les résultats de DØ présentés dans ce chapitre sont tous préliminaires et uniquement illustratifs.



Processus	$[\bar{M}(ij,kl)]^2$	Processus	$[\bar{M}(ij,kl)]^2$
$qq' \rightarrow qq'$ et $q\bar{q}' \rightarrow q\bar{q}'$	$\frac{4}{9} \frac{\beta^2 + \alpha^2}{\beta^2}$	$qq \rightarrow qq$	$\frac{4}{9} \left(\frac{\beta^2 + \alpha^2}{\beta^2} + \frac{\beta^2 + \beta^2}{\alpha^2} \right) - \frac{8}{27} \frac{\beta^2}{\alpha\beta}$
$q\bar{q} \rightarrow q'\bar{q}'$	$\frac{4}{9} \frac{\beta^2 + \alpha^2}{\beta^2}$	$q\bar{q} \rightarrow q\bar{q}$	$\frac{4}{9} \left(\frac{\beta^2 + \alpha^2}{\beta^2} + \frac{\beta^2 + \alpha^2}{\beta^2} \right) - \frac{8}{27} \frac{\alpha^2}{\beta\beta}$
$q\bar{q} \rightarrow gg$	$\frac{32}{27} \frac{\beta^2 + \alpha^2}{\beta\alpha} - \frac{8}{3} \frac{\beta^2 + \alpha^2}{\beta^2}$	$gg \rightarrow q\bar{q}$	$\frac{1}{6} \left(\frac{\beta^2 + \alpha^2}{\beta\alpha} - \frac{8}{3} \frac{\beta^2 + \alpha^2}{\beta^2} \right)$
$gg \rightarrow gg$	$\frac{-4}{9} \frac{\beta^2 + \alpha^2}{\beta\alpha} + \frac{\alpha^2 + \beta^2}{\beta^2}$	$gg \rightarrow gg$	$\frac{9}{2} \left(3 - \frac{\beta\alpha}{\beta^2} - \frac{\beta\alpha}{\beta^2} - \frac{\beta\alpha}{\alpha^2} \right)$

Figure 1.3 En haut à gauche : mécanisme de production de deux jets, en haut à droite, ligne par ligne : graphes $qq \rightarrow qq$ (et $\bar{q}\bar{q} \rightarrow \bar{q}\bar{q}$ par renversement du temps), $q\bar{q} \rightarrow q\bar{q}$, $qq \rightarrow qq$ (et $\bar{q}\bar{q} \rightarrow \bar{q}\bar{q}$ par renversement du temps), $gg \rightarrow q\bar{q}$ (et $q\bar{q} \rightarrow gg$ par renversement du temps), $gg \rightarrow gg$, en bas : éléments de matrice à l'ordre $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$ [8].

$G(x)$, $Q(x)$ et $\bar{Q}(x)$ sont respectivement les fonctions de structure de gluon, quark et antiquark du proton. En écrivant

$$\frac{d^3\sigma}{dx_1 dx_2 d\cos\hat{\theta}} = \frac{F(x_1)F(x_2)}{x_1 x_2} \frac{d\hat{\sigma}}{d\cos\hat{\theta}} \equiv \frac{S(x_1, x_2)}{x_1 x_2} \frac{d\hat{\sigma}}{d\cos\hat{\theta}}, \quad (1.9)$$

et moyennant une hypothèse de factorisation que l'on peut vérifier en mesurant la non-dépendance en fonction de x_1 du rapport $\frac{S(x_1, x_2)}{S(x_1, x_2 + \Delta x_2)}$, il est possible d'extraire $F(x)$ et de mettre en évidence l'existence des gluons [12, 10]. Une autre variable intéressante est

$$\chi \equiv \frac{1 + \cos\hat{\theta}}{1 - \cos\hat{\theta}}, \quad (1.10)$$

car

$$d\chi = \frac{2}{(1 - \cos\hat{\theta})^2} d\cos\hat{\theta}, \quad (1.11)$$

et

$$\frac{d\hat{\sigma}}{d\chi} = \frac{(1 - \cos\hat{\theta})^2}{2} \frac{d\hat{\sigma}}{d\cos\hat{\theta}}, \quad (1.12)$$

qui ne présente pas les grandes variations de $\frac{d\hat{\sigma}}{d\cos\hat{\theta}}$ dans 1.7 dues au pôle de Rutherford. La distribution théorique s'accorde de façon plus satisfaisante avec les données si l'on introduit les effets de QCD et de la violation de l'invariance d'échelle (figure 1.5). De plus, $\frac{d\sigma}{d\chi}$ permet de tester l'existence de sous-structures de quarks qui se manifesteraient par une remontée au voisinage de $\chi = 1$ [14],

- la distribution $\frac{d\sigma}{dm_{12}}$ de masse invariante à deux jets, à angle $\hat{\theta}$ donné, a une forme fixée par la dépendance en x des distributions de partons que l'on peut ainsi tester [7]. D'autre part, l'expérience UA2 a observé [15] un excès de l'ordre de 3% dans la région $70 \text{ GeV}/c^2 < m_{12} < 100 \text{ GeV}/c^2$ qui correspond aux désintégrations hadroniques des bosons W et Z. La contribution plus importante des gluons masque l'effet à l'énergie du Tevatron [16], mais ce principe de spectroscopie de masse peut être utile pour la détection et la mesure du taux de production de nouvelles particules se désintégrant en deux jets. Pour de très hautes masses m_{12} , une déviation des mesures par rapport aux calculs de QCD pourrait signaler des sous-structures de quark ou de gluon [17],
- la section efficace inclusive de production de jet $\frac{d^2\sigma}{d\eta dp_t}$, obtenue en intégrant 1.5 sur la rapidité de l'un des partons, montre un accord avec QCD sur plusieurs ordres de grandeur (figure 1.6), qui peut être mis à profit pour exclure certaines paramétrisations de fonctions de structure. La distribution $\frac{d^2\sigma}{d\eta dp_t}$ est, comme $\frac{d\sigma}{dm_{12}}$, une fenêtre ouverte sur des objets inconnus ou sur des sous-structures de quark ou de gluon,
- la forme de l'événement et l'aspect final des jets sont en principe gouvernés par QCD. En pratique, on doit se contenter de simulations, en particulier pour la description de

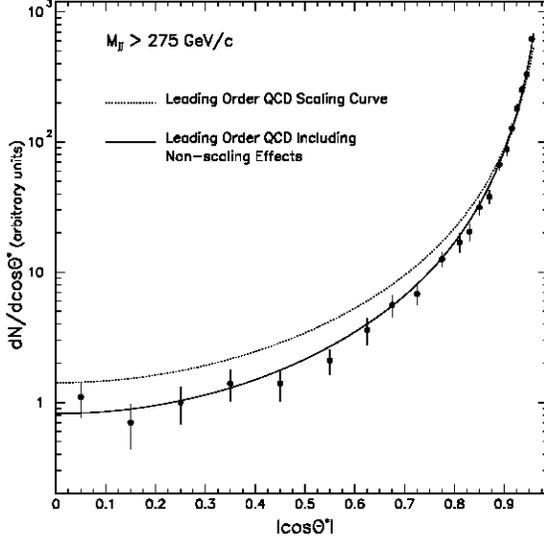


Figure 1.4 Distribution $\frac{d\sigma}{d\cos\theta^*}$ mesurée à $D\bar{D}$ (données préliminaires [13]), comparée aux prévisions de QCD à l'ordre dominant sans (pointillés) et avec (trait plein) violation de l'invariance d'échelle.

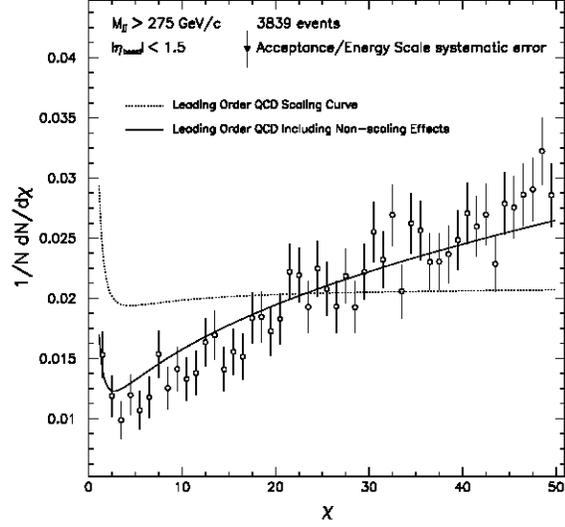


Figure 1.5 Distribution $\frac{d\hat{\sigma}}{d\chi}$ mesurée à $D\bar{D}$ (données préliminaires [13]), comparée aux prévisions de QCD à l'ordre dominant sans (pointillés) et avec (trait plein) violation de l'invariance d'échelle.

l'hadronisation des quarks et des gluons. Une approche possible, introduite par Ellis et Webber [19], utilise une quantité mesurable Q_t , calculable par QCD, insensible aux effets d'hadronisation et au choix de la paramétrisation des distributions de partons. On détermine pour cela la poussée $\vec{\eta}_t$ d'un jet en calculant T_t défini par

$$T_t \equiv \max \sum_k \frac{|\vec{E}_t^k \cdot \vec{\eta}_t|}{E_t} \quad (1.13)$$

où \vec{E}_t^k est l'impulsion transverse de la cellule k du calorimètre et E_t l'énergie totale transverse dans l'événement. Q_t vaut alors

$$Q_t \equiv \sum_k |\vec{E}_t^k \times \vec{\eta}_t| \quad (1.14)$$

c'est à dire la somme de l'énergie perpendiculaire au jet. A l'ordre dominant de QCD, Q_t est nul car on ne considère que les processus $2 \rightarrow 2$. A l'ordre suivant, Q_t prend des valeurs non nulles et devient sensible à l'influence du quadri-transfert d'impulsion Q sur α_s et sur les distributions de partons, indépendamment du choix de celles-ci [20].

1.1.2.2 Les multijets.

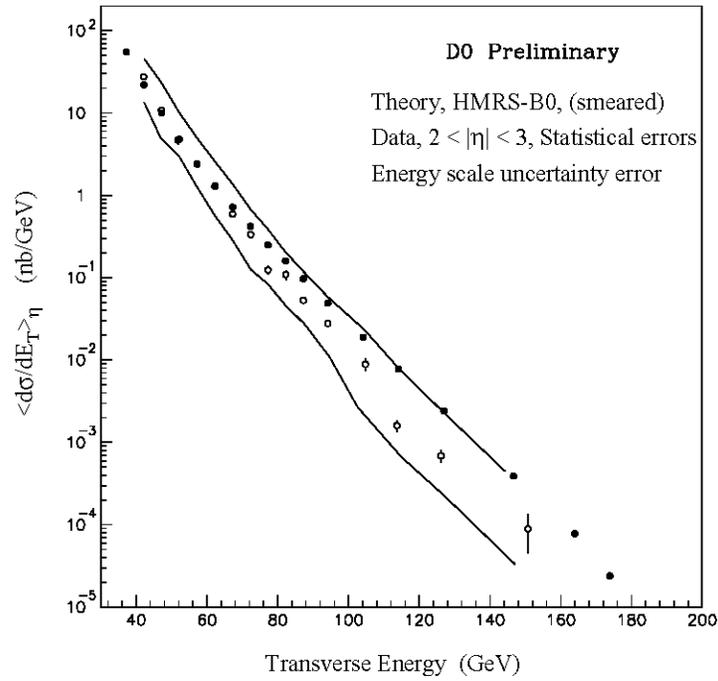
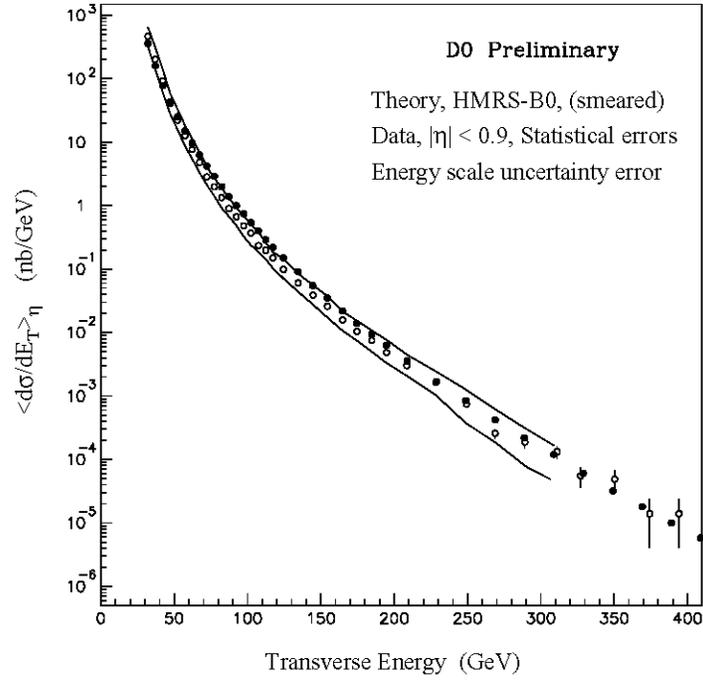


Figure 1.6 Section efficace inclusive de production de jet mesurée à DØ (données préliminaires [18]). Les données (ronds blancs), au centre d'une bande (traits pleins) représentant l'incertitude sur l'échelle d'énergie, sont comparées aux prévisions de QCD (ronds noirs).

L'étude de la production de multijets est un test de QCD. De plus, la maîtrise des bruits de fond des réactions rares au Tevatron, et dans le futur au LHC, motive l'étude de la production de plus de deux jets (figure 1.7). Le rapport des taux de production

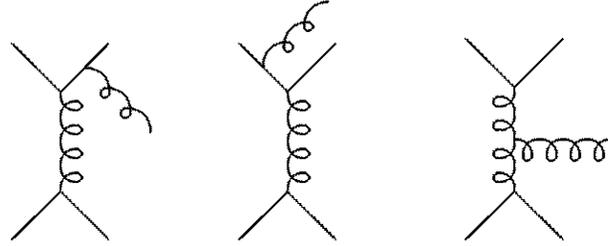


Figure 1.7 Exemples de processus donnant naissance à trois jets dans l'état final.

$\frac{\text{nombre d'événements à 3 jets}}{\text{nombre d'événements à 2 jets}}$ est une fonction de α_s et des coupures d'identification des jets et évolue avec le quadri-transfert d'impulsion Q . Le comptage expérimental [21, 22] des événements à 3 jets doit prendre en compte les inefficacités dues à la superposition spatiale de deux des trois jets, à la contamination par l'événement sous-jacent ou aux fluctuations de la fragmentation des partons. La description du processus particulier $1, 2 \rightarrow 3, 4, 5$ à trois partons finals (sans masse), pour une énergie donnée dans le référentiel de leur centre de masse, nécessite cinq variables indépendantes :

- x_3, x_4, x_5 qui mesurent le partage relatif de l'énergie entre les partons finals, avec la normalisation $x_3 + x_4 + x_5 = 2$ et l'ordre $x_3 > x_4 > x_5$,
- $\hat{\theta}_3$ l'angle entre le parton 3 et le faisceau,
- ψ l'angle entre les plans (parton 4, parton 5) et (parton 3, faisceau),
- ϕ l'azimut du parton 3 (le problème ayant la symétrie de révolution autour du faisceau, on intègre sur ϕ).

et la section efficace différentielle du processus est alors [7]

$$\frac{d^4\hat{\sigma}}{dx_3 dx_4 d\cos\hat{\theta}_3 d\psi} = \frac{1}{1024\pi^4} \sum |\bar{M}|^2 \quad (1.15)$$

où les $|\bar{M}|^2$ sont les éléments de matrice connus à l'ordre dominant [23, 24, 25].

Expérimentalement, on élimine l'influence des gluons mous en demandant que le jet principal porte moins de la moitié de l'énergie disponible ($x_3 < 0.9$), on sélectionne par des coupures angulaires les événements où les trois jets sont clairement identifiés et séparés et l'on demande que la masse invariante à trois jets dépasse une valeur assez élevée ($m_{jjj} > 250 \text{ GeV}/c^2$). L'analyse des résultats s'accorde avec les prévisions de QCD perturbative (figure 1.8) [9]. A partir de quatre jets dans l'état final, il y a lieu de

distinguer les interactions avec radiation de gluons multiples de celles où deux paires de partons interagissent. On s'attend à ce que les premières présentent une cinématique où les jets secondaires sont émis à petit angle par rapport aux jets dominants, tandis que les secondes se caractérisent par deux paires de jets sans corrélation angulaire entre les paires.

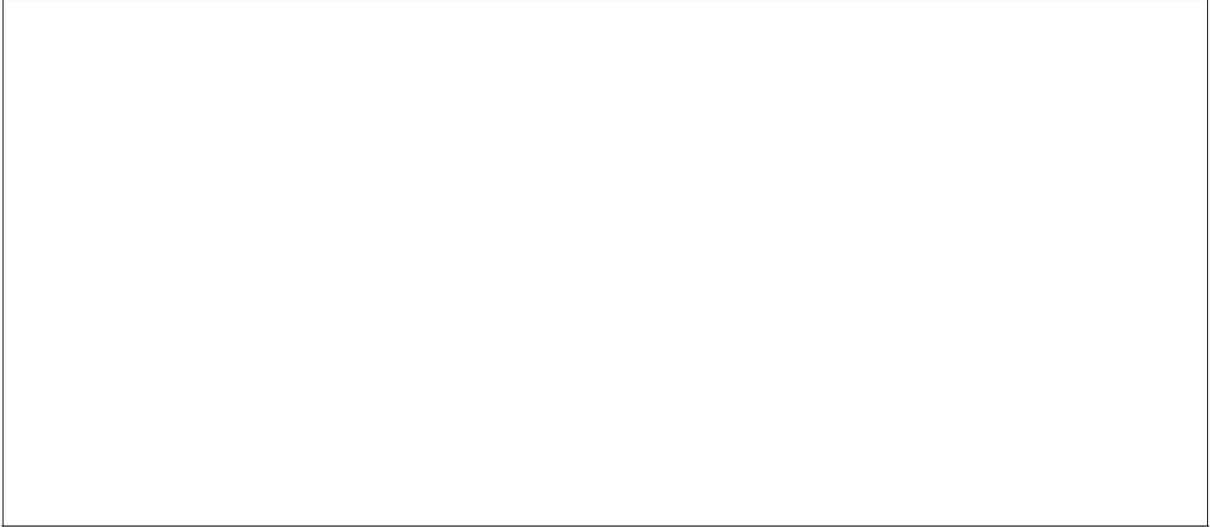


Figure 1.8 Distributions de x_3 et x_4 pour des événements à trois jets (histogrammes=données, ligne=calcul d'espace de phase, triangles=prédiction QCD).

1.1.3 La fragmentation.

L'hadronisation des quarks et des gluons qui émergent après une interaction proton-antiproton relève en principe de QCD mais comporte des phénomènes non perturbatifs à petits quadri-transfert d'impulsion. On doit donc se contenter d'une description phénoménologique à travers la fonction de fragmentation

$$D(z) = \frac{1}{N_{\text{jets}}} \frac{dN_{\text{chargés}}}{dz} \quad (1.16)$$

pour laquelle

- z est la variable de fragmentation définie par $z = \frac{p_{\parallel}}{|\vec{p}_{\text{jet}}|}$ où p_{\parallel} est la composante du hadron le long de la direction du jet d'impulsion \vec{p}_{jet} ,
- $N_{\text{chargés}}$ est le nombre de particules chargées dans le jet,

- $\frac{1}{N_{\text{jets}}}$ est un facteur de normalisation.

Cette fonction, indépendante du quadri-transfert d'impulsion Q de l'interaction dans le modèle naïf des partons, présente selon QCD une décroissance logarithmique quand Q^2 augmente [26, 27], plus rapide pour les quarks que pour les gluons [28, 29, 30]. Enfin, on s'attend à ce que le rapport du nombre de jets de gluons sur le nombre de jets de quarks diminue lentement à partir d'environ 3 pour une impulsion transverse de 50 GeV/c [17]. La mesure expérimentale de $D(z)$ et de son évolution avec Q^2 (figure 1.9) s'appuie

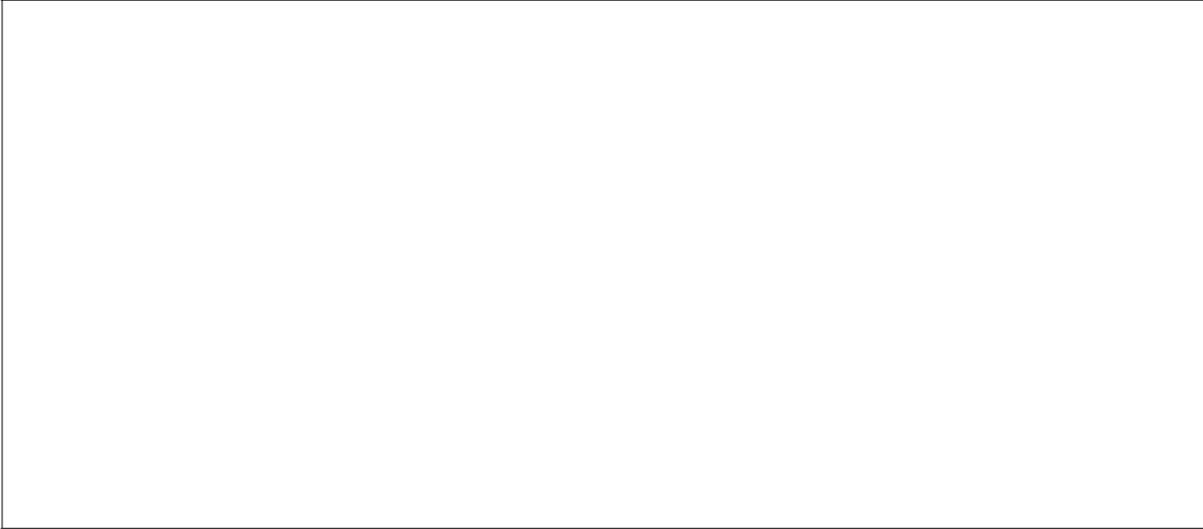


Figure 1.9 Fonction de fragmentation $D(z)$ et évolution avec Q^2 [31].

sur le comptage des traces chargées associées à chaque jet, après élimination des traces provenant d'autres sources que le jet lui-même, comme l'événement sous-jacent. L'étude de la fragmentation permet enfin d'améliorer la simulation de l'hadronisation des générateurs Monte-Carlo.

1.1.4 Les photons directs.

La production de photon direct $\bar{p}p \rightarrow \gamma X$, dont les deux principaux graphes sont donnés par la figure 1.10 présente plusieurs avantages. Le diagramme dominant $qg \rightarrow \gamma q$ est précisément celui qui permet de tester la distribution de gluon à petite fraction d'impulsion x . Les résolutions expérimentales en énergie et position sont bien meilleures pour un objet simple et non sujet à la fragmentation comme le photon, que pour un objet composite comme un jet. Enfin, la présence d'un vertex électromagnétique, de constante de couplage α parfaitement connue, facilite les calculs d'ordre élevé [32, 33, 34, 35].

Cependant, la section efficace de production de photon direct (figure 1.11) est dominée

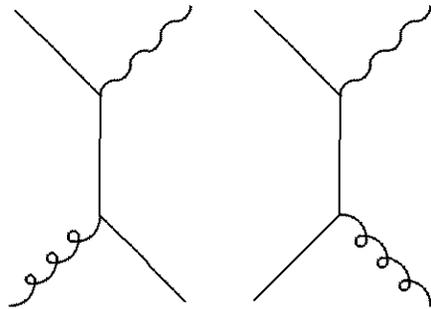


Figure 1.10 Graphes dominants du processus $\bar{p}p \rightarrow \gamma X$.

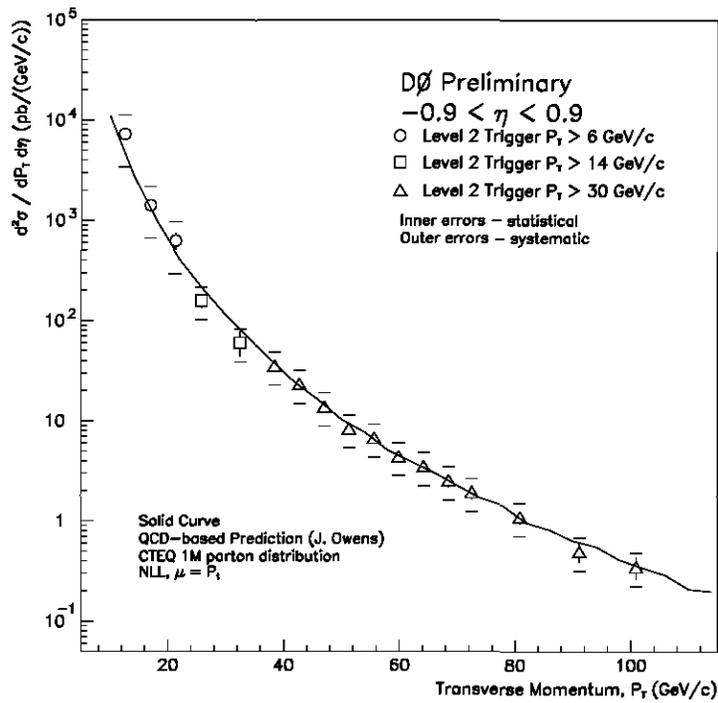


Figure 1.11 Section efficace $\frac{d\sigma}{dp_T d\eta}$ de production de photon direct mesurée à D0 (données préliminaires [18]), comparée aux prévisions de QCD.

largement par celle de production inclusive d'un jet, et le bremsstrahlung des partons initiaux ou finals de toute réaction proton-antiproton constitue un important bruit de fond. On doit également séparer les véritables photons directs des photons multiples issus de désintégrations de π^0 ou η^0 en calculant

$$\rho = f\epsilon_\gamma + (1 - f)\epsilon_\pi \quad (1.17)$$

où

- ρ est la fraction de conversions, mesurable par exemple en étudiant le profil de la gerbe électromagnétique,
- f est la fraction de véritables photons directs dans l'échantillon,
- ϵ_γ est la probabilité de conversion pour un photon, calculable par Monte Carlo,
- ϵ_π est la probabilité de conversion pour un π^0 ou η^0 , calculable à partir de ϵ_γ .

La courbe décrivant la section efficace invariante $E \frac{d\sigma}{d^3p}$ en fonction de la pseudo-rapacité du photon direct est particulièrement sensible à la distribution de gluon $G(x)$ [20] et permet d'ajuster sur les données expérimentales la paramétrisation de

$$xG(x) = x^{-\epsilon}(1 - x)^b \quad (1.18)$$

avec une précision comparable à celle prévue avec le collisionneur electron-proton HERA [36].

1.2 Physique électrofaible.

Dix ans après la découverte des bosons intermédiaires vectoriels par les expériences UA1 et UA2 avec la machine proton-antiproton Sp̄pS du CERN, c'est au tour de DØ et de CDF d'apporter leur contribution à la physique électrofaible et de compléter les mesures de précision du LEP en mode électron-positron. Avec les collisionneurs hadroniques, la production abondante de jets interdit en pratique l'étude des désintégrations des bosons W et Z en quarks⁸ et l'analyse repose donc sur l'identification et la mesure des électrons, muons, neutrinos et des jets additionnels. Les modes tauniques sont particulièrement difficiles. Il est impossible en particulier de distinguer expérimentalement la réaction $W \rightarrow \tau\nu_\tau \rightarrow e\nu_e\nu_\tau\nu_\tau$ de $W \rightarrow e\nu_e$ et l'on doit donc, malgré l'énorme bruit de fond QCD, étudier les désintégrations hadroniques en utilisant les propriétés d'étroitesse et de faible multiplicité des jets tauniques. Une seconde difficulté rencontrée avec les détecteurs sans champ magnétique est l'incertitude sur la calibration absolue en énergie du détecteur. On peut la contourner en utilisant la masse du boson Z mesurée au LEP

⁸Voir cependant le chapitre 1.1.2.1.

comme point de référence, à condition toutefois que le nombre d'événements Z accumulés soit suffisamment important pour ne pas introduire d'erreurs systématiques rédhibitoires. Ces inconvénients sont contrebalancés au Tevatron par l'important volume de données produites et à venir. Par exemple, avec une luminosité intégrée de $\int \mathcal{L} dt = 100 \text{ pb}^{-1}$ qui devrait être atteinte vers 1996, on estime que chaque expérience pourra mesurer la masse du boson W à 100 MeV près, à un moment où, en principe, la masse du quark top devrait être connue, permettant ainsi des tests approfondis du modèle standard. Il faut enfin noter que le LHC ne sera sans doute pas une machine bien adaptée à la physique des bosons Z et W . En effet, lorsque l'énergie disponible \sqrt{s} augmente, la section efficace de production de jets augmente beaucoup plus vite que celle de production des bosons Z et W , qui sont de surcroît de moins en moins centraux.

1.2.1 Sections efficaces et rapports de branchement.

Le produit σ_V^l de la section efficace de production $\sigma(p\bar{p} \rightarrow VX)$ du boson vectoriel V ($V \in [W, Z]$) par le rapport de branchement $B(V \rightarrow l\nu_l)$ en lepton l ($l \in [e, \mu]$) a été calculé à l'ordre $\mathcal{O}(\alpha_s^3)$ [37] et se mesure par (figure 1.12)

$$\sigma_V^l \equiv \sigma(p\bar{p} \rightarrow VX)B(V \rightarrow l\nu_l) = \frac{N_{observe} - N_{fond}}{\eta\epsilon \int \mathcal{L} dt} \quad (1.19)$$

où

- $N_{observe}$ et N_{fond} sont les nombres d'événements observés et attribués au bruit de fond (QCD, τ , etc.),
- η est l'acceptance géométrique du détecteur et des coupures cinématiques,
- ϵ est l'efficacité globale du trigger, du filtrage, de l'algorithme d'identification, de la reconstruction, etc.,
- $\int \mathcal{L} dt$ est la luminosité intégrée utilisée pour accumuler les $N_{observe}$ événements.

Une incertitude sur le terme de luminosité, d'environ 15% à Fermilab, domine les erreurs systématiques de 1.19 si bien que l'on préfère travailler avec le rapport

$$R_\sigma^l \equiv \frac{\sigma_W^l}{\sigma_Z^l} = \frac{\sigma(p\bar{p} \rightarrow WX) \Gamma_W^l \Gamma_Z}{\sigma(p\bar{p} \rightarrow ZX) \Gamma_Z^l \Gamma_W} \quad (1.20)$$

où l'erreur sur $\int \mathcal{L} dt$ disparaît complètement ainsi que largement celle sur $\epsilon\eta$, et où l'on connaît théoriquement le rapport $\frac{\sigma(p\bar{p} \rightarrow WX)}{\sigma(p\bar{p} \rightarrow ZX)}$ [39, 40]. L'erreur théorique provient principalement des fonctions de structure dans $\frac{\sigma(p\bar{p} \rightarrow WX)}{\sigma(p\bar{p} \rightarrow ZX)}$ et secondairement des masses des bosons. Mesurant R_σ^l , on peut soit utiliser les résultats du LEP pour les largeurs totale Γ_Z et leptonique Γ_Z^l et extraire le rapport $\frac{\Gamma_W^l \Gamma_Z}{\Gamma_Z^l \Gamma_W}$, soit utiliser le calcul de $\frac{\Gamma_W^l \Gamma_Z}{\Gamma_Z^l \Gamma_W}$ dans le cadre

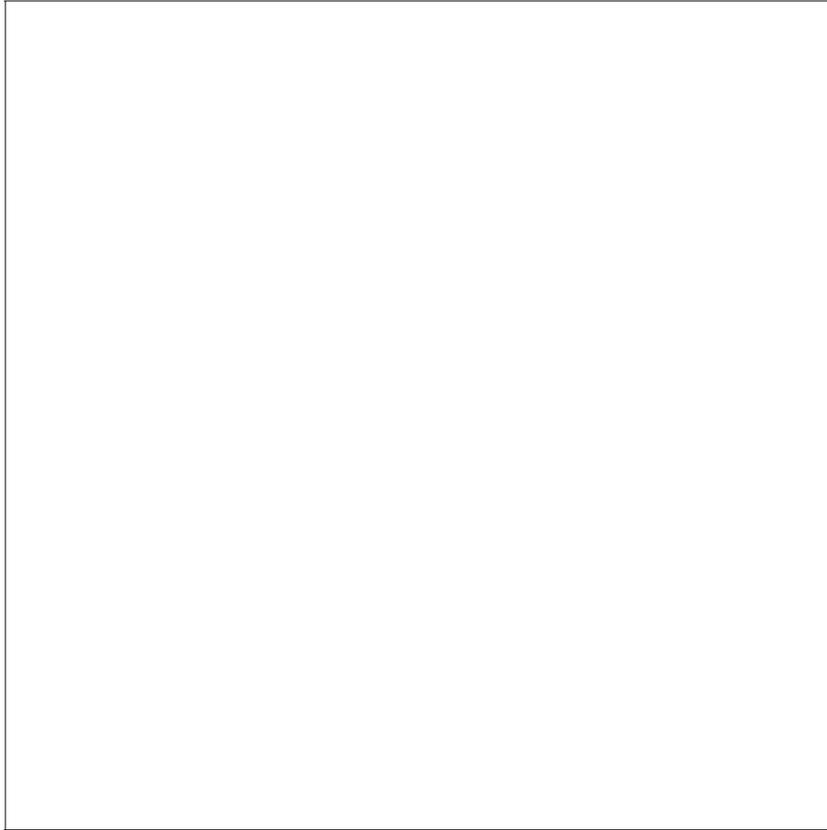


Figure 1.12 Section efficace de production hadronique des bosons W et Z se désintégrant en lepton (données DØ préliminaires [38]).

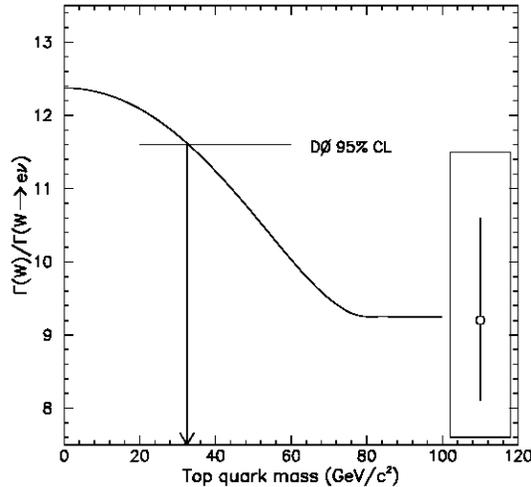


Figure 1.13 Largeur Γ_W du boson W en fonction de la masse du quark top (données DØ préliminaires [42]).

du modèle standard [41] et extraire Γ_W . La première approche a pour avantages de ne pas introduire de biais théorique supplémentaire et d'être sensible à d'éventuels nouveaux modes de désintégration du boson W ou à des différences de couplage parmi les états finals. Le tableau 1.1 montre, pour les trois scénarios $\int \mathcal{L} dt = 5, 100, 1000 \text{ pb}^{-1}$ la précision attendue sur R_σ^l ; jusqu'à de très hautes luminosités intégrées, l'incertitude expérimentale dominante est due au nombre d'événements Z. La figure 1.13 illustre la dépendance de largeur du boson W en fonction de la masse du quark top m_t qui permet de limiter inférieurement m_t sans faire d'hypothèses sur les modes de désintégration du quark top.

	$\int \mathcal{L} dt = 5 \text{ pb}^{-1}$	$\int \mathcal{L} dt = 100 \text{ pb}^{-1}$	$\int \mathcal{L} dt = 1000 \text{ pb}^{-1}$
nombre de Z	300	6000	60000
	6.0%	1.3%	0.4%
bruit de fond pour le W	0.5%	0.5%	0.5%
bruit de fond pour le Z	1 à 3%	1.0%	0.5%
efficacité	3.0%	1.0%	$\leq 0.5\%$
acceptance	2.0%	1.0%	0.5%
paramètres du modèle standard	0.5%	$\leq 0.5\%$	$\leq 0.5\%$
total	8.0%	2.3%	1.2%

Tableau 1.1 Incertitudes sur la mesure de R_σ^l .

1.2.2 Spectre d'impulsion transverse.

La motivation de l'étude du spectre $\frac{d\sigma}{dp_t}$ d'impulsion transverse p_t du boson W, c'est à dire de l'étude de la réaction $W \rightarrow l\nu_l + \text{jets}$, est triple :

- elle permet de tester les prévisions théoriques de QCD qui décrit le phénomène par la présence ou la radiation d'un ou plusieurs gluons parmi les partons initiaux (figure 1.16). Les grandes valeurs de p_t se manifestent par la présence de jets dans l'état final, avec un spectre calculable à l'ordre $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$ par les techniques perturbatives. Les petites valeurs de p_t résultent de la radiation de gluons mous pour lesquels les calculs perturbatifs doivent être abandonnés au profit des techniques de resommation. Arnold et Kauffman [43] ont proposé un calcul qui réunit les deux extrémités du spectre,
- le comptage des jets associés à la production d'un boson W donne une mesure de α_s à l'échelle $Q^2 = m_W^2$, en calculant le rapport $R_{\frac{1j}{0j}}$

$$R_{\frac{1j}{0j}} \equiv \frac{\text{nombre d'événements W} + 1 \text{ jet}}{\text{nombre d'événements W} + 0 \text{ jet}} \quad (1.21)$$

et en utilisant le résultat théorique à l'ordre $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$ [44, 45] (figure 1.14). Par ailleurs, l'étude des événements W + n jets est justifiée par la physique du quark top dont ils constituent l'un des bruits de fond les plus importants,

- sa maîtrise est indispensable pour la mesure de la masse du boson W.

La mesure de l'impulsion transverse est plus facile pour le boson Z (figure 1.15)

$$\vec{p}_t^Z = \vec{p}_t^{l^+} + \vec{p}_t^{l^-} \simeq -\vec{p}_t^{\text{hadrons}} \quad (1.22)$$

où $\vec{p}_t^{l^+}$, $\vec{p}_t^{l^-}$, $\vec{p}_t^{\text{hadrons}}$ sont mesurés simultanément, que pour le boson W

$$\vec{p}_t^W = \vec{p}_t^l + \vec{p}_t^{\nu_l} \simeq -\vec{p}_t^{\text{hadrons}} \quad (1.23)$$

où $\vec{p}_t^{\nu_l}$ n'est connu qu'indirectement à partir des mesures de \vec{p}_t^l et de $\vec{p}_t^{\text{hadrons}}$ et qui demande donc une meilleure compréhension du calorimètre.

1.2.3 Universalité.

Les mesures antérieures des rapports des constantes de couplage leptonique pour le courant neutre

$$\frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow Z)B(Z \rightarrow l_i^+l_i^-)}{\sigma(e^+e^- \rightarrow Z)B(Z \rightarrow l_j^+l_j^-)} = \left(\frac{k_i}{k_j}\right)^2 \text{ avec } i, j \in [e, \mu, \tau] \quad (1.24)$$

et pour le courant chargé

$$\frac{\sigma(p\bar{p} \rightarrow WX)B(W \rightarrow l_i\nu_i)}{\sigma(p\bar{p} \rightarrow WX)B(W \rightarrow l_j\nu_j)} = \left(\frac{g_i}{g_j}\right)^2 \text{ avec } i, j \in [e, \mu, \tau] \quad (1.25)$$

doivent être complétées par DØ et CDF à l'échelle $Q^2 = m_W^2$ et confrontées à l'hypothèse d'universalité qui dicte

$$\frac{g_i}{g_j} = \frac{k_i}{k_j} = 1 \text{ pour toute combinaison } i, j \in [e, \mu, \tau] \quad (1.26)$$

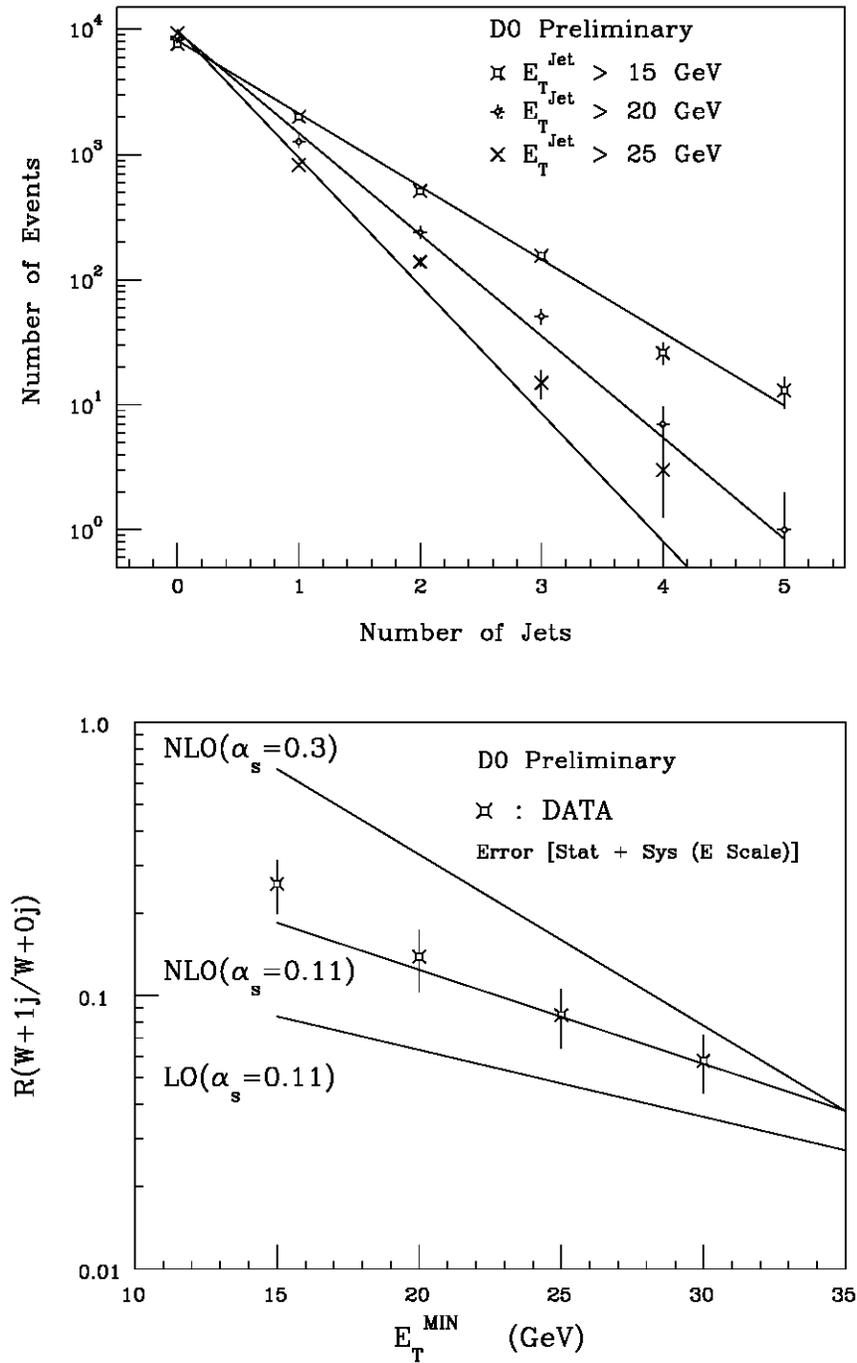


Figure 1.14 *En haut* : distribution du nombre de jets associés à la production d'un boson W , *en bas* : $R_{\frac{1j}{0j}}$ en fonction de l'énergie minimale de jet, comparé aux prévisions de QCD à l'ordre dominant et à l'ordre suivant (données DØ préliminaires [18]).

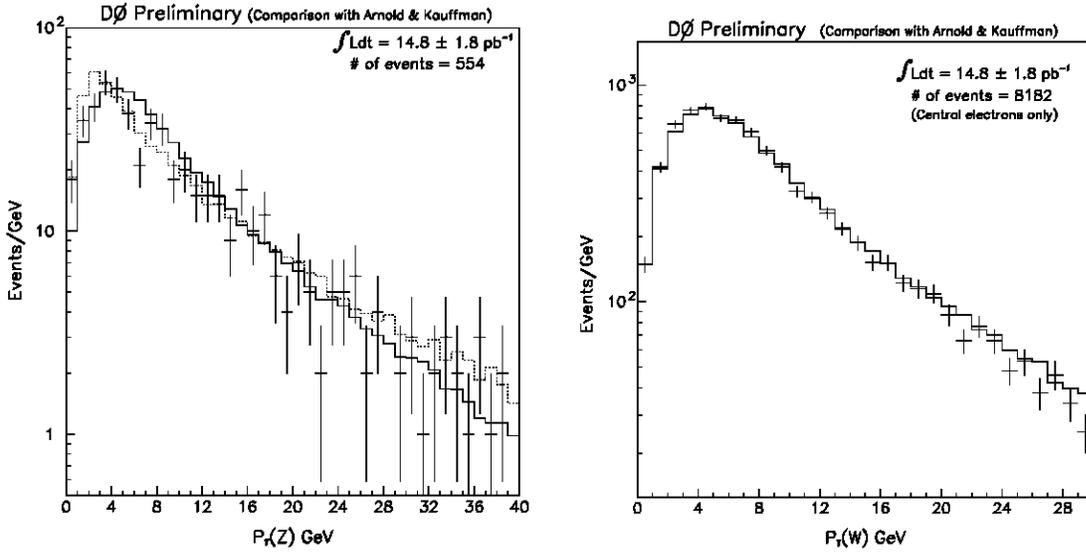


Figure 1.15 Impulsions transverses des bosons Z et W mesurées à DØ (données DØ préliminaires [42]).

ordre	processus
α_s^0	$q\bar{q} \rightarrow V$
α_s^1	$q\bar{q} \rightarrow V$
α_s^1	$q\bar{q} \rightarrow Vg$
α_s^1	$q(\bar{q})g \rightarrow Vq(\bar{q})$
α_s^2	$q\bar{q} \rightarrow V$
α_s^2	$q\bar{q} \rightarrow Vg$
α_s^2	$q\bar{q} \rightarrow Vgg$
α_s^2	$q(\bar{q})g \rightarrow Vq(\bar{q})$
α_s^2	$q(\bar{q})g \rightarrow Vq(\bar{q})g$
α_s^2	$q\bar{q} \rightarrow Vq\bar{q}$
α_s^2	$q(\bar{q})q(\bar{q}) \rightarrow Vq(\bar{q})q(\bar{q})$
α_s^2	$gg \rightarrow Vq\bar{q}$

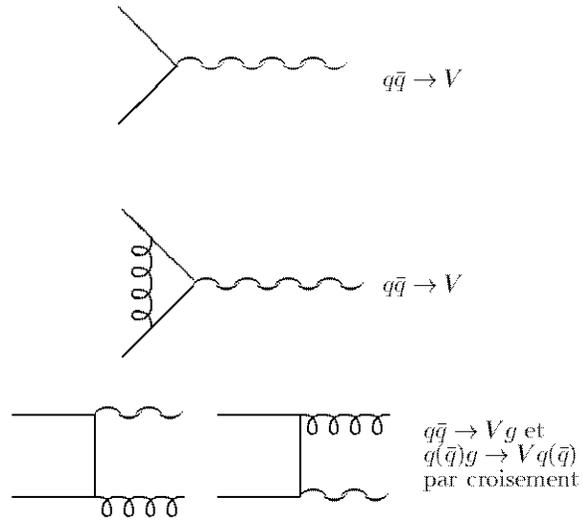


Figure 1.16 A gauche : sous-processus jusqu'à l'ordre $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$ de création de boson vectoriel, à droite : graphes aux ordres $\mathcal{O}(\alpha_s^0)$ et $\mathcal{O}(\alpha_s^1)$.

1.2.4 Masses des bosons vectoriels.

La mesure de la masse m_Z du boson Z avec un collisionneur hadronique n'est pas destinée à rivaliser avec celle obtenue à la résonance au LEP, mais sert de référence en énergie pour la calibration des calorimètres. Elle s'obtient, ainsi que la largeur Γ_Z , à partir de la masse invariante m_{ee} (figure 1.17) de la paire d'électrons issus du boson Z, en maximisant la fonction de vraisemblance pour les N_Z événements Z observés

$$\mathcal{L}_Z = \prod_{i=1}^{N_Z} p_i(m_Z, \Gamma_Z, m_{ee}) \quad (1.27)$$

La densité de probabilité

$$p(m_Z, \Gamma_Z, m_{ee}) = \alpha \left(\int dm' \frac{m' e^{-\beta m'}}{(m'^2 - m_Z^2)^2 + \frac{m'^4 \Gamma_Z^2}{m_Z^2}} e^{-\frac{(m_{ee} - m')^2}{2\sigma^2}} \right) + (1 - \alpha) B(m_{ee}) \quad (1.28)$$

combine une fonction de Breit-Wigner relativiste, un terme exponentiel représentant la luminosité de parton (le facteur β est ajusté par simulation Monte Carlo) et la résolution σ du détecteur. Le terme $B(m_{ee})$ décrit la contribution du bruit de fond, pondérée par le facteur de normalisation $1 - \alpha$.

La mesure de la masse du boson W est certainement l'un des sujets les plus importants et les plus spécifiques abordables au Tevatron. Sa difficulté réside dans la présence d'un neutrino indétectable dans les produits de désintégration du boson W. On ne dispose indirectement que de sa composante transverse \vec{p}_t^ν à partir du bilan

$$\vec{p}_t^l + \vec{p}_t^\nu + \vec{p}_t^{hadrons} = \vec{p}_t^l + \vec{p}_t^\nu + \sum_{i \neq \text{cellules lepton}} \vec{E}_{t_i} = \vec{0} \quad (1.29)$$

où la somme porte sur les cellules i du calorimètre non touchées par le lepton. On peut extraire la masse du boson W de chacune des distributions $\frac{d\sigma}{d\vec{p}_t^{l^2}}$, $\frac{d\sigma}{d\vec{p}_t^{\nu^2}}$, mais on préfère utiliser pour sa moindre sensibilité à l'impulsion transverse du boson W, la distribution de masse transverse $\frac{d\sigma}{dm_\perp^2}$ avec

$$m_\perp \equiv \sqrt{2|\vec{p}_t^l||\vec{p}_t^\nu| - 2\vec{p}_t^l \cdot \vec{p}_t^\nu} = \sqrt{2E_t^l E_t^\nu (1 - \cos \phi_{l\nu})} \quad (1.30)$$

où E_t^l, E_t^ν sont les énergies transverses du lepton et de son neutrino et $\phi_{l\nu}$ leur différence d'azimuth. Au niveau partonique, la distribution présente une singularité⁹ pour $m_\perp = \frac{1}{2}\sqrt{\hat{s}}$

$$\frac{d\hat{\sigma}(\bar{q}q' \rightarrow W^+ \rightarrow l^+\nu)}{dm_\perp^2} = 3 \frac{\hat{\sigma}(\bar{q}q' \rightarrow W^+ \rightarrow l^+\nu)}{\hat{s}} \frac{2 - m_\perp^2/\hat{s}}{\sqrt{1 - m_\perp^2/\hat{s}}}, \quad (1.31)$$

qui s'émousse en un large pic asymétrique (figure 1.18) quand sont pris en compte les effets de l'intégration sur \hat{s} (Breit-Wigner), des corrections QCD d'ordre supérieur qui donnent de l'impulsion transverse au boson W et de la résolution du détecteur.

⁹Voir l'annexe B pour les notations et le calcul.

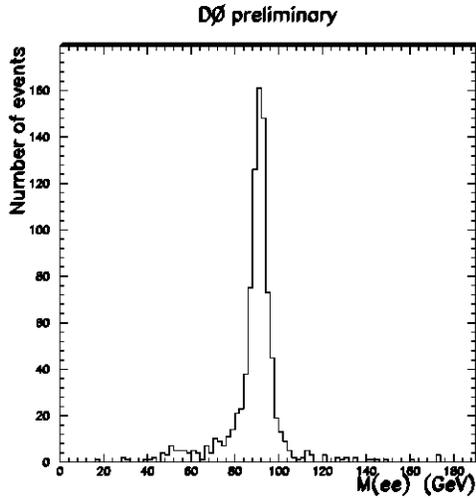


Figure 1.17 Masse invariante des deux électrons issus d'un boson Z (données DØ préliminaires, [42]).

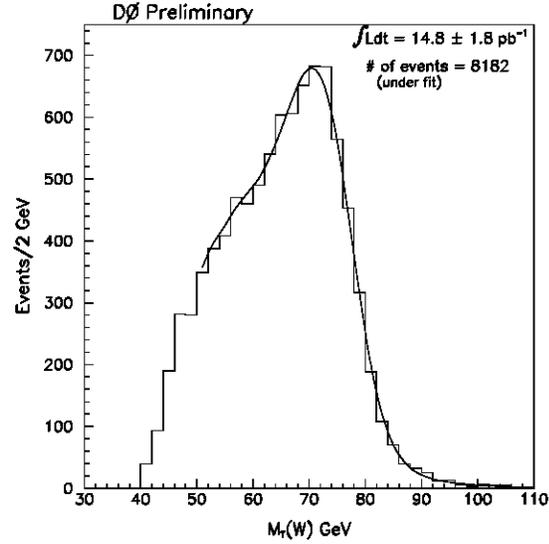


Figure 1.18 Distribution $\frac{d\sigma}{dm_{\perp}^2}$ (données DØ préliminaires [42]).

L'absence de forme analytique décrivant ce pic impose l'utilisation de simulation Monte Carlo dans la procédure de calcul de la masse m_W . L'algorithme de DØ, qui est une variante d'un schéma classique[46, 47], se découpe en trois phases¹⁰:

- pour chaque nœud d'une grille $m_W \times \Gamma_W$, on génère les quadrivecteurs décrivant, au niveau des arbres, un grand nombre d'événements $W \rightarrow e\nu_e$ et $W \rightarrow \tau\nu_{\tau}$. On génère également les impulsions transverse et longitudinale du boson W d'après les spectres calculés par Arnold et Kauffman [43].
- on simule le détecteur par un raccourci qui économise le temps de calcul¹¹, à partir de la connaissance des efficacités et résolutions des calorimètres et du détecteur central. On modélise les effets de l'événement sous-jacent et des interactions multiples en superposant un événement réel à biais minimum.
- par extrapolation à partir des nœuds de la grille $m_W \times \Gamma_W$, on peut alors calculer pour tout triplet $(m_W, \Gamma_W, m_{\perp})$ la densité de probabilité $p_i(m_W, \Gamma_W, m_{\perp})$. On extrait le

¹⁰On décrit ici la procédure pour le canal $W \rightarrow e\nu_e$. Le schéma serait sensiblement le même pour le canal $W \rightarrow \mu\nu_{\mu}$.

¹¹La simulation complète du détecteur avec le programme GEANT est dans ce cadre superflue et pratiquement impossible: le temps de traitement d'un événement par GEANT (plusieurs dizaines de minutes sur une VAXstation 4000) ne permet pas le traitement des quelques 10^6 événements par nœud de la grille $m_W \times \Gamma_W$.

couple à mesurer m_W, Γ_W en maximisant la fonction de vraisemblance

$$\mathcal{L}_W = \prod_{i=1}^{N_W} p_i(m_W, \Gamma_W, m_\perp) \quad (1.32)$$

pour les N_W événements W réellement observés.

Le tableau 1.2 montre, pour les trois scénarios $\int \mathcal{L} dt = 5, 100, 1000 \text{ pb}^{-1}$ les précisions attendues sur m_W [20]. Les facteurs calorimétriques (échelle d'énergie et résolution) dominent même pour de très hautes luminosités. En particulier l'impulsion transverse du neutrino \vec{p}_t^ν accumule les incertitudes par sommation dans l'équation 1.29. Pour limiter cet effet, on préfère exclure de l'analyse les événements qui présentent trop d'activité hadronique, soit par une coupure sur l'impulsion transverse du W $|\vec{p}_t^W| < p_{max}$, soit par une coupure sur l'énergie du jet dominant $E_{\text{jet dominant}}^t < E_{max}^t$.

	$\int \mathcal{L} dt = 5 \text{ pb}^{-1}$	$\int \mathcal{L} dt = 100 \text{ pb}^{-1}$	$\int \mathcal{L} dt = 1000 \text{ pb}^{-1}$
nombre de W	180	40	15
échelle d'énergie	320	60	20
résolution	165	30	10
fonction de structure	150	50	25 (?)
bruit de fond	80	40	20 (?)
total	440 MeV	100 MeV	45 MeV (?)

Tableau 1.2 Incertitudes sur la mesure de m_W .

1.2.5 Distribution angulaire.

La pure structure V-A du courant chargé se traduit par une asymétrie de charge¹²

$$\frac{d\hat{\sigma}(\bar{q}q' \rightarrow W^\pm \rightarrow l^\pm \nu_l)}{d \cos \hat{\theta}} = \frac{3}{8} \hat{\sigma}(\bar{q}q' \rightarrow W^\pm \rightarrow l^\pm \nu_l) (1 \pm \cos \hat{\theta})^2, \quad (1.33)$$

où $\hat{\theta}$ est l'angle de diffusion, mesuré dans le référentiel \mathcal{R}_W de repos du boson W, entre l'antiproton incident et le lepton chargé sortant. La distribution au niveau partonique en $(1 + Q \cos \hat{\theta})^2$ où Q est la charge¹³ du lepton, subit quelques distorsions quand on l'observe dans le référentiel du laboratoire :

¹²Voir annexe B.

¹³On ne mesure pas la charge de l'électron à DØ car il n'y a pas de champ magnétique dans la partie centrale du détecteur.

- le boson W acquiert de l'impulsion transverse par les processus QCD. Proton et antiproton ne sont plus colinéaires dans le référentiel \mathcal{R}_W . Par convention[48], la direction de référence est la moyenne des directions du proton et de l'antiproton dans \mathcal{R}_W ,
- la détermination de l'angle $\hat{\theta}$ requiert la connaissance de l'impulsion longitudinale du neutrino p_l^ν . Cette quantité n'étant pas mesurable, on la déduit de la contrainte de masse

$$m_W^2 = (E^l + E^\nu)^2 - (\vec{p}^l + \vec{p}^\nu)^2 \quad (1.34)$$

quadratique en p_l^ν . En cas d'ambiguïté algébrique, on garde par convention la solution de 1.34 qui minimise le bilan d'énergie,

- à l'énergie du Tevatron, le quark incident reste majoritairement issu du proton et l'antiquark de l'antiproton, mais les contributions valence-mer et mer-mer atteignent environ 10% [49].

Pour les machines e^+e^- , la section efficace différentielle du processus $e^+e^- \rightarrow \bar{f}f$ où f est un fermion léger s'écrit [50]

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha^2 N_f}{4s} \left((1 + \cos^2 \theta) G_1(s) + 2 \cos \theta G_2(s) \right) \quad (1.35)$$

où

- θ est maintenant l'angle entre l'électron incident et le fermion sortant,
- N_f vaut 1 pour les leptons et 3 pour les quarks,
- les fonctions G_1 et G_2 sont respectivement

$$G_1(s) = Q_e^2 Q_f^2 + 2Q_e^2 Q_f^2 v_e v_f \mathcal{R}(\chi_0(s)) + (v_e^2 + a_e^2)(v_f^2 + a_f^2) |\chi_0(s)|^2, \quad (1.36)$$

$$G_2(s) = 2Q_e Q_f a_e a_f \mathcal{R}(\chi_0(s)) + 4v_e a_e v_f a_f |\chi_0(s)|^2, \quad (1.37)$$

où $\chi_0(s)$ est le propagateur du boson Z

$$\chi_0(s) = \frac{s}{\sin^2(2\theta_W)(s - m_Z^2 + im_Z\Gamma_Z)}, \quad (1.38)$$

- $v_f = I_3^f - 2Q_f \sin^2 \theta_W$, $a_f = I_3^f$, $v_l = -0.045 \pm 0.006$ et $a_l = -0.502 \pm 0.002$.

Les collisionneurs hadroniques peuvent étudier la réaction *inverse* $\bar{q}q \rightarrow e^+e^-$, à ceci près que les distributions de quark et d'antiquark dans le proton et l'antiproton modifient sensiblement l'effet. Par ailleurs, on doit modifier 1.35 pour tenir compte du fait que le boson Z n'est en général pas au repos dans le référentiel du laboratoire. On peut cependant mesurer la quantité

$$A_{AR} \equiv \frac{\int_0^1 \frac{d\sigma}{d\cos\hat{\theta}} d\cos\hat{\theta} + \int_{-1}^0 \frac{d\sigma}{d\cos\hat{\theta}} d\cos\hat{\theta}}{\int_0^1 \frac{d\sigma}{d\cos\hat{\theta}} d\cos\hat{\theta} - \int_{-1}^0 \frac{d\sigma}{d\cos\hat{\theta}} d\cos\hat{\theta}} \quad (1.39)$$

et en déduire $\sin \theta_W$. On notera que cette méthode est indépendante des masses des bosons W et Z. Le tableau 1.3 montre l'estimation [20] des incertitudes pour les trois scénarios $\int \mathcal{L} dt = 5, 100, 1000 \text{ pb}^{-1}$: l'erreur statistique due au nombre d'événements Z l'emporte jusqu'aux très hautes luminosités [20].

	$\int \mathcal{L} dt = 5 \text{ pb}^{-1}$	$\int \mathcal{L} dt = 100 \text{ pb}^{-1}$	$\int \mathcal{L} dt = 1000 \text{ pb}^{-1}$
nombre de Z	0.0110	0.0024	0.0008
fonction de structure	0.0020	0.0010 (?)	0.0010 (?)
efficacité	≤ 0.0010	négligeable	négligeable
total	0.0110	0.0030 (?)	0.0010 (?)

Tableau 1.3 Incertitudes sur la mesure de $\sin_{eff}^2 \theta_W$.

1.2.6 Nouveaux bosons vectoriels.

Le Tevatron permet la recherche de nouveaux bosons de jauge W' ou Z' . Par exemple, on a montré [20] que la limite d'explorabilité en masse avec une luminosité intégrée de $\int \mathcal{L} dt = 100 \text{ pb}^{-1}$ se situerait vers $500 \text{ GeV}/c^2$ et atteindrait $650 \text{ GeV}/c^2$ pour 1000 pb^{-1} . Pour cela, on suppose que 30 événements $Z' \rightarrow l^+ l^-$ détectés suffisent et que le Z' a les mêmes couplages et donc les mêmes largeurs leptoniques que le Z^0 .

1.2.7 Les paramètres du modèle standard.

L'étude du modèle standard et sa confrontation aux résultats expérimentaux nécessitent la connaissance des paramètres suivants :

- les masses des fermions,
- les constantes de couplage de SU(2) et U(1),
- la valeur moyenne dans le vide du champ de Higgs,
- la constante de couplage du Higgs avec lui même.

Une transformation traditionnelle consiste à passer aux grandeurs équivalentes mais plus physiques que sont

- les masses des fermions, inchangées,
- la constante de Fermi G_F et la masse du Higgs m_H , qui remplacent les paramètres du Higgs,

- la constante de structure fine α et le sinus de l'angle de Weinberg $\sin \theta_W$, qui remplacent les constantes de couplages de SU(2) et U(1).

Les complications surviennent quand on introduit les corrections radiatives, car $\sin \theta_W$ dépend alors de graphes supplémentaires donnant autant de valeurs différentes de $\sin \theta_W$. De plus, ces corrections dépendent des masses des fermions et, en particulier, de la masse inconnue du quark top m_t . Un schéma de renormalisation, dû à Marciano et Sirlin[51], permet de s'affranchir de ces difficultés, en définissant $\sin^2 \theta_W$ comme

$$\sin^2 \theta_W \equiv 1 - \frac{m_W^2}{m_Z^2} \quad (1.40)$$

à tous les ordres, de sorte que les corrections radiatives sont entièrement absorbées par les masses des bosons W et Z :

$$m_W^2 = \frac{A^2}{(1 - \Delta r) \sin^2 \theta_W}, \quad (1.41)$$

$$m_Z^2 = \frac{A^2}{(1 - \Delta r) \sin^2 \theta_W \cos^2 \theta_W}, \quad (1.42)$$

où A est une quantité très bien mesurée expérimentalement :

$$A \equiv \left(\frac{\pi \alpha}{\sqrt{2} G_F} \right)^{\frac{1}{2}} = 37.2805 \pm 0.0003. \quad (1.43)$$

Δr rend compte des corrections radiatives sous une forme passablement complexe à l'ordre $\mathcal{O}(\alpha \alpha_s^2)$ [52, 53, 54, 55] que l'on résumera ici à

$$\Delta r = \Delta \alpha - \frac{\cos^2 \theta_W}{\sin^2 \theta_W} \Delta \rho + \Delta r^{\text{Higgs}} + \Delta r^{\text{reste}} \quad (1.44)$$

L'électrodynamique quantique donne le terme de polarisation du vide

$$\Delta \alpha = 1 - \frac{\alpha}{\alpha(m_Z^2)} = 0.0602 \pm 0.0009. \quad (1.45)$$

La masse du quark top intervient quadratiquement et négativement par

$$\Delta \rho = \frac{\sqrt{2} G_F}{16 \pi^2} 3 m_t^2, \quad (1.46)$$

tandis que celle du boson de Higgs m_H n'apparaît que logarithmiquement

$$\Delta r^{\text{Higgs}} = \frac{\sqrt{2} G_F}{16 \pi^2} m_W^2 \frac{11}{3} \left(\ln \frac{m_H^2}{m_W^2} - \frac{5}{6} \right). \quad (1.47)$$

Le reste contient des contributions plus petites, dont un terme logarithmique en m_t

$$\Delta r^{\text{reste}} = \frac{-\alpha}{4 \pi \sin^2 \theta_W} \left(\frac{\cos^2 \theta_W}{\sin^2 \theta_W} - \frac{1}{3} \right) \ln \frac{m_t}{m_Z} + \dots \quad (1.48)$$

Ce schéma de renormalisation, introduit à l'origine pour mettre de l'ordre dans les comparaisons entre différentes mesures de $\sin \theta_W$ issues des expériences de courant neutre à basse énergie, est fort utile aujourd'hui dans le contexte des collisionneurs hadroniques, puisque, mis à part les masses des fermions, les quatre quantités qui paramétrisent le modèle standard

$$\alpha, G_F, m_Z, m_W \quad (1.49)$$

sont, soit déjà connues avec une excellente précision (α et G_F), soit directement mesurables (m_Z et m_W). La résolution du système à deux équations 1.41,1.42 donne alors les deux inconnues $\sin \theta_W$ et Δr et permet de contraindre m_t , comme le montre la figure 1.19.



Figure 1.19 Interdépendance de m_W , m_t et m_H [54].

Dans un futur proche, la mesure de m_t surdéterminera le système 1.41,1.42, permettant ainsi de tester plus avant la cohérence du modèle et de placer des limites sur m_H .

1.3 Physique du quark top.

1.3.1 Le quark manquant.

Le spectre de fermions du modèle standard

$$\begin{array}{ccccc}
 \begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_G & e_D^- & \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}_G & \mu_D^- & \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}_G & \tau_D^- \\
 \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_G & u_D & \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_G & c_D & \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_G & t_D \\
 & d_D & & s_D & & b_D
 \end{array}$$

doit contenir un quark top dont l'absence violerait la renormalisabilité de la théorie. Les anomalies triangulaires (figure 1.20) ne disparaissent en effet que si la somme des charges

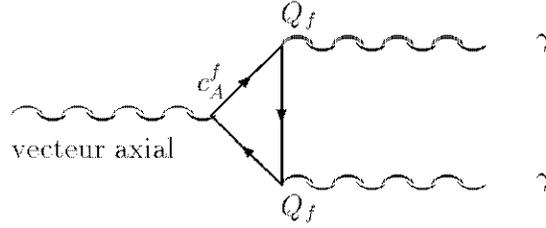


Figure 1.20 Diagramme triangulaire source de non renormalisabilité.

des fermions gauches est nulle

$$Q_e + Q_\mu + Q_\tau + Q_{\nu_e} + Q_{\nu_\mu} + Q_{\nu_\tau} + \sum_{\text{couleur}=1}^3 (Q_u + Q_c + Q_t + Q_d + Q_s + Q_b) = 0 \iff Q_t = \frac{2}{3}. \quad (1.50)$$

Plusieurs résultats expérimentaux confirment, bien qu'indirectement, l'existence du quark top :

- le rapport de branchement $B^0(B^0 \rightarrow l^+l^-)$ est de quatre ordres de grandeur plus petit [56, 57] dans le cadre du modèle standard que dans celui où le quark b serait singulet de $SU(2)_G$ (figure 1.21b). La mesure de $B(B \rightarrow l^+l^-)$ [58, 59] exclut cette dernière hypothèse,
- on peut accéder à l'isospin faible T_3^b du quark b par l'asymétrie avant-arrière A_{AR}^b de la réaction $e^+e^- \rightarrow \gamma, Z \rightarrow b\bar{b}$

$$A_{AR}^b \propto T_{3G}^b - T_{3D}^b = \begin{cases} 0 & \text{si b est un singulet de } SU(2)_G \\ -\frac{1}{2} & \text{pour le modèle standard} \end{cases} \quad (1.51)$$

ou encore par la largeur de désintégration du boson Z en paire $b\bar{b}$

$$\Gamma(Z \rightarrow b\bar{b}) = 24\Gamma_0 \left((T_{3G}^b + \frac{1}{3} \sin^2 \theta_W)^2 + (\frac{1}{3} \sin^2 \theta_W)^2 \right)$$

$$= \begin{cases} 24 \text{ MeV si } b \text{ est un singulet de } SU(2)_G \\ 367 \text{ MeV pour le modèle standard} \end{cases} \quad (1.52)$$

Toutes les mesures [60, 61, 62] s'accordent sur $T_{3G}^b = -\frac{1}{2}$ et donc sur l'existence d'un sixième quark donnant aux trois familles de fermions une structure de multiplet similaire.

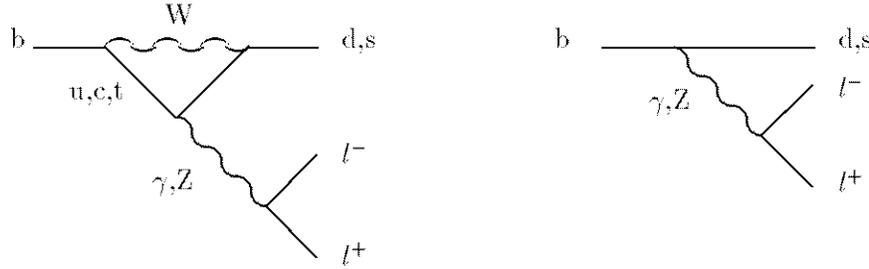


Figure 1.21 Processus $b \rightarrow l^+l^-$ dans le cadre du modèle standard (à gauche) et dans celui où le quark b est singulet de $SU(2)_G$ (à droite).

Les prévisions théoriques (figure 1.22) et expérimentales indirectes de la masse du quark top ne manquent pas. La plus convaincante sans doute ressort d'un ajustement des paramètres inconnus du modèle standard à partir des mesures de précision du LEP qui donne [64]

$$m_t = 166_{-19}^{+17+19} \text{ GeV}/c^2 \quad (1.53)$$

et qui se resserre légèrement à

$$m_t = 164_{-17}^{+16+18} \text{ GeV}/c^2 \quad (1.54)$$

si l'on tient compte des expériences hadroniques et de neutrinos. Avant l'entrée en service des machines de plus haute énergie, le Tevatron est l'outil adéquat et unique pour la mise en évidence directe du quark top et les premières mesures de ses propriétés.

1.3.2 Production hadronique du quark top.

A l'énergie du Tevatron, les mécanismes de production QCD de paire de quarks top dominant quelle que soit la masse m_t devant la production électrofaible $\bar{u}d \rightarrow W^+ \rightarrow \bar{b}t$. Cette dernière serait au plus comparable pour $m_t < m_W - m_b \simeq 15 \text{ GeV}/c^2$ et est totalement négligeable au delà. La figure 1.23 donne la liste des processus partoniques jusqu'à l'ordre $\mathcal{O}(\alpha_s^3)$ qui est atteint par les calculs théoriques de section efficace $\sigma_{\bar{t}t}$ de production totale (figure 1.24) [65, 66, 67, 68, 69] et différentielle [70]. Une correction $K_{2 \rightarrow 3}$ d'environ 30% sépare le calcul à l'ordre de Born du calcul à l'ordre $\mathcal{O}(\alpha_s^3)$, ce qui

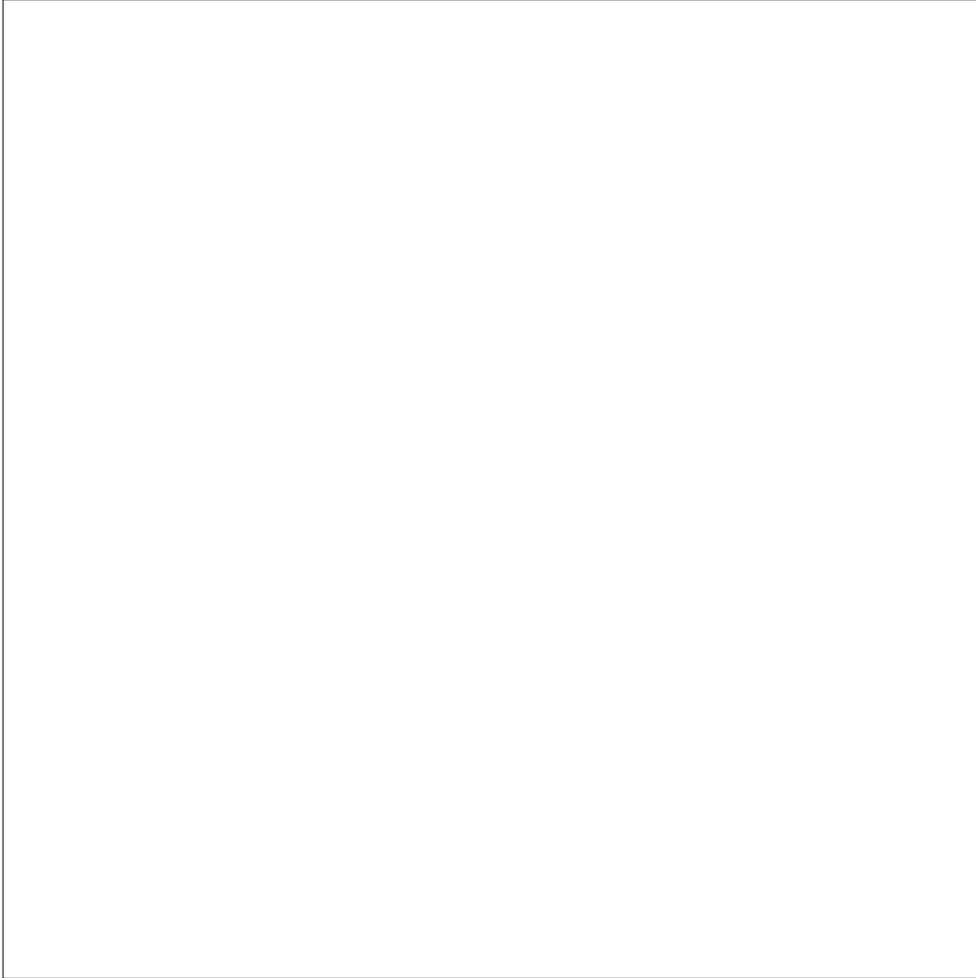


Figure 1.22 Prévisions théoriques de la masse du quark top [63].

amène à s'interroger sur la correction $K_{3 \rightarrow 4}$ que donnerait le calcul à l'ordre $\mathcal{O}(\alpha_s^4)$. Une approximation, obtenue en calculant les corrections de gluons mous, reproduit $K_{2 \rightarrow 3}$ à 10% près, et prévoit une correction $K_{3 \rightarrow 4}$ d'environ 25% [71]. Les calculs d'ordre élevé réduisent la sensibilité de la prédiction au choix de l'échelle μ de renormalisation, mais restent dépendants de la paramétrisation des distributions de partons, notamment de celle des gluons [72]. Les effets calculés des résonances près du seuil de production [73] et des corrections électrofaibles d'ordre $\mathcal{O}(\alpha_s^2)\alpha$ [74] sont faibles et en général négligés.

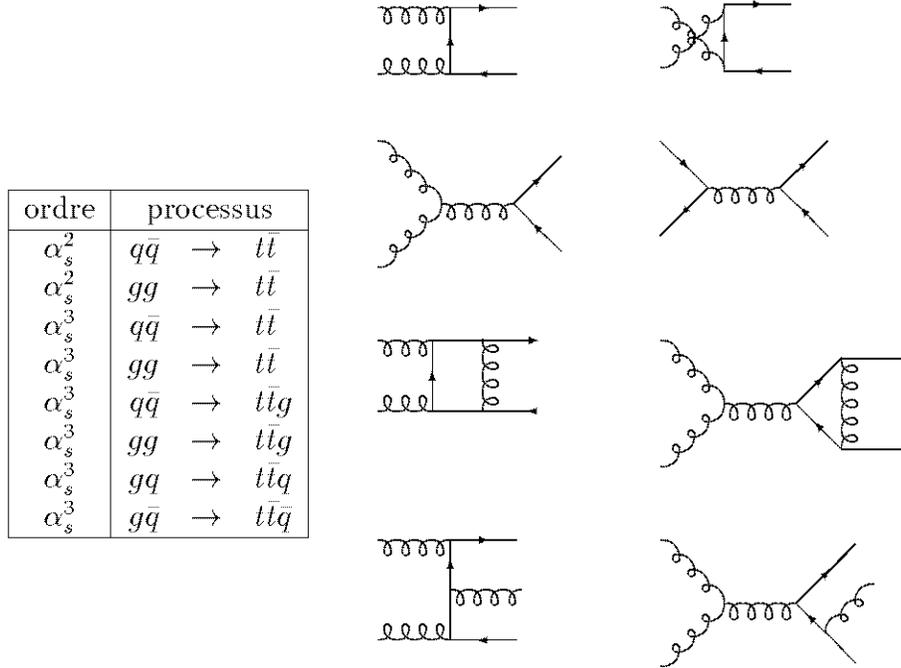


Figure 1.23 Processus de production de paires $t\bar{t}$. *A gauche* : contributions jusqu'à l'ordre $\mathcal{O}(\alpha_s^3)$, *à droite* : graphes à l'ordre $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$ (deux lignes du haut) et exemples de graphes à l'ordre $\mathcal{O}(\alpha_s^3)$ (deux lignes du bas).

1.3.3 Fragmentation du quark top.

L'hadronisation d'un quark lourd comme le top présente deux aspects différents selon la position de sa largeur Γ_t par rapport à Λ_{QCD} [75, 76, 77, 74]. Si $\Gamma_t < \Lambda_{\text{QCD}}$, c'est à dire si $m_t < 100$ GeV, alors la durée de vie Γ_t^{-1} est assez longue pour qu'il y ait formation d'états liés mésoniques $t\bar{q}$ ou baryonique tqq , accompagnés d'une faible émission de gluons perturbatifs et d'une faible hadronisation non perturbative. Si au contraire $\Gamma_t > \Lambda_{\text{QCD}}$, c'est à dire si $m_t > 100$ GeV, la durée de vie Γ_t^{-1} devient trop courte pour que les états liés se



Figure 1.24 Section efficace totale de production de paire $t\bar{t}$.

forment. Le quark est décéléré par la radiation rapide de gluons durs non colinéaires puis se désintègre.

1.3.4 Désintégration du quark top.

Dans le cadre du modèle standard et en utilisant les limites inférieures connues qui montrent que $m_t > m_W + m_b$, on montre facilement¹⁴ que le mode $t \rightarrow W^+b$ constitue l'essentiel de la largeur du quark top

$$\Gamma(t \rightarrow qW^+) = \frac{G_F m_t^3}{8\pi\sqrt{2}} |V_{tq}|^2 \left(1 - \frac{m_W^2}{m_t^2}\right)^2 \left(1 + 2\frac{m_W^2}{m_t^2}\right). \quad (1.55)$$

Comme dans toute désintégration à deux corps on a, tant que l'on ignore la radiation de gluons

$$E_W = \frac{m_t^2 + m_W^2 - m_b^2}{2m_t} \quad (1.56)$$

$$E_b = \frac{m_t^2 + m_b^2 - m_W^2}{2m_t}. \quad (1.57)$$

¹⁴Voir annexe C.

Les corrections QCD et électrofaible [78, 79, 80] ainsi que la prise en compte de la largeur du boson W mènent à une diminution sensible de la largeur $\Gamma(t \rightarrow bW^+)$ (figure 1.25) et



Figure 1.25 Corrections QCD et électrofaible de $\Gamma(t \rightarrow bW^+)$.

à un spectre non discret des produits de désintégration (figure 1.26). Parmi les nombreux modes exotiques de désintégration étudiés, le plus fréquemment cité, en un quark b et un boson de Higgs $t \rightarrow bH^+$, se rencontre dans les modèles à deux doublets de Higgs et dans l'extension minimale supersymétrique du modèle standard (MSSM) qui prévoit $m_{H^+} > m_W$. Suivant les positions relatives de m_t , $m_W + m_b$ et $m_{H^+} + m_b$ on aura les situations suivantes

	$m_t < m_W + m_b$	$m_t > m_W + m_b$
$m_t > m_{H^+} + m_b$	$t \rightarrow bH^+$ dominant	$t \rightarrow bH^+$ et $t \rightarrow bW^+$ concurrents
$m_t < m_{H^+} + m_b$	$t \rightarrow bH^{+*}$ et $t \rightarrow bW^{+*}$ concurrents	inintéressant ($t \rightarrow bW^+$ dominant)

Dans le cas le plus intéressant, $m_t > m_W + m_b \cap m_t > m_{H^+} + m_b$, la largeur du quark top en Higgs s'écrit [81]

$$\Gamma(t \rightarrow qH^+) = \frac{G_F m_t^3}{8\pi\sqrt{2}} |V_{tq}|^2 \left(1 - \frac{m_H^2}{m_t^2}\right)^2 \left(\frac{m_b^2}{m_t} \operatorname{tg}^2 \beta + \operatorname{cotg}^2 \beta\right) \quad (1.58)$$

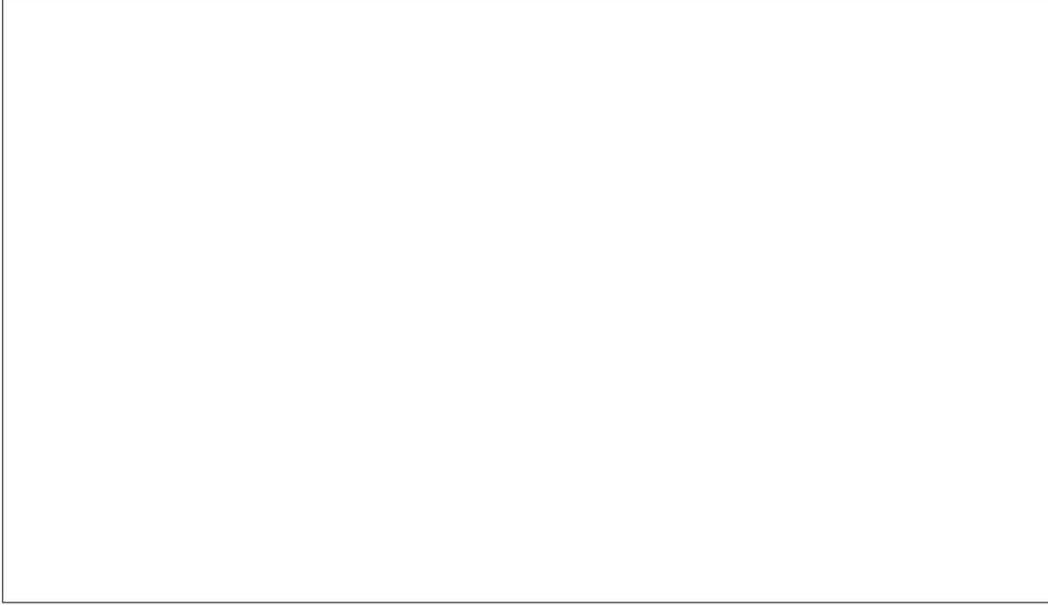


Figure 1.26 Distribution d'énergie du boson W issu d'un quark top.

où β est le rapport des valeurs moyennes dans le vide des champs de Higgs donnant une masse aux quarks up et down. Des considérations liées à la grande unification imposent

$$1 < \text{tg } \beta = \frac{v_2}{v_1} < \frac{m_t}{m_b} \quad (1.59)$$

avec $v = \sqrt{v_1^2 + v_2^2}$ correspondant au modèle standard. La détection du mode $t \rightarrow bH^+$ s'annonce difficile car toujours dominée par le mode $t \rightarrow bW^+$. Elle mettrait à profit le fait que le boson de Higgs se désintègre préférentiellement en $H^+ \rightarrow \tau^+\nu_\tau$ de sorte que l'on devrait observer une violation de l'universalité $e, \mu \neq \tau$.

1.3.5 Mise en évidence du quark top à Fermilab.

Si l'on écarte les modes tauniques expérimentalement trop difficiles, il ne reste du tableau des rapports de branchement des deux bosons W de la réaction $p\bar{p} \rightarrow t\bar{t}X \rightarrow W^+W^-b\bar{b}X \rightarrow \dots$

$W^- \rightarrow$	$W^+ \rightarrow$	$e^+\nu_e$	$\mu^+\nu_\mu$	$\tau^+\nu_\tau$	$u\bar{d}, c\bar{s} \times 3$ couleurs
$e^-\bar{\nu}_e$		1/81	1/81	1/81	6/81
$\mu^-\bar{\nu}_\mu$		1/81	1/81	1/81	6/81
$\tau^-\bar{\nu}_\tau$		1/81	1/81	1/81	6/81
$\bar{u}d, \bar{c}s \times 3$ couleurs		6/81	6/81	6/81	36/81

que les trois canaux :

- le canal à zéro lepton (ou jets-jets) où les deux bosons W se désintègrent en quarks,
- le canal à un lepton (ou lepton-jets) où l'un des deux bosons W se désintègre en e, ν_e ou μ, ν_μ , et l'autre en quarks,
- le canal à deux leptons (ou lepton-lepton) où les deux bosons W se désintègrent en e, ν_e ou μ, ν_μ ,

1.3.5.1 Canal à zéro lepton.

Le canal à zéro lepton

$$p\bar{p} \rightarrow t\bar{t}X \rightarrow W^+W^-b\bar{b}X \rightarrow b\bar{b}jjjjX \quad (1.60)$$

qui donne naissance à quatre jets de grande impulsion transverse et à deux jets moins durs de quark b , bénéficie du rapport de branchement attrayant de $\frac{36}{81} \simeq 44.4\%$, mais disparaît complètement sous l'énorme bruit de fond QCD. Il suffit pour s'en convaincre de comparer les quelques picobarns du processus 1.60 aux 12 nanobarns pour la production d'au moins quatre jets ayant plus de 30 GeV d'énergie transverse dans l'angle solide $|\eta| < 3.5$, sachant que les techniques de renforcement du signal exploitant la planarité, les corrélations géométriques, la présence de jets de quarks (de fragmentation différente de celle des gluons), ou l'utilisation de détecteur de micro-vertex, ou encore des réseaux neuronaux ne suffisent pas à extraire un signal significatif [82, 72, 83].

1.3.5.2 Canal à un lepton.

Le canal à un lepton

$$p\bar{p} \rightarrow t\bar{t}X \rightarrow W^+W^-b\bar{b}X \rightarrow b\bar{b}l\nu jjX \quad (1.61)$$

où sont produits un lepton isolé de grande impulsion transverse, un neutrino, deux jets durs de W et deux jets mous de quark b , a pour rapport de branchement $2 \times (\frac{6}{81} + \frac{6}{81}) \simeq 29.6\%$ si l'on compte les cas $l = \mu$ et $l = e$. Ses caractéristiques sont suffisamment marquées pour que l'on puisse atteindre un rapport $\frac{\text{signal}}{\text{bruit}}$ de l'ordre de l'unité [72], en rejetant les bruits de fond dominants constitués par la production QCD de paires $b\bar{b}$ ou $c\bar{c}$ avec désintégration semi-leptonique de l'un des quarks et radiation de gluons additionnels, et par la production directe de boson W accompagnée de radiation de gluons et suivie d'une désintégration leptonique. Pour cela, on demande donc [82]

- la présence d'un lepton isolé d'impulsion transverse supérieure à 20 GeV,
- un déficit d'énergie transverse, attribué au neutrino, d'au moins 20 GeV,

- différentes contraintes cinématiques dont en particulier, une masse invariante des deux jets les plus énergétiques, en général issus du même boson W , proche de m_W ,
- une différence d'azimuth $\Delta\phi(l, \nu)$ entre lepton et neutrino proche de 180° ,
- la présence d'au moins quatre jets, et/ou une somme $\sum E_t$ des énergies scalaires transverses élevée, afin de réduire le bruit de fond $W+n \geq 4$ jets,
- la présence de deux jets de quark b d'énergie transverse supérieure à une dizaine de GeV, avec éventuellement étiquetage d'un muon issu de la désintégration semi-leptonique d'un quark b .

1.3.5.3 Canal à deux leptons.

Le canal à deux leptons

$$p\bar{p} \rightarrow t\bar{t}X \rightarrow W^+W^-b\bar{b}X \rightarrow \bar{b}b\nu l'\nu'X \quad (1.62)$$

malgré un rapport de branchement modeste de $4 \times (\frac{1}{81}) \simeq 4.9\%$ (en comptant $e^+\mu^-$, $e^-\mu^+$, $\mu^+\mu^-$ et e^+e^-), présente l'intérêt d'un bruit de fond limité, dû essentiellement au processus de Drell-Yan ($p\bar{p} \rightarrow \gamma^*$ ou $Z X \rightarrow l^+l^-X$) et à la production QCD de paires $b\bar{b}$ ou $c\bar{c}$ avec désintégrations semi-leptoniques des deux quarks et radiation de gluons additionnels. Pour des masses de quark top supérieures à $150 \text{ GeV}/c^2$, la production électrofaible directe de paires de bosons W^+W^- , aux caractéristiques très voisines de celles du signal si l'on met de côté les deux jets mous de quark b , devient non négligeable [82]. Les signatures expérimentales usuelles [82] sont fondées sur

- la présence deux leptons isolés d'énergies transverses supérieures à 20 GeV,
- un déficit d'énergie transverse, dû aux deux neutrinos, d'au moins 20 GeV,
- les corrélations angulaires. Par exemple, la distribution de différence d'azimuth $\Delta\phi(l, l')$ est plate pour le signal et piquée vers 0 ou 180° pour le bruit de fond,
- différentes contraintes cinématiques. On exclut notamment les candidats de masse invariante à deux leptons $m_{ll'}$ proche de m_Z ,
- la présence de deux jets de quark b d'énergie transverse supérieure à une dizaine de GeV, avec éventuellement étiquetage d'un muon issu de la désintégration semi-leptonique d'un quark b .

1.3.5.4 Mise en évidence et mesure de la masse du quark top.

Tant que l'on a pas observé un signal clair, idéalement de l'ordre de 10 événements au dessus du bruit de fond dans le canal le plus propre $p\bar{p} \rightarrow t\bar{t}X \rightarrow W^+W^-b\bar{b}X \rightarrow e\nu_e\mu\nu_\mu X$, accompagnés des événements correspondants dans les autres canaux, on doit se contenter de limiter inférieurement la masse m_t du quark top. Si l'on observe n_i candidats dans le canal i , la limite supérieure, pour un niveau de confiance \mathcal{C} , de la section efficace $\sigma_{t\bar{t}}$ de production de paires de quark top s'écrit, dans une hypothèse de bruit de fond nul,

$$\sigma_{t\bar{t}} < \frac{n_{\mathcal{C}}(n_i)}{\int \mathcal{L} dt \epsilon_i^{top}} \quad (1.63)$$

où

- $n_{\mathcal{C}}(n_i)$ est la limite supérieure poissonnienne pour n_i et pour un niveau de confiance \mathcal{C} ($n_{90\%}(0)=2.30$, $n_{95\%}(0)=3.00$, $n_{90\%}(1)=3.89$, $n_{95\%}(1)=4.74$, etc.),
- $\int \mathcal{L} dt$ est la luminosité intégrée analysée,
- ϵ_i^{top} est l'efficacité de reconnaissance d'un candidat top dans le canal i , qui dépend de m_t .

Pour prendre en compte les incertitudes sur la luminosité et l'efficacité, on convolue la distribution poissonnienne de $n_{\mathcal{C}}$ avec les résolutions de $\int \mathcal{L} dt$ et ϵ_i^{top} supposées gaussiennes. Le point d'intersection entre la courbe $\sigma_{t\bar{t}}(m_t)$ donnée par 1.63 d'une part, et la limite basse (plus sévère) de $\sigma_{t\bar{t}}(m_t)$ prédite par la théorie d'autre part, donne une limite inférieure de m_t , pour un niveau de confiance \mathcal{C} . La collaboration CDF a ainsi trouvé, pour un volume de données prises en 1988 et 1989 de $\int \mathcal{L} dt=4.1 \text{ pb}^{-1}$, une limite $m_t > 91 \text{ GeV}/c^2$ à 95% de niveau de confiance, et estimait pouvoir monter la limite à $m_t > 120 \text{ GeV}/c^2$ avec $\int \mathcal{L} dt=25 \text{ pb}^{-1}$, puis $m_t > 160 \text{ GeV}/c^2$ avec $\int \mathcal{L} dt=75 \text{ pb}^{-1}$, et enfin $m_t > 170 \text{ GeV}/c^2$ avec $\int \mathcal{L} dt=100 \text{ pb}^{-1}$ [84]. [85] (figure 1.27).

Une fois le quark top mis en évidence, il doit être possible de mesurer sa masse, par l'une des nombreuses méthodes proposée dans la littérature [82, 72, 87], avec une précision de quelques GeV [88]. Le canal le plus propice est $p\bar{p} \rightarrow t\bar{t}X \rightarrow W^+W^-b\bar{b}X \rightarrow b\bar{b}l\nu jjX$ car la présence d'un unique neutrino, dont on peut éventuellement calculer l'impulsion longitudinale grâce à 1.34, permet de reconstituer la cinématique complète de l'événement et donc de remonter à m_t . Les ambiguïtés d'association des jets avec leur boson W respectif peuvent être levées, événement par événement, en vérifiant des contraintes cinématiques comme $m_{jj} \simeq m_t$ et $m_t \simeq m_{\bar{t}}$. La prise en compte plus systématique de ces contraintes passe, par exemple, par le calcul de la masse de cluster

$$m_c(j, l; \nu)^2 = [p_t^0(jl) + p_t(\nu)]^2 - [\vec{p}_t(jl) + \vec{p}_t(\nu)]^2 \quad (1.64)$$

et de la masse à trois jets

$$m(j_1, j_2, j_3) = \sqrt{[E(j_1) + E(j_2) + E(j_3)]^2 - [\vec{p}(j_1) + \vec{p}(j_2) + \vec{p}(j_3)]^2} \quad (1.65)$$

où

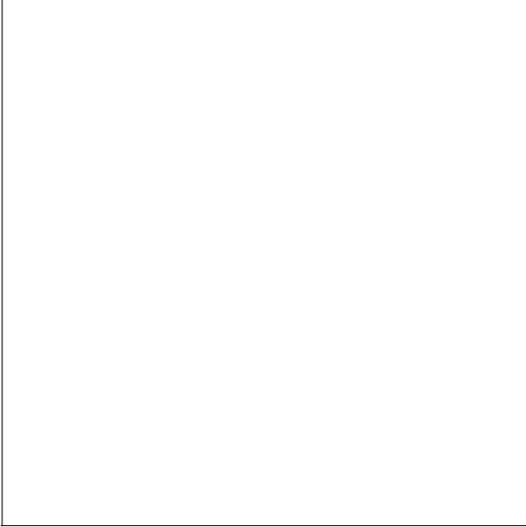


Figure 1.27 $\sigma_{t\bar{t}}$ à 95% de niveau de confiance, comparé à la prédiction théorique [86].

- $p_t^0(jl) = \sqrt{\vec{p}_t(jl)^2 + m(jl)^2}$,
- $\vec{p}_t(jl) = \vec{p}_t(j) + \vec{p}_t(l)$,
- $m(jl)^2 = [E(j) + E(l)]^2 - [\vec{p}(j) + \vec{p}(l)]^2$,
- j, j_1, j_2, j_3 désignent toute combinaison (mais j, j_1, j_2, j_3 distincts deux à deux), des quatre jets reconstruits.

Les histogrammes de $m_c(j, l; \nu)$ et de $m(j_1, j_2, j_3)$, dans lesquels on entre toutes les combinaisons j, j_1, j_2, j_3 possibles, présentent un pic vers la m_t , correspondant aux bonnes combinaisons de j, j_1, j_2, j_3 , se détachant sur un fond dû aux mauvaises combinaisons. Cette méthode [72], indépendante de la prédiction théorique de $\sigma_{t\bar{t}}$ et s'accommodant de la présence de bruit de fond, mais nécessitant un nombre d'événements raisonnable, permettrait de mesurer la masse du quark top jusqu'à 160 GeV/c².

Chapitre 2

Le détecteur DØ à Fermilab

2.1 Les accélérateurs de Fermilab.

Le Tevatron du laboratoire Fermi, dernier élément d'un ensemble d'accélérateurs (figure 2.1), est actuellement le collisionneur hadronique le plus puissant au monde, avec une énergie de $\sqrt{s}=1.8$ TeV dans le référentiel du centre de masse. Il gardera cette position jusqu'au démarrage du Large Hadron Collider (LHC) vers l'an 2000. Ses principales caractéristiques sont présentées par le tableau 2.1 [89, 90].

2.1.1 Création des faisceaux de protons et d'antiprotons.

La création du faisceau de protons commence avec un accélérateur de Cockroft Walton qui délivre des ions H^+ de 750 keV. Un accélérateur linéaire de 150 m (Linac) porte leur énergie à 200 MeV. Les ions sont ensuite épluchés par une feuille de carbone. Un petit synchrotron (Booster) accélère les protons jusqu'à 8 GeV, que l'on injecte ensuite dans l'anneau principal à aimants conventionnels (Main Ring) pour atteindre 150 GeV, et enfin dans le Tevatron à aimants supraconducteurs. L'anneau principal et le Tevatron sont installés l'un au dessus de l'autre dans le même tunnel d'une circonférence de 6.28 km.

La création du faisceau d'antiprotons est sensiblement plus compliquée (figure 2.2) : un faisceau de protons de 120 GeV, issu de l'anneau principal, frappe une cible de 5 cm de tungstène. Des antiprotons de 8 GeV environ émergent de la cible à des angles divers. Un fort courant (0.5×10^6 A) circulant dans une lentille cylindrique en lithium crée un champ magnétique qui permet de regrouper les antiprotons en faisceau, ayant la même structure en paquets que le faisceau de protons avant la cible. Un petit anneau (Debuncher) diminue alors la dispersion en impulsion longitudinale Δp_z , en augmentant la longueur Δz des paquets, à $\Delta p_z \Delta z$ constant. Enfin, un anneau d'accumulation (Accumulator) a la double

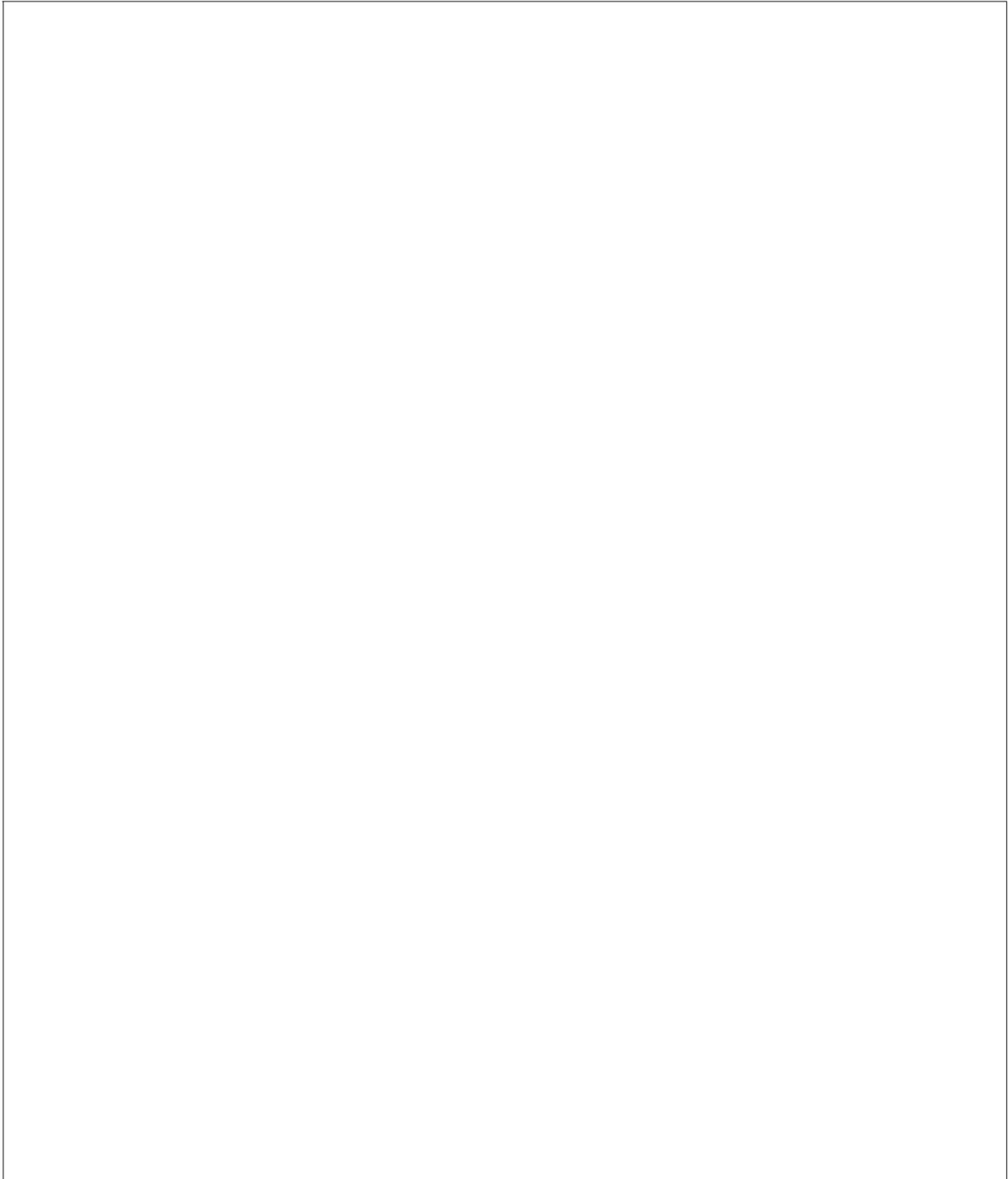


Figure 2.1 Vue d'ensemble et disposition des accélérateurs du laboratoire Fermi.

Spécifications	
Energie (centre de masse)	1800 GeV
Circonférence	6.28 km
Régions d'interaction	2
Nombre de dipôles	774
Nombre de quadripôles	216
Champ magnétique maximum	4.4 T
Temps entre collisions	3.5 μ s
Dispersion en énergie	0.15×10^{-3}
Longueur d'un paquet	50 cm
Rayon du faisceau	36 μ m
Espace libre autour du point d'interaction	± 6.5 m
Durée de vie du faisceau	> 12 heures
Temps de remplissage	8 mn
Temps d'accélération	44 s
Fréquence des cavités RF	53 MHz
Energie d'injection	150 GeV
Nombre de protons par paquet N_p	7.0×10^{10}
Nombre d'antiprotons par paquet $N_{\bar{p}}$	7.2×10^{10}
Nombre de paquets B	6 de protons, 6 d'antiprotons
Nombre total d'antiprotons	4.3×10^{11}
Vitesse de stockage des antiprotons	4.0×10^{10} heure ⁻¹
Emittance invariante normalisée protons ϵ_N^p	15π mm mr
Emittance invariante normalisée antiprotons $\epsilon_N^{\bar{p}}$	18π mm mr
Fonction amplitude au point d'interaction β^*	50 cm
Luminosité \mathcal{L}	5.7×10^{30} cm ⁻² s ⁻¹

Tableau 2.1 Caractéristiques du Tevatron.

fonction de stockage des antiprotons et de diminution de la dispersion en impulsion dans les trois directions par refroidissement stochastique. Quand les antiprotons sont suffisamment nombreux, ils sont transférés dans l'anneau principal pour atteindre 150 GeV, et enfin dans le Tevatron.

2.1.2 De l'injection à la collision.

Six paquets de protons et six paquets d'antiprotons, tournant en sens opposé, sont injectés dans le Tevatron, accélérés à 900 GeV, et comprimés à petit β par des insertions de quadrupôles. Pendant ces trois phases (injection, accélération, compression), les faisceaux de protons et d'antiprotons ne se croisent en aucun point grâce à des séparateurs dans les deux plans, horizontal et vertical, et voyagent sur des orbites hélicoïdales. On crée pour cela des oscillations bêtatron dans les plans horizontal et vertical telles que la différence de phase entre les deux oscillations soit un multiple impair de $\frac{\pi}{2}$. Une fois la compression achevée, on autorise les collisions en seulement deux points sur l'anneau, où sont situées les deux expériences DØ et CDF. La luminosité \mathcal{L} est donnée par [91]

$$\mathcal{L} = \frac{3\gamma f B N_p N_{\bar{p}}}{\beta^*(\epsilon_n^p + \epsilon_n^{\bar{p}})} F\left(\frac{\sigma_z}{\beta^*}\right)$$

où

- γ est le facteur de Lorentz du proton (959 pour un proton de 900 GeV),
- f est la fréquence de révolution des paquets dans l'anneau (47.7 kHz),
- B est le nombre de paquets par faisceau,
- N_p et $N_{\bar{p}}$ sont les nombres de protons et d'antiprotons par paquet,
- β^* est la fonction amplitude au point d'interaction (la fonction β rend compte de la disposition des quadrupôles),
- ϵ_n^p et $\epsilon_n^{\bar{p}}$ sont les émittances invariantes normalisées à 95% des faisceaux de protons et d'antiprotons,
- F est un facteur de forme qui dépend de la longueur des paquets σ_z et de β^* .

Avec les valeurs du tableau 2.1, on obtient une luminosité initiale typique de $5.7 \times 10^{30} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. La plus haute valeur atteinte est $7.45 \times 10^{30} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ pour une luminosité intégrée hebdomadaire de 1.477 pb^{-1} [92]. La luminosité décroît ensuite lentement pendant une douzaine d'heures, exploitées à la fois pour la prise de données et pour la fabrication de nouveaux antiprotons.

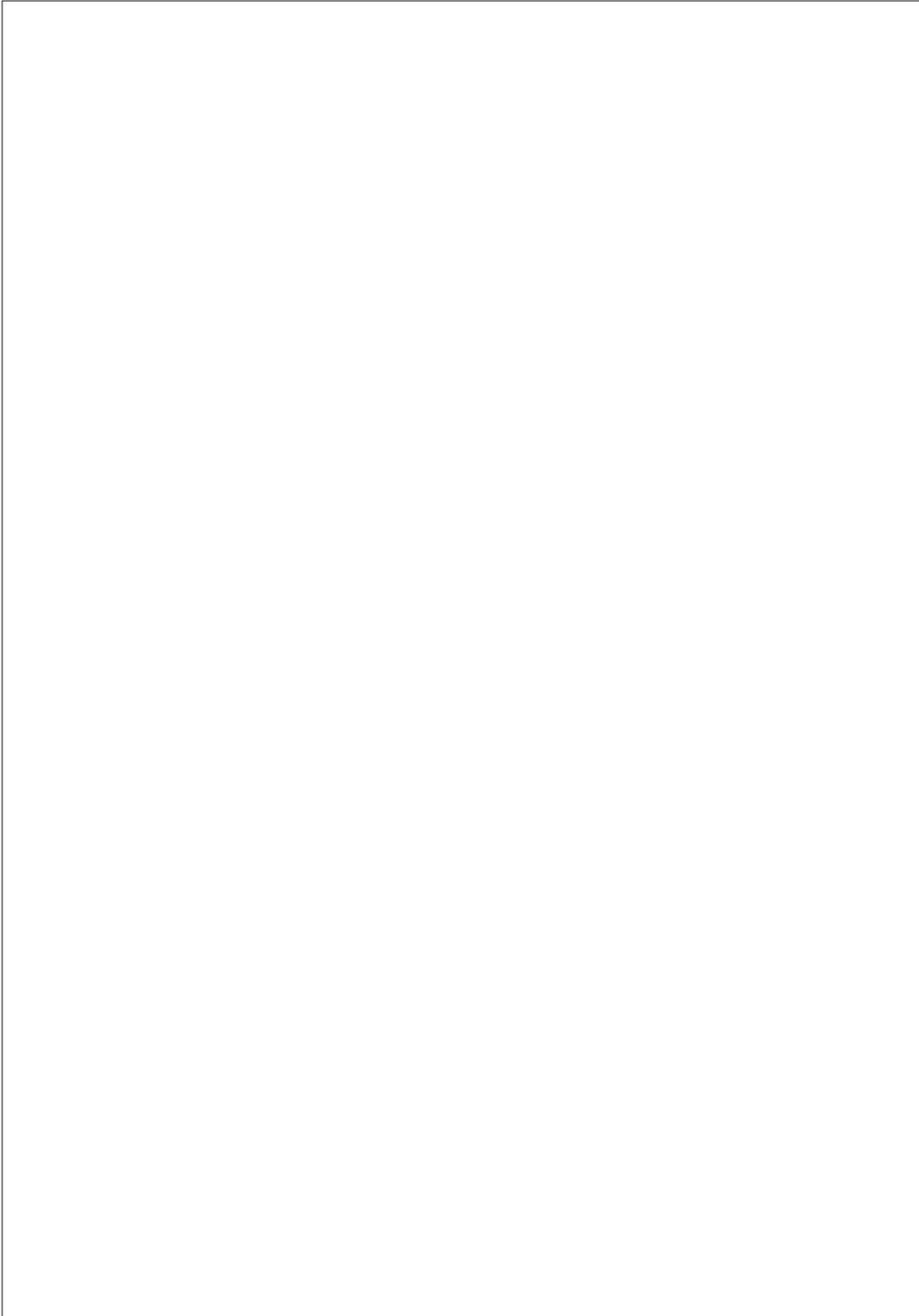


Figure 2.2 Création des antiprotons. *En haut* : détail de la disposition des anneaux, *au milieu* : cible et lentille, *en bas* : structure du faisceau à l'entrée du debuncher.

2.2 Le détecteur DØ

L'expérience DØ, approuvée en 1983, a pour buts principaux l'étude des objets de grande masse et des phénomènes à large impulsion transverse. Ce programme inclut notamment la recherche du quark top, les mesures de précision pour le boson W, l'étude de la chromodynamique quantique, la physique du quark b et la recherche de phénomènes nouveaux au delà du modèle standard. Ces sujets demandent :

- une excellente identification et mesure des électrons et des muons,
- une bonne mesure des jets grâce à une calorimétrie à haute résolution spatiale et énergétique,
- une bonne mesure de l'impulsion transverse manquante qui signale la présence d'un ou de plusieurs neutrinos.

Ces considérations ont dicté la structure du détecteur DØ et de ses trois grands sous-systèmes, que l'on reconnaîtra sur les figures 2.3 (vue isométrique) et 2.4 (élévation) :

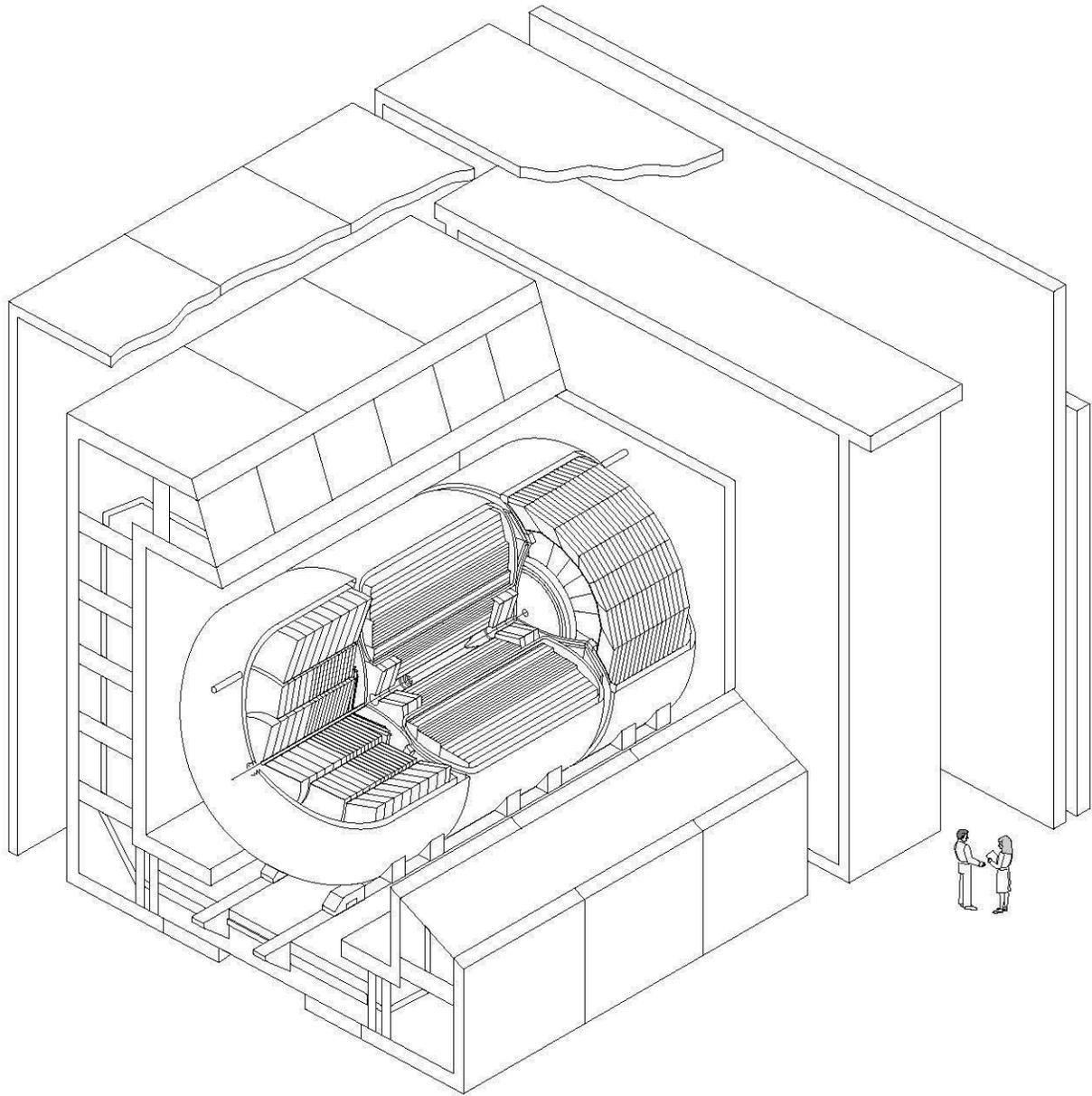
- un détecteur central, sans champ magnétique, contenu dans un cylindre de 78 cm de diamètre,
- un calorimètre à argon liquide et uranium, homogène et finement segmenté, compact et hermétique grâce à l'absence d'aimant dans la région centrale,
- un système de mesure de l'impulsion des muons, couvrant un large angle solide et bâti autour de toroïdes à fer assez épais pour arrêter l'essentiel des particules hadroniques.

Ces trois sous-systèmes, ainsi que les équipements inséparables du détecteur (électronique d'amplification et de mise en forme des signaux, alimentation électrique, cryogénie, gaz, contrôles, etc.) sont montés sur une plate-forme mobile que l'on peut rouler du hall d'assemblage vers la zone de collisions DØ qui a donné son nom à l'expérience. Les câbles traversent un blindage de béton et atteignent les salles de comptages, elles aussi mobiles. Les signaux y sont numérisés, puis transmis à l'un des ordinateurs de traitement et enfin enregistrés sur bande magnétique. Les événements les plus intéressants sont recopiés sur disque pour être reconstruits immédiatement.

2.2.1 Le détecteur central

Le détecteur central (CD¹) [93, 94] se compose de quatre sous-détecteurs représentés sur la figure 2.5. Trois d'entre eux détectent les traces de particules chargées :

¹Central Detector.



DØ Detector

Figure 2.3 Vue isométrique du détecteur.

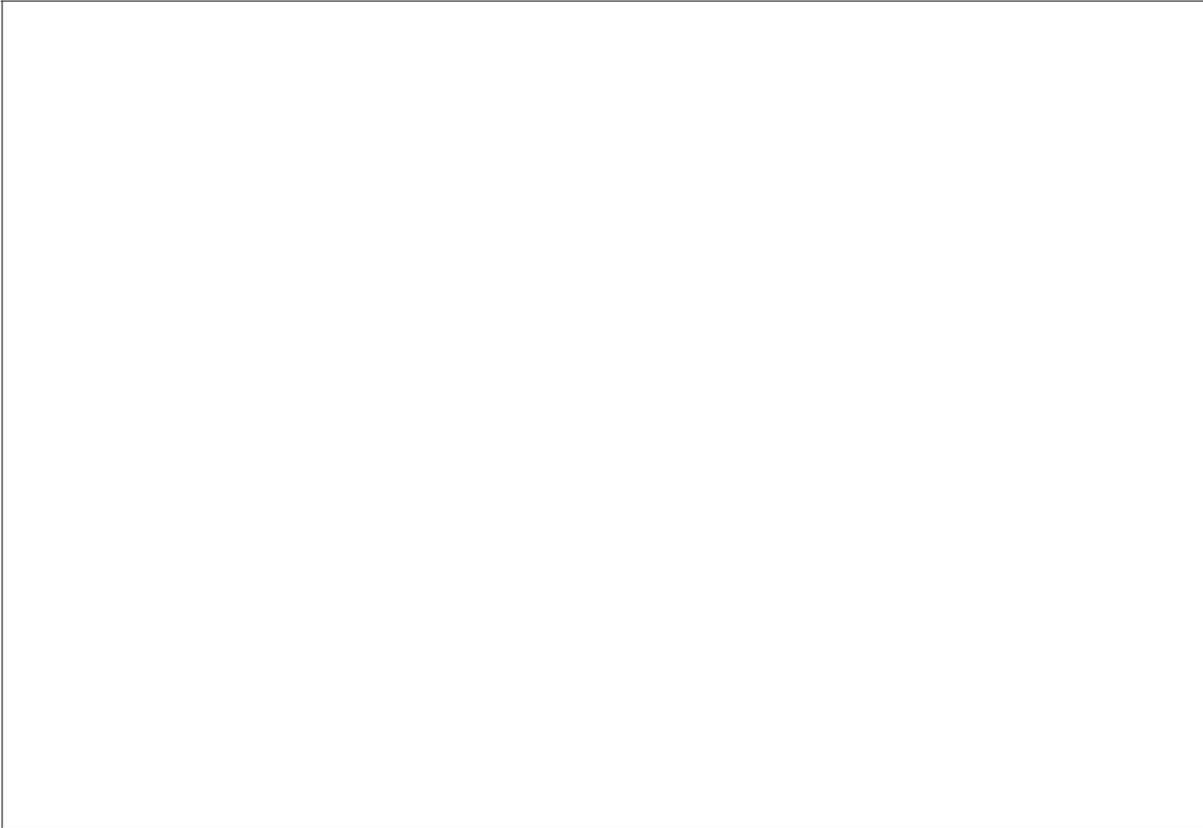


Figure 2.4 Elévation du détecteur.

Figure 2.5 Détecteur central.

- un détecteur de vertex (VTX),
- un détecteur de traces centrales (CDC²),
- deux groupes identiques de détecteurs de traces vers l'avant (FDC³ nord et sud).

Entre le détecteur de vertex et le détecteur de traces centrales s'intercale un détecteur à radiation de transition (TRD⁴) chargé de renforcer l'identification des électrons. Ces quatre sous-détecteurs occupent un cylindre de rayon $r=78$ cm et de longueur $l=\pm 135$ cm qui se glisse exactement dans la coque du calorimètre central.

Les résolutions spatiales requises pour une bonne mesure de la position des vertex primaire et secondaires et pour une bonne comparaison entre la position de la trace et celle de la gerbe calorimétrique, sont de l'ordre de 1 mm dans la direction z et de 0.1 mm dans le plan transverse. Par ailleurs, afin d'identifier les conversions $\gamma \rightarrow e^+e^-$ en l'absence de champ magnétique, un soin particulier doit être apporté à l'efficacité, au pouvoir de résolution des paires de traces et à la mesure de l'ionisation.

L'électronique des quatre sous-détecteurs est en grande partie similaire et se compose successivement :

- de préamplificateurs de charge, à base commune, d'un gain de 0.3 mV/fC, montés le plus près possible de sous-détecteurs,
- de circuits de mise en forme, reliés par 15 m de câbles coaxiaux aux préamplificateurs précédents et installés sur la plate-forme mobile,
- de convertisseurs analogique-digital rapides (FADC), reliés par 45 m de câbles coaxiaux aux circuits de mise en forme, et installés dans les salles de comptage. La numérisation s'effectue en trois étapes : le signal est stocké dans une mémoire tampon et on applique une correction individuelle par canal. On procède ensuite à l'échantillonnage à 106 MHz, avec 9.5 bits effectifs de dynamique (en appliquant un facteur d'amplification d'autant plus faible que le signal est fort) et une profondeur maximale de 256 points, soit 2.42 μ s. Enfin, afin de limiter le volume des informations à transmettre, on ne garde du signal que les parties intéressantes : à partir de paramètres de pentes et de seuils distincts pour chaque sous-détecteur, un circuit spécial (ASIC) délimite en temps réel les clusters et transmet leur description. Le TRD fait exception, puisque que l'on transmet tous les points après avoir ôté un piédestal.

Tous les canaux peuvent recevoir un signal carré de référence destiné à la calibration. L'emploi de cellules de dérive relativement longues, permis par un temps de croisement des paquets de 3.5 μ s, et d'un échantillonnage rapide donnent aux détecteurs de traces les performances souhaitées pour un nombre de canaux raisonnable (environ 4200 fils sensibles et 6080 voies de mesure).

²Central Drift Chamber.

³Forward Drift Chamber.

⁴Transition Radiation Detector.

2.2.1.1 Le détecteur de vertex.

Le détecteur de vertex [93, 94, 95] couvre l'angle solide $|\eta| < 2$, $0 \leq \phi < 2\pi$. Le tableau 2.2 regroupe ses principales caractéristiques.

Spécifications	
Nombre de couches	3
Nombre de cellules par couche	16/32/32
Rayon intérieur des couches	3.73/8.40/13.00 cm
Rayon extérieur des couches	6.93/11.60/16.23 cm
Longueur du volume actif	96.6/106.6/116.8 cm
Nombre de fils sensibles par cellule	8
Nombre total de fils sensibles	640
Diamètre des fils sensibles	25 μm
Composition, tension et résistivité des fils sensibles	NiCoTin 80 g 1.8 k Ω /m
Décalage des fils sensibles	100 μm
Nombre de fils de grille par cellule	18
Nombre de fils de cathode par cellule	16
Nombre de fils de champ par cellule	16
Diamètre des fils de grille, de cathode et de champ	152 μm
Composition et tension des fils de grille, de cathode et de champ	Al plaqué Au 360 g
Nombre total de bandes hélicoïdales	832
Gaz	CO ₂ (95%)-C ₂ H ₄ (5%)
Stabilisateur	H ₂ O (0.5%)
Pression du gaz	atmosphérique
Vitesse de dérive pour 1 kV/cm	7.3 $\mu\text{m}/\text{ns}$
Distance de dérive maximale	1.37/1.14/1.60 cm
Gain du gaz	$\simeq 4 \times 10^4$
Nombre total de voies électroniques	$640 \times 2 + 832 = 2112$

Tableau 2.2 Caractéristiques du détecteur de vertex.

Caractéristiques mécaniques.

Le détecteur de vertex occupe l'espace compris entre le tube à vide en béryllium et le TRD ($r \in [3.7 \text{ cm}, 16.2 \text{ cm}]$). Quatre cylindres en fibre de carbone délimitent les trois couches du détecteur, mécaniquement indépendantes (figure 2.6). Dans chaque couche, les fils sont tendus parallèlement au faisceau entre des supports en G10. Des barres de titane relient ces supports aux cylindres intérieurs pour équilibrer la tension des fils.

Caractéristiques électrostatiques.

La couche intérieure est divisée en 16 cellules, et les deux suivantes en 32 cellules, selon une structure illustrée par la figure 2.7. Les fils sensibles, au nombre de 8 par cellule, sont alternativement décalés de $100 \mu\text{m}$ par rapport au plan de symétrie de la cellule pour lever les ambiguïtés gauche-droite. Deux plans de fils de grille bordent les fils sensibles et imposent le champ électrique dans la zone d'amplification. La zone de dérive est délimitée par des fils de cathode et des fils de champ. Des bandes hélicoïdales d'aluminium déposées sur les parois cylindriques des trois couches complètent le dispositif⁵. Les fils sensibles résistifs sont lus à leur deux extrémités, et permettent la mesure de z .

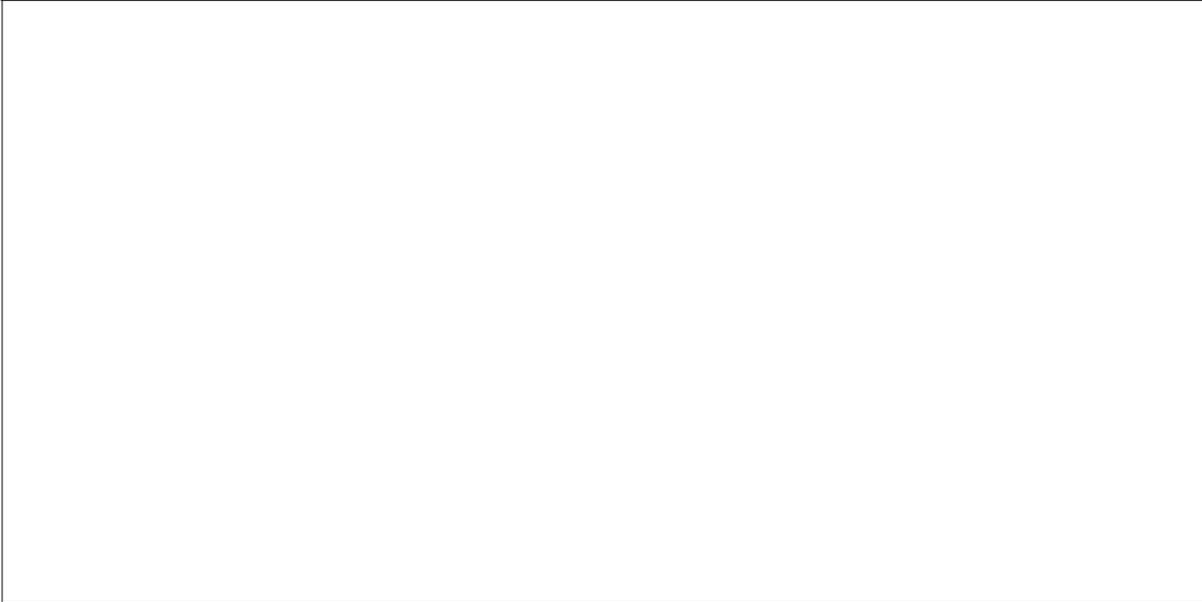


Figure 2.6 Structure mécanique du détecteur de vertex.

Gaz.

Afin d'obtenir une bonne résolution spatiale, un gaz à faible vitesse de dérive ($\text{CO}_2(95\%)-\text{C}_2\text{H}_4(5\%)$ sous pression atmosphérique) a été retenu. L'ajout d'une faible proportion d'eau (0.5%) stabilise les chambres contre les décharges électrostatiques dans un environnement radioactif. La vitesse de dérive pour un champ de 1 kV/cm vaut $7.3 \mu\text{m/ns}$.

Performances.

On obtient, avec un faisceau test de pions et d'électrons de 15 à 150 GeV/c, une résolution dans le plan transverse de $60 \mu\text{m}$, pour des distances de dérive supérieures à 2 mm (figure 2.8).

⁵Ces canaux présentent en fait des oscillations et ne sont plus utilisés.



Figure 2.7 Structure des cellules du détecteur de vertex.

En observant la division de charge sur les fils sensibles, on peut estimer la position longitudinale avec une résolution de 1 cm. Enfin, le détecteur est capable de distinguer deux traces séparées de 0.63 mm avec une efficacité de 90% (figure 2.8).

2.2.1.2 Le détecteur de traces centrales.

Le détecteur de traces centrales [93, 94] couvre l'angle solide $|\eta| < 1$, $0 \leq \phi < 2\pi$. Le tableau 2.3 regroupe ses principales caractéristiques.

Caractéristiques mécaniques.

Le détecteur de traces centrales occupe l'espace entre le TRD et le calorimètre central ($r \in [49.5 \text{ cm}, 74.5 \text{ cm}]$). Il est constitué de 32 modules identiques assemblés en un seul bloc qui se glisse entre un cylindre intérieur en fibre de carbone et Rohacell pour limiter les conversions, et un cylindre extérieur en aluminium qui assure la rigidité mécanique. Chaque module (voir figure 2.9) comprend 5 supports en Rohacell recouvert de Kevlar et de Kapton. Des plaques métalliques maintiennent aux extrémités l'ensemble des fils tendus parallèlement au faisceau et assurent leur alignement.

Caractéristiques électrostatiques.

Le CDC est divisé en 4 couches, chaque couche est à son tour divisée en 32 cellules décalées d'une demi-cellule de couche à couche. Chaque cellule contient 7 fils sensibles,

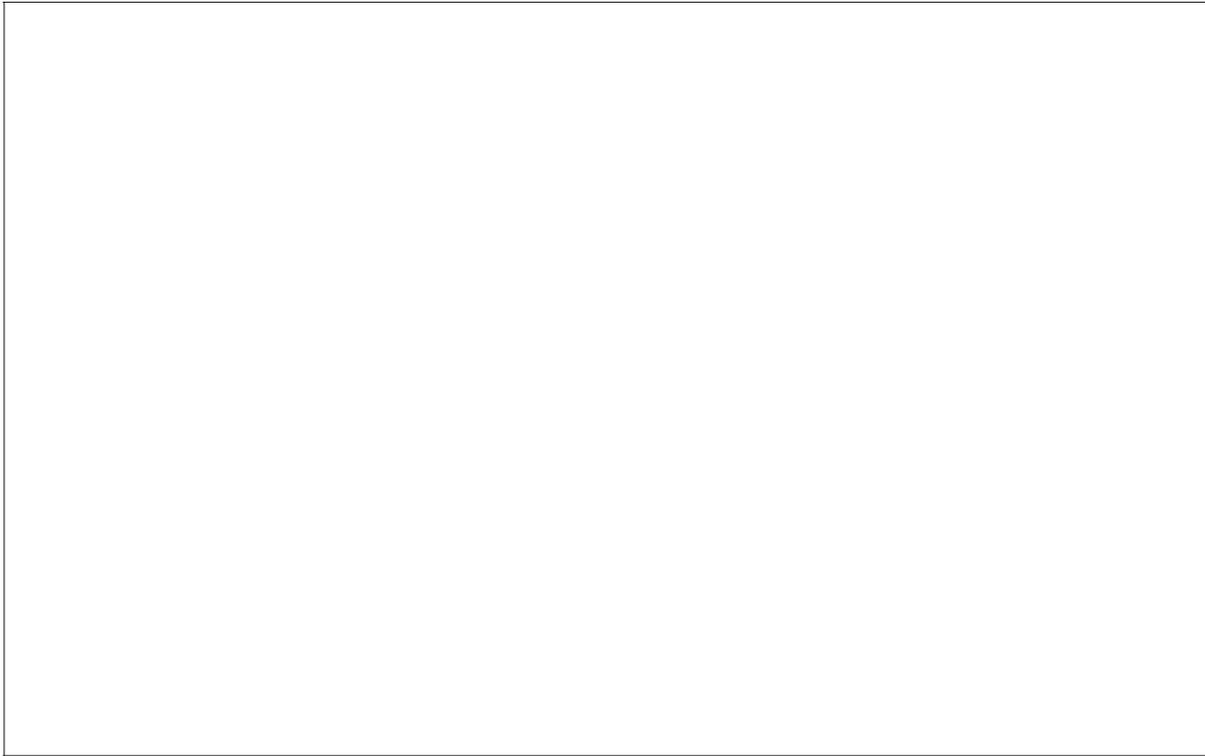


Figure 2.8 *A gauche* : résolution du détecteur de vertex en fonction de la distance de dérive, *à droite* : efficacité de reconnaissance de deux hits en fonction de leur séparation.



Figure 2.9 Structure des cellules du détecteur de traces centrales.

alternativement décalés de $200 \mu\text{m}$ par rapport au plan de symétrie de la cellule pour lever les ambiguïtés gauche-droite. Dans les parois cylindriques sont encastrés 2 tubes en téflon protégeant 2 lignes à retard par cellule : la mesure du signal aux deux extrémités permet de déterminer la position de la trace selon z . La configuration électrostatique est imposée par des paires de fils de potentiel intercalés entre les fils sensibles, et par les lignes d'encre conductrice imprimées sur le Kapton des parois. Afin de minimiser le signal induit sur les lignes à retard par le premier et le dernier fils sensibles, un fil de potentiel relié à la masse est ajouté à la paire de fils de potentiels.

Gaz.

Le gaz utilisé ($\text{Ar}_2(93\%)\text{-CH}_4(4\%)\text{-CO}_2(3\%)$ sous pression atmosphérique, et 0.5% d'eau comme stabilisateur) donne une vitesse de dérive de $34 \mu\text{m/ns}$.

Performances.

Des mesures en faisceau test et pour le rayonnement cosmique montrent une résolution transverse de $180 \mu\text{m}$ (figure 2.10).

Les huit lignes à retard sur chaque trace donnent une résolution longitudinale de 2 mm. Le détecteur est capable de distinguer deux traces séparées de 2 mm avec une efficacité de 90%. Enfin, en utilisant la mesure de l'ionisation, on dispose d'une réjection de 50 des traces superposées à 90% d'efficacité de reconnaissance des traces simples (figure 2.10).

Spécifications	
Nombre de couches	4
Nombre de cellules par couche	32
Rayon intérieur	51.8 cm
Rayon extérieur	71.9 cm
Distance de dérive maximale	7 cm
Longueur du volume actif	179.4 cm
Nombre de fils sensibles par cellule	7
Nombre total de fils sensibles	896
Diamètre des fils sensibles	30 μm
Composition des fils sensibles	W plaqué Au
Décalage des fils sensibles	200 μm
Nombre de lignes à retard par cellule	2
Nombre total de lignes à retard	256
Nombre de fils de grille par cellule	14
Diamètre des fils de grille	127 μm
Gaz	CO ₂ (95%)-C ₂ H ₄ (5%)
Pression du gaz	atmosphérique
Stabilisateur	H ₂ O (0.5%)
Vitesse de dérive pour 0.62 kV/cm	34 $\mu\text{m}/\text{ns}$
Gain du gaz	de 2×10^4 à 6×10^4 selon rayon
Nombre total de voies électroniques	$896 + 2 \times 256 = 1408$

Tableau 2.3 Caractéristiques du détecteur de traces centrales.



Figure 2.10 *En haut* : résolution du détecteur de traces centrales en fonction de la distance de dérive, *en bas* : ionisation mesurée dans le détecteur de traces centrales.

2.2.1.3 Le détecteur de traces vers l'avant.

Le détecteur de traces vers l'avant [93, 94, 96] couvre l'angle solide $1.4 < |\eta| < 3.1$, $0 \leq \phi < 2\pi$. Les tableaux 2.4 et 2.5 regroupent ses principales caractéristiques.

Caractéristiques mécaniques.

Le FDC se compose (figure 2.11) de deux ensembles identiques (un au nord, un au sud) de trois couches de chambres à dérive: deux chambres- θ servent à mesurer l'angle polaire de la trace et entourent une chambre- ϕ , mesurant l'angle azimuthal. Les deux chambres- θ d'un même ensemble sont décalées d'une rotation de 45° . Chaque chambre- θ est un assemblage de 4 quadrants de 6 cellules. Chaque chambre- ϕ est constituée de 36 cellules radiales. Les cellules sont des structures en Rohacell recouvert de Kevlar et de Kapton, comparables à celles du CDC.

Caractéristiques électrostatiques.

Chaque cellule contient, pour les chambres- θ , 8 fils sensibles et une ligne à retard qui permet une mesure redondante de l'angle ϕ , et 16 fils pour les chambres- ϕ . Les fils sensibles sont décalés de $200 \mu\text{m}$ par rapport aux plans de symétrie des cellules pour lever les ambiguïtés gauche-droite. Des fils de garde et des bandes d'aluminium déposées sur les parois des cellules complètent le dispositif de configuration du champ électrique.

Gaz.

Le gaz utilisé est un mélange Ar(93%)-CH₄(4%)-CO₂(3%) sous pression atmosphérique, similaire à celui du CDC.

Performances.

Avec un faisceau test (pions et électrons de 15 à 150 GeV/c), on mesure une résolution spatiale de $200 \mu\text{m}$ dans le plan perpendiculaire aux fils sensibles considérés (figure 2.12), et une résolution d'environ 4 mm dans la direction des lignes à retard. Le détecteur est capable de distinguer deux traces séparées de 2 mm, à 90% d'efficacité de reconnaissance des traces simples et donne une réjection de 85 des traces superposées en utilisant la mesure de l'ionisation pour la même efficacité(figure 2.12).

2.2.1.4 Le détecteur à radiation de transition.

Le détecteur à radiation de transition⁶ couvre l'angle solide $|\eta| < 1.3$, $0 \leq \phi < 2\pi$. Le tableau 2.6 présente ses principales caractéristiques [97, 98, 99]. Le rayonnement X de transition apparaît quand des particules chargées très relativistes ($\gamma > 10^3$) traversent des

⁶Le TRD fait l'objet d'une étude plus détaillée au chapitre 4.

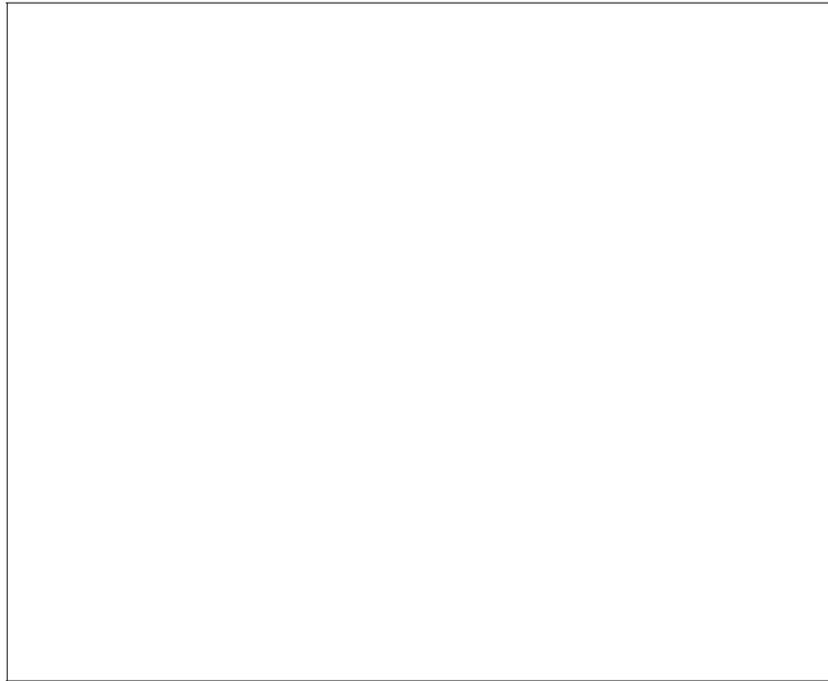


Figure 2.11 Disposition des chambres du détecteur de traces vers l'avant.

Spécifications	
Couverture en z	104,8-111,2 cm/128,8-135,2 cm
Nombre de cellules par quadrant	6
Nombre de fils sensibles par cellule	8
Nombre de lignes à retard par cellule	1
Nombre de fils de grille par fil sensible	2
Distance de dérive maximale	5,3 cm
Nombre total (nord + sud) de fils sensibles	768
Nombre total (nord + sud) de lignes à retard	96
Diamètre des fils sensibles	30 μm
Décalage des fils sensibles	$\pm 200 \mu\text{m}$
Diamètre des fils de grille	163 μm
Gaz	CO ₂ (95%)-C ₂ H ₄ (5%)
Pression du gaz	atmosphérique
Nombre total (nord + sud) de voies électroniques	768 + 2 × 96 = 960

Tableau 2.4 Caractéristiques du détecteur de traces vers l'avant (chambres θ).

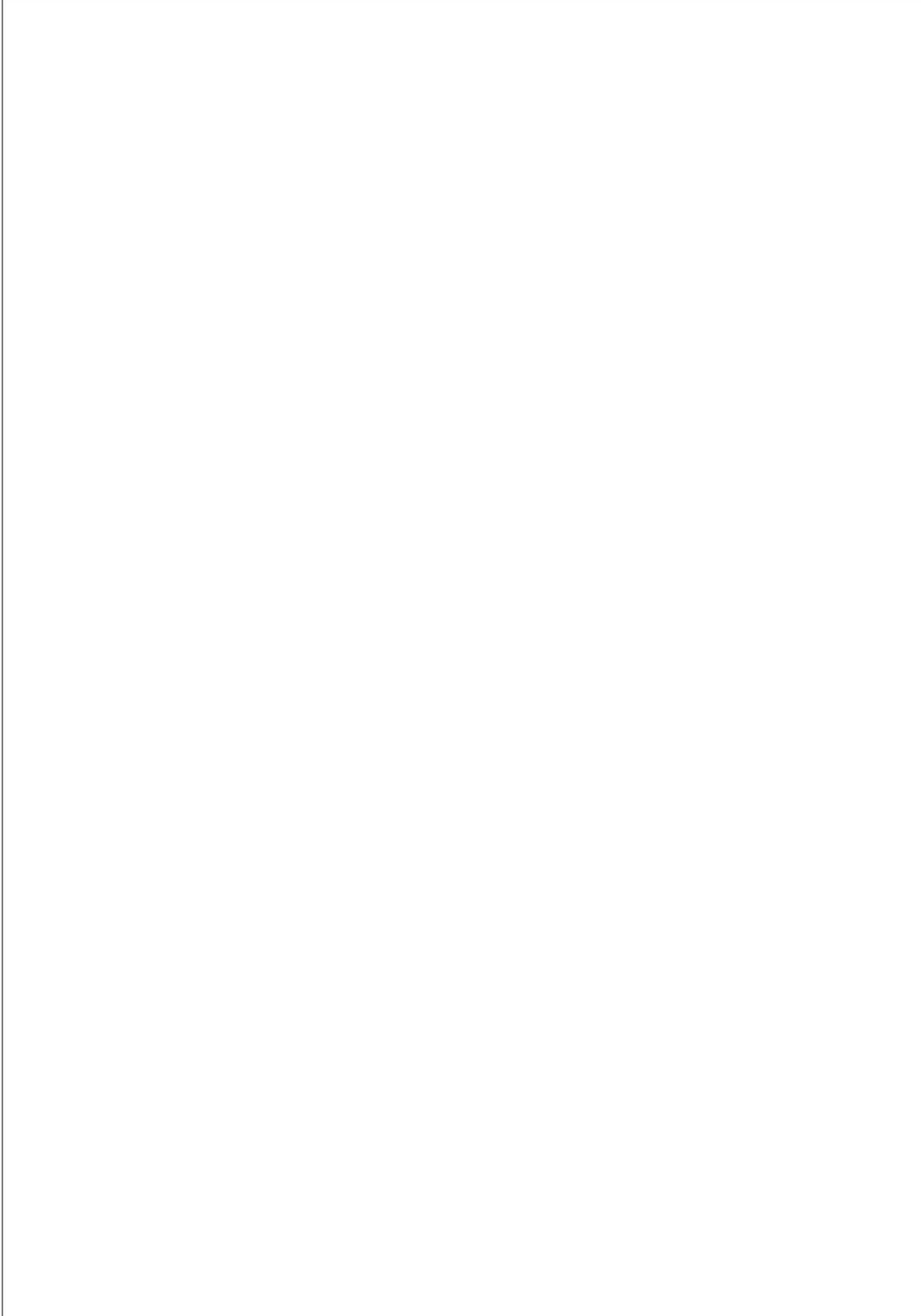


Figure 2.12 *En haut*: résolution du détecteur de traces vers l'avant en fonction de la distance de dérive, *en bas*: efficacité de reconnaissance de deux hits en fonction de leur séparation.

Spécifications	
Couverture en z	113.8-127.0 cm
Rayon intérieur	11.0 cm
Rayon extérieur	61.3 cm
Nombre de cellules	36
Nombre de fils sensibles par cellule	16
Nombre de lignes à retard par cellule	0
Nombre de fils de grille par fil sensible	1
Distance de dérive maximale	5.3 cm
Nombre total (nord + sud) de fils sensibles	1152
Diamètre des fils sensibles	30 μm
Décalage des fils sensibles	$\pm 200 \mu\text{m}$
Diamètre des fils de grille	163 μm
Gaz	CO ₂ (95%)-C ₂ H ₄ (5%)
Pression du gaz	atmosphérique
Nombre total (nord + sud) de voies électroniques	1152

Tableau 2.5 Caractéristiques du détecteur de traces vers l'avant (chambres ϕ).

interfaces entre milieux de constantes diélectriques différentes. Il est ainsi possible d'identifier les électrons par des moyens complémentaires de ceux de la calorimétrie. Trois couches composent le sous-détecteur. Chacune d'elles comprend un radiateur et une chambre de détection des photons X produits. Les couches sont supportées mécaniquement par des structures de plastique en nid d'abeille recouvert de fibre de verre. Des anneaux terminaux en Kevlar maintiennent les cathodes.

Radiateur.

Chaque radiateur, inséré dans un tube en fibre de carbone fermé aux extrémités par des panneaux de Rohacell recouverts de fibre de carbone, se compose d'une feuille de 18 μm de polypropylène, enroulée 393 fois. Les épaisseurs successives sont espacées de 150 μm au moyen d'indentations que l'on crée en laissant la feuille sur un filet de polyéthylène de maille 2 cm \times 2 cm pendant cinq minutes à 85 °C, puis en l'aspirant pendant son refroidissement.

Détection des photons X.

La détection des photons X de transition se fait grâce à une chambre à dérive radiale située immédiatement après chaque radiateur. (figure 2.13). Les photons, d'une énergie de 3 à 20 keV, se convertissent pour la plupart dans les premiers millimètres de la chambre. Les charges produites progressent radialement dans la zone de dérive, traversent une grille constituée de fils reliés à la masse et se multiplient par avalanche dans la zone



Figure 2.13 Structure d'une couche du détecteur à radiation de transition.

d'amplification. Les deux premières couches sont segmentées en 256 cellules, centrées sur autant de fils d'anodes, et séparées les unes des autres par 256 fils de potentiel. Tous les fils sont parallèles au faisceau. La troisième couche est deux fois plus segmentée, mais les 512 cellules sont sommées électroniquement en 256 canaux. Des bandes cuivrées de cathodes hélicoïdales tapissent le cylindre de grand rayon de la chambre.

Au signal de radiation de transition s'ajoute la contribution de toute particule chargée qui, en traversant la chambre, ionise le gaz. Le signal (figure 2.14) collecté sur une anode se présente donc sous la forme d'une succession de clusters issus des conversions de photons de transition et des rayons δ d'ionisation. La figure 2.15 montre le même signal, sommé pour



Figure 2.14 Signal collecté sur une anode du TRD.

un grand nombre d'électrons. Le pic commun aux deux distributions pour les petits temps de dérive est dû à l'ionisation dans la zone d'amplification, avec une double contribution avant et après le fil d'anode. Le plateau central provient de l'ionisation dans la zone de dérive. La remontée pour les grands temps de dérive en présence du radiateur est la signature du rayonnement de transition. En effet les charges libérées par la conversion des photons de transition dès l'entrée dans la chambre, doivent traverser toute la zone de dérive.

Gaz.

Deux membranes de mylar de 23 μm délimitent trois volumes étanches dans chaque couche :

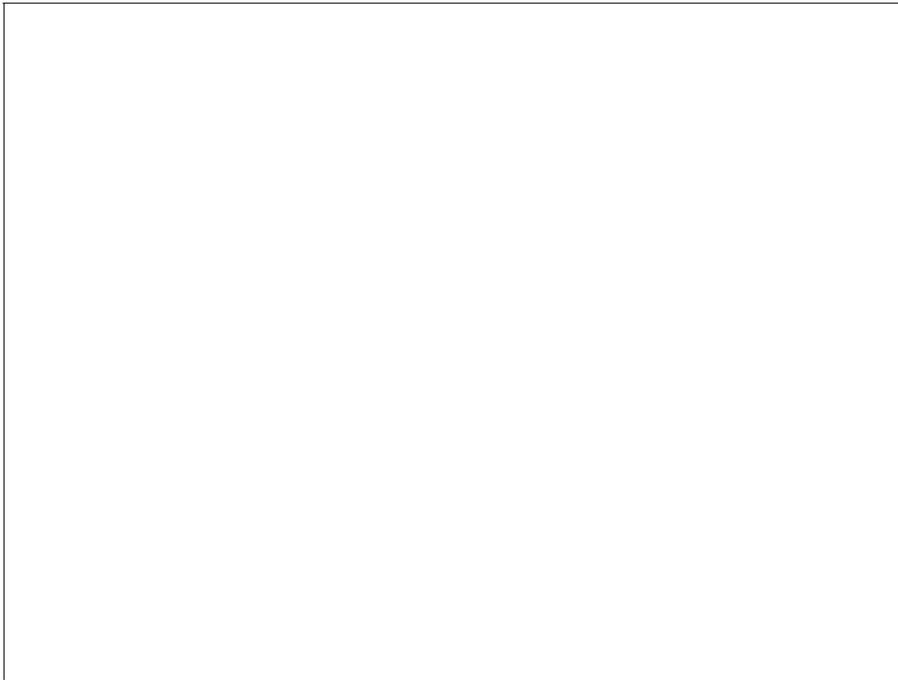


Figure 2.15 Charge recueillie en fonction du temps de dérive pour des électrons, avec ou sans radiateur.

- le volume du radiateur, rempli d'azote,
- un petit volume de séparation (2 mm) pour limiter les pollutions, rempli de gaz carbonique,
- le volume de la chambre, rempli d'un mélange Xe(91%)-CH₄(7%)-C₂H₆(2%) qui repasse cycliquement pour limiter les coûts d'exploitation.

Les gaz sont globalement à pression atmosphérique, avec de légères surpressions pour garder aux membranes leur forme cylindrique. La membrane d'entrée dans la chambre porte un dépôt d'aluminium, connecté à un potentiel de -1000 V pour polariser la zone de dérive.

Spécifications	
Longueur totale	188 cm
Longueur active	166.6 cm
Rayon intérieur	17.5 cm
Rayon extérieur	49 cm
Nombre de couches	3
Épaisseur d'un radiateur	66 mm
Épaisseur de la feuille de polypropylène	18 μm
Espacement moyen entre enroulements	150 μm
Nombre d'enroulements	393
Espacement radiateur-chambre	2mm
Épaisseur d'une chambre	23 mm = 15 (dérive) + 8 (amplification)
Nombre total de canaux	1536=3×256 anodes + 3×256 cathodes
Position des anodes (rayon)	26.30 cm / 36.85 cm / 47.40 cm
Position des cathodes (rayon)	26.70 cm / 37.25 cm / 47.80 cm
Inclinaison des cathodes	23.7° / 29.0° / 47.0°
Longueur de radiation ($\eta = 0$)	8.13% X_0
Longueur d'interaction ($\eta = 0$)	3.57% λ_0
Fils d'anode (composition et diamètre)	W plaqué Au 30 μm
Fils de grille (composition et diamètre)	W plaqué Au 70 μm
Fils de potentiel (composition et diamètre)	Cu/Be plaqué Au 100 μm
Temps de dérive maximal	0.6 μs

Tableau 2.6 Caractéristiques du détecteur à radiation de transition.

2.2.2 Les calorimètres et détecteurs inter-cryostatiques.

2.2.2.1 Les calorimètres.

En l'absence de champ magnétique, les calorimètres de DØ doivent fournir seuls la mesure de l'énergie des électrons, des photons, des jets et celle de l'énergie transverse manquante. L'étude de la forme des gerbes est par ailleurs un élément essentiel pour l'identification des particules.

Structure des calorimètres.

La solution choisie est un ensemble composé d'un calorimètre central (CC⁷) couvrant le domaine de pseudo-rapacité $\eta \in [-1, +1]$, et de deux calorimètres nord et sud (ECN et ECS⁸) qui étendent l'acceptance jusqu'à $|\eta| \simeq 4$. Un gain unitaire, une relative simplicité de calibration, une grande stabilité, une segmentation aisée, une bonne résistance aux radiations et un coût relativement bas de l'électronique associée ont motivé le choix de l'argon liquide comme milieu sensible, malgré les complications imposées par la cryogénie (il faut maintenir 75700 litres d'argon liquide à 78 K). Le milieu absorbant est de l'uranium appauvri, du cuivre ou de l'acier inoxydable, selon les régions. L'uranium apporte les avantages d'un matériau dense et d'une réponse identique aux électrons et aux hadrons. On reconnaîtra sur la figure 2.16 les trois cryostats, ainsi que les différentes sections : en partant du centre du détecteur, les particules traversent d'abord une section électromagnétique (CCEM⁹ dans le CC, ECEM¹⁰ dans les EC) avec des plaques d'uranium de 3 ou 4 mm, puis une section hadronique fine (CCFH¹¹ dans le CC, ECIFH, ECMFH¹² dans les EC) avec des plaques d'uranium de 6 mm et enfin une section hadronique grossière (CCCH¹³ dans le CC, ECIFH, ECMCH, ECOCH¹⁴ dans les EC) constituée de plaques d'acier ou de cuivre de 46.5 mm.

Les caractéristiques des trois types de modules utilisés dans le calorimètre central sont regroupées dans le tableau 2.7[100]. Ces modules, d'une longueur de 2.6 m, sont assemblés en anneaux, décalés les uns par rapport aux autres pour qu'une particule ne voit pas de parties mortes successives (figure 2.17). Les six types de modules des calorimètres nord et sud sont décrits par le tableau 2.8. Les figures 2.3 et 2.17 montrent comment le Main Ring traverse de part en part la partie supérieure des calorimètres, ce qui constitue une importante source de bruit, puisque cet accélérateur continue à être utilisé pour la fabrication de nouveaux antiprotons pendant l'acquisition des données.

Cellule élémentaire.

⁷Central Calorimeter.

⁸End Calorimeter North/South.

⁹Central Calorimeter Electromagnetic.

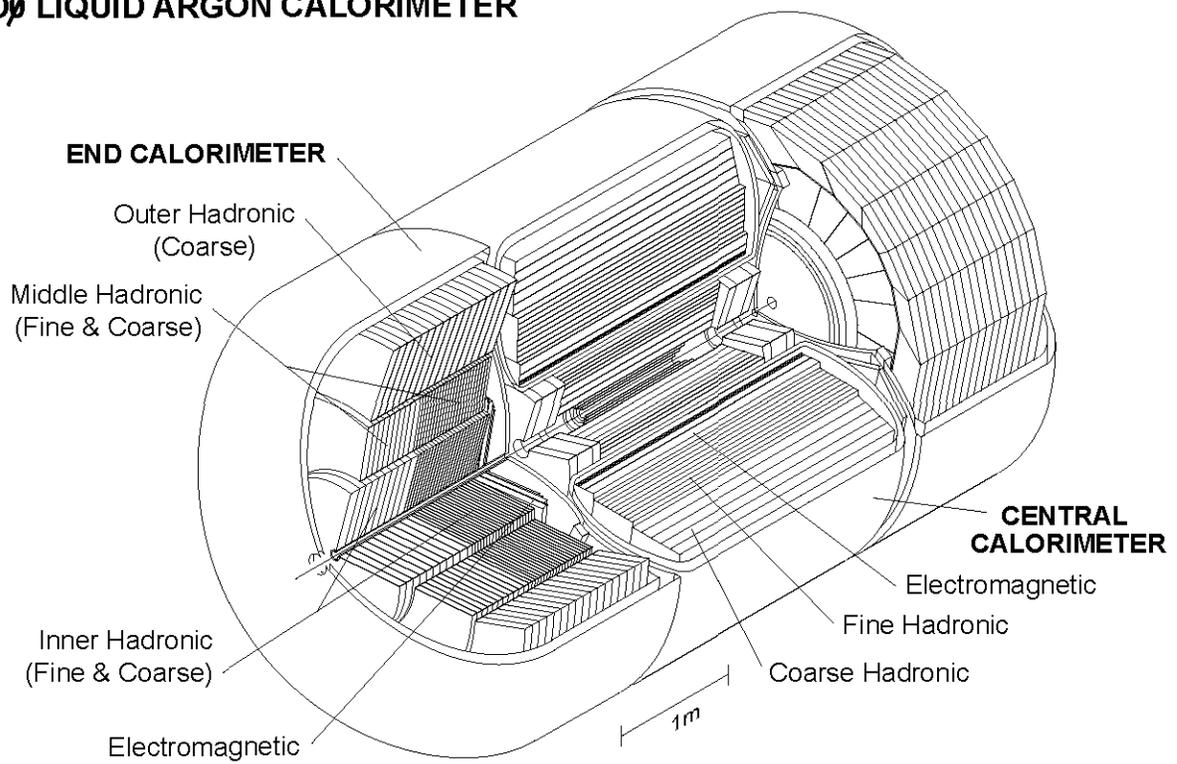
¹⁰End Calorimeter Electromagnetic.

¹¹Central Calorimeter Fine Hadronic.

¹²End Calorimeter Inner/Middle Fine Hadronic.

¹³Central Calorimeter Coarse Hadronic.

¹⁴End Calorimeter Inner/Middle/Outer Coarse Hadronic.

DØ LIQUID ARGON CALORIMETER**Figure 2.16** Calorimètres de DØ .

Module	CCEM	CCFH	CCCH
Nombre de modules	32	16	16
Absorbeur	U	U + 2% Nb	Cu
Épaisseur des plaques d'absorbeur	3 mm	6 mm	46.5 mm
Épaisseur d'argon par cellule	2.3 mm	2.3 mm	2.3 mm
Segmentation en ϕ	$\frac{2\pi}{64} \simeq 0.1$ ^a	$\frac{2\pi}{64} \simeq 0.1$	$\frac{2\pi}{64} \simeq 0.1$
Segmentation en η	0.1 ^b	0.1	0.1
Segmentation longitudinale	4	3	1
Nombre de cellules/segment longitudinal	2-2-7-10	20-16-14	9
Longueur de radiation totale	20.5 X ₀	96 X ₀	32.9 X ₀
Longueur d'absorption totale	0.76 λ_a	3.23 λ_a	3.2 λ_a
Nombre total de voies	$\simeq 10400$	$\simeq 3500$	$\simeq 770$
Couverture en η	± 1.2	± 1.0	± 0.6
Masse d'un module	0.6 T	8.3 T	7.2 T
Masse totale	305 T + 26 T d'argon liquide		

^aPour le troisième segment longitudinal, $\Delta\phi = \frac{2\pi}{128} \simeq 0.05$

^bPour le troisième segment longitudinal, $\Delta\eta = 0.05$

Tableau 2.7 Caractéristiques du calorimètre central.



Figure 2.17 Disposition des modules à l'intérieur du cryostat central.

Module	ECEM	ECIFH	ECICH	ECMFH	ECMCH	ECOH
Nombre de modules	1	1	1	16	16	16
Absorbeur	U	U+2% Nb	U	U+2% Nb	Acier inox	Acier inox
Épaisseur des plaques d'absorbeur	4 mm	6 mm	46.5 mm	6 mm	46.5 mm	46.5 mm
Épaisseur d'argon par cellule	2.3 mm	2 mm	2mm	2.2 mm	2.2 mm	2.2mm
Segmentation en ϕ	$\frac{2\pi}{64} \simeq 0.1$ ^a	$\frac{2\pi}{64} \simeq 0.1$				
Segmentation en η	0.1 ^b	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1
Segmentation longitudinale	4	4	1	4	1	3
Nombre de cellules/segment longitudinal	2-2-6-8	16-16-16-16	13	15-15-15-15	12	8-8-8
Longueur de radiation totale	20.1 X ₀	121.8 X ₀	32.8 X ₀	115.5 X ₀	37.9 X ₀	65.1 X ₀
Longueur d'absorption totale	0.95 λ_a	4.91 λ_a	3.57 λ_a	4.04 λ_a	4.08 λ_a	7.01 λ_a
Nombre total de voies	7488	$\simeq 5900$		1664		960
Couverture en $ \eta $	1.3-3.7	1.6-4.45	2.0-4.45	1.0-1.7	1.3-1.9	0.7-1.4
Masse d'un module	5 T	28.4 T		4.3 T		5.5 T
Masse totale	238 T					

^aPour le troisième segment longitudinal, $\Delta\phi = \frac{2\pi}{128} \simeq 0.05$ pour $|\eta| < 2.6$

^bPour le troisième segment longitudinal, $\Delta\eta = 0.05$ pour $|\eta| < 2.6$ —

Tableau 2.8 Caractéristiques d'un calorimètre nord ou sud.

Toutes les cellules des calorimètres ont la même structure illustrée par la figure 2.18. Plaques d'absorbant et cartes de lecture sont maintenues à espacement fixe par des entretoises. Une carte de lecture se compose de deux plaques parallèles de 0.5 mm de G10, recouvertes sur les deux faces extérieures d'une résine très résistive d'epoxy et carbone. Une des faces intérieures reste nue, tandis que l'autre reçoit une impression de cuivre qui délimite les dimensions en ϕ et en η de la cellule. Les plaques d'absorbant sont reliées à la masse, et l'on applique 2000 volts sur les faces résistives des cartes de lecture. Le temps typique de dérive d'un électron dans l'espace de 2.3 mm d'argon est alors de 450 ns. Quelques 500000 connections, réalisées par des fils isolés ou en nappe et des circuits imprimés souples en Kapton, sont nécessaires pour regrouper les cellules en environ 50000 canaux de mesure.

Segmentation.

Les calorimètres sont segmentés (voir tableaux 2.7 et 2.8)

- longitudinalement, c'est à dire en couches traversées successivement par la particule. Par exemple la section électromagnétique centrale (CCEC) est divisée en quatre couches, comprenant respectivement 2,2,7 et 10 cellules.
- en tours, c'est à dire en η et en ϕ , de taille $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times \frac{2\pi}{64} \simeq 0.1 \times 0.1$, à l'exception de la troisième couche électromagnétique dont la segmentation est $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.05 \times \frac{2\pi}{128} \simeq 0.05 \times 0.05$, et des régions $|\eta| > 3.2$ où $\Delta\phi = \frac{2\pi}{32}$ et $\Delta\eta \geq 0.2$.

L'ensemble des calorimètres respecte une géométrie pseudo-projective, ce qui signifie que les *centres* des tours situées sur une droite issue du centre du détecteur sont alignés, alors que les *bords* de ces mêmes tours sont simplement perpendiculaires aux plaques d'absorbant (voir figure 2.19).

Electronique.

Les signaux issus du calorimètre sont préamplifiés au niveau des cryostats, puis transportés par des paires de câbles d'environ 30 m vers l'électronique (BLS¹⁵) de suppression de piédestal, de mise en forme et d'échantillonnage installée sur la plate-forme mobile. Un échantillon est pris juste avant le croisement des faisceaux, un autre 2.2 μ s après. On fabrique alors la différence entre ces deux échantillons, qui est proportionnelle à la charge collectée par le canal. Selon la taille du signal, on amplifie d'un facteur 1 ou 8 afin d'étendre à 15 bits la dynamique effective de l'étage de numérisation, situé dans les salles de comptage après 50 m de paires de câbles. Une unité de convertisseur analogique-digital correspond environ à 3.75 MeV déposé, alors qu'une particule au minimum d'ionisation dépose entre 8 MeV (première couche électromagnétique) et 90 MeV (première couche hadronique). En injectant dans les préamplificateurs un signal carré de référence, il est possible de calibrer la chaîne électronique associée à chaque canal.

¹⁵Base Line Subtractor.



Figure 2.18 Structure d'une cellule de calorimètre.

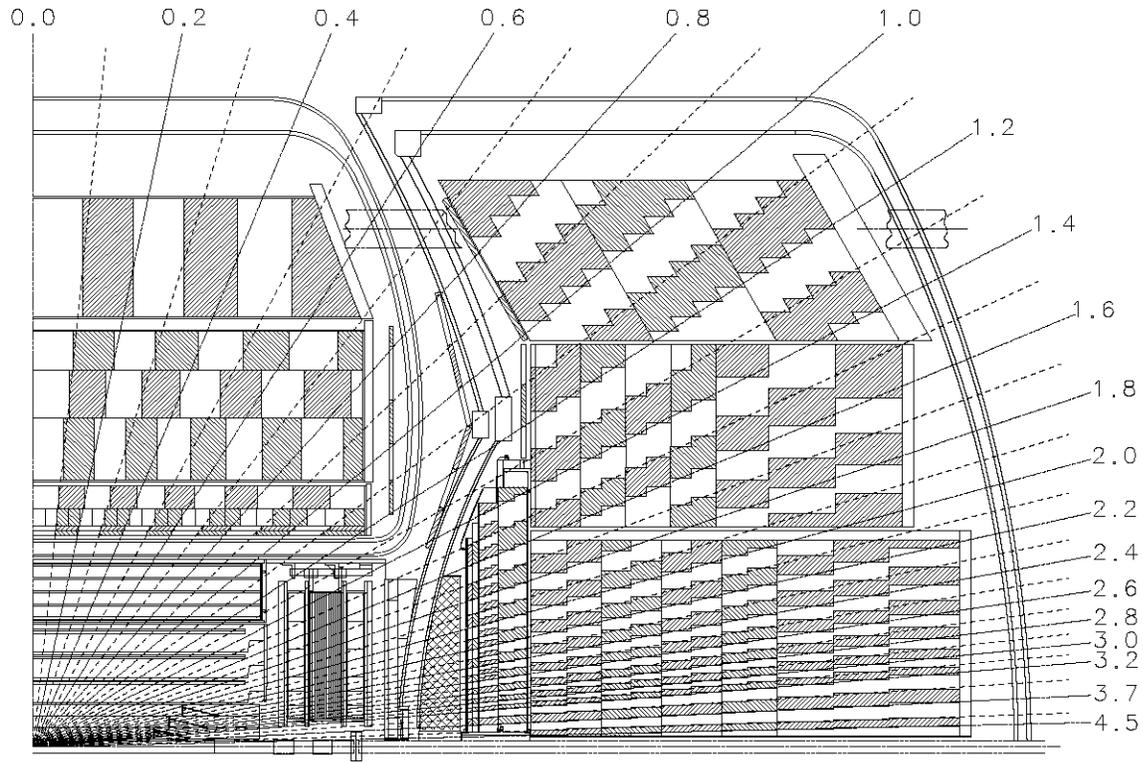


Figure 2.19 Géométrie pseudo-projective du calorimètre.

Performances.

Des modules séparés (CCEM/FH,ECEM,ECMH,ECH) ont été testés dans des faisceaux de pions et d'électrons entre 10 GeV et 150 GeV [101, 102, 103, 104, 105]. La réponse des modules en fonction de l'énergie du faisceau est linéaire à mieux que 0.5%. La résolution en énergie σ_E mesurée s'écrit sous la forme

$$\left(\frac{\sigma_E}{E}\right)^2 = C^2 + \frac{S^2}{E} + \frac{N^2}{E^2}$$

où

- C regroupe les erreurs de calibration dues notamment aux incertitudes sur les gains des canaux, aux couplages capacitifs et inductifs entre canaux, aux variations d'épaisseurs d'uranium et d'argon,
- S rend compte des fluctuations de l'échantillonnage,
- N est le terme de bruit issu de l'activité de l'uranium et de l'électronique.

Pour les électrons, on obtient (figure 2.20) :

$$C = 0.003 \pm 0.002 \quad S = 0.157 \pm 0.005\sqrt{\text{GeV}} \quad N = 0.140 \text{ GeV}$$

et pour les pions

$$C = 0.032 \pm 0.004 \quad S = 0.41 \pm 0.04\sqrt{\text{GeV}} \quad N = 1.28 \text{ GeV}.$$

La résolution spatiale, obtenue en comparant la position de la trace et le barycentre de la gerbe, décroît de 1.2 mm à 0.8 mm quand l'énergie augmente (figure 2.20). Le rapport de la réponse aux électrons et de la réponse aux pions ($\frac{e}{\pi}$) varie entre 1.11 vers 10 GeV et 1.04 vers 150 GeV (figure 2.21).

2.2.2.2 La région inter-cryostatique.

La figure 2.19 montre que la région entre le cryostat central et les cryostats avant et arrière est peu appareillée, de sorte que de petites variations de η font varier très sensiblement le gain du calorimètre. Pour remédier à ce défaut, des détecteurs auxiliaires viennent compléter la mesure de l'énergie donnée par les calorimètres. Ils se composent de [106] :

- deux (un au nord, un autre au sud) réseaux de 384 tuiles de scintillateur Bicron BC-414 montés sur les parois externes des cryostats (ICD¹⁶) figure 2.22. Les tuiles suivent exactement la segmentation $\Delta\phi \times \Delta\eta = 0.1 \times 0.1$ du calorimètre. Des fibres optiques scintillantes, glissées dans des sillons tracés à la surface du scintillateur,

¹⁶Inter Cryostat Detector.

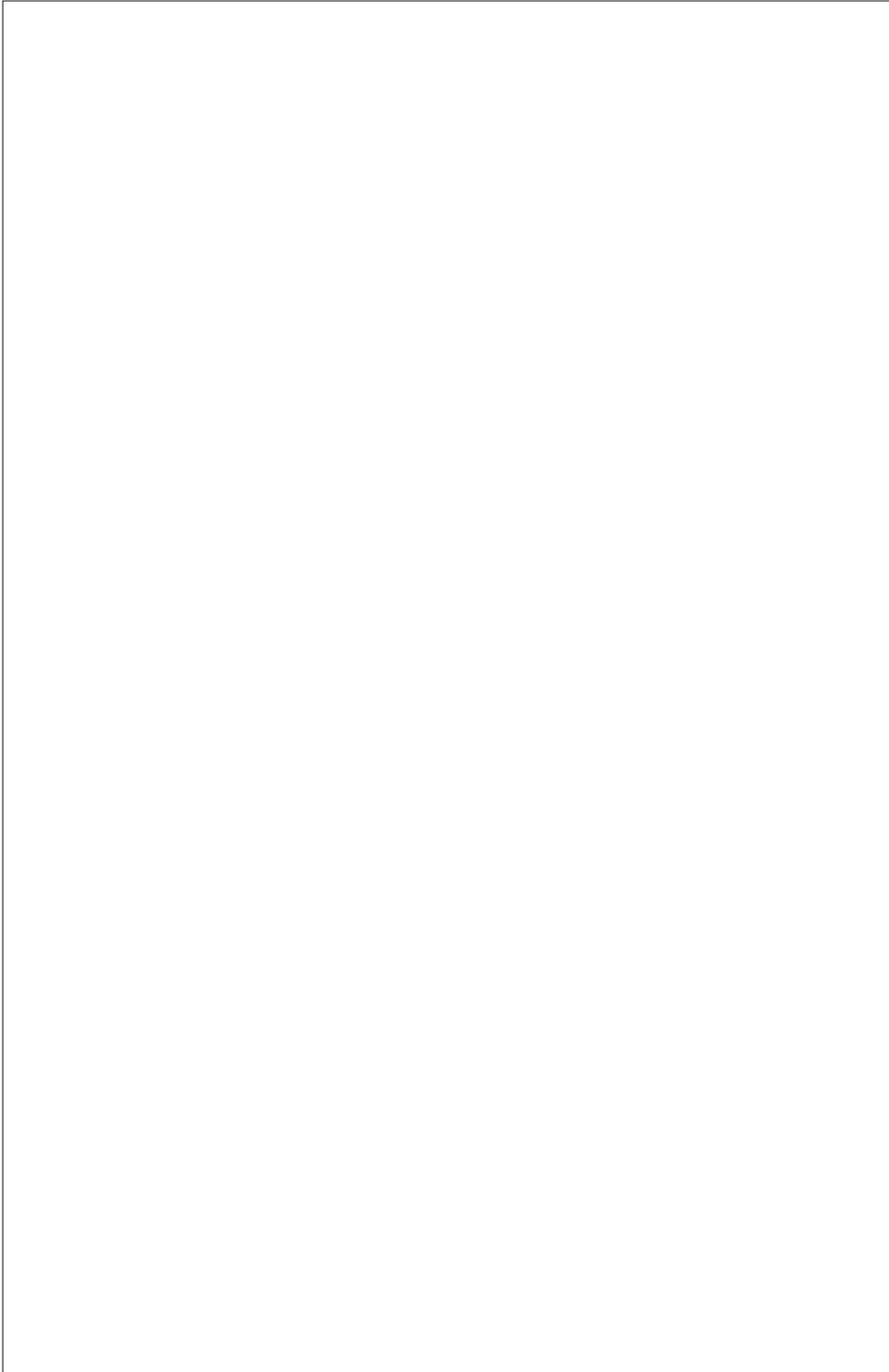


Figure 2.20 Résolutions du calorimètre en énergie (*en haut*) et en position (*en bas*) en fonction de l'énergie du faisceau.



Figure 2.21 Rapport des réponses $\frac{\varepsilon}{\pi}$ en fonction de l'énergie du faisceau.

collectent la lumière, décalent sa longueur d'onde et l'amènent à des tubes photomultiplicateurs (figure 2.22). Une particule au minimum d'ionisation donne environ 20 photoélectrons, soit un signal exploitable sachant qu'en moyenne 25 particules traversent une tuile dans le cas d'un jet. La calibration des réseaux de scintillateurs utilise un laser ultraviolet.

- des cellules sans absorbant (MG¹⁷), situées à l'intérieur des cryostats, de segmentation $\Delta\phi \times \Delta\eta = 0.1 \times 0.1$, disposées en anneaux (un anneau correspondant au CCFH, un second au ECMH, un dernier au ECOH).

En utilisant les informations des détecteurs auxiliaires, on améliore nettement la mesure de l'énergie dans la zone $0.8 < |\eta| < 1.4$, ainsi que le montre la figure 2.23.

2.2.3 Le spectromètre à muons.

Le système de mesure des muons de DØ [107, 108, 109] a pour rôles l'identification et la mesure du signe et de l'impulsion des muons. Il consiste en cinq aimants toroïdes, une couche A de chambres à muons avant les aimants et deux couches B et C de chambres après les aimants. La comparaison des positions avant et après l'aimant, combinée aux informations du détecteur central et éventuellement du calorimètre, permet de calculer

¹⁷Massless Gaps.



Figure 2.22 *En haut* : tuile de scintillateur et fibres optiques, *au centre et en bas* : disposition des photomultiplicateurs.



Figure 2.23 *A gauche* : histogramme de l'énergie mesurée pour des pions isolés de 100 GeV sans (pointillés) et avec (trait plein) correction par les détecteurs auxiliaires dans la région inter-cryostatique à $\eta = 1.25$, *à droite* : énergie mesurée sans (*) et avec correction (o) en fonction de η .

la courbure de la trajectoire et donc l'impulsion du muon \vec{p} avec une résolution $\frac{\delta p}{p}$ de 18%. La détermination du signe à trois écarts standards est possible pour des impulsions transverses inférieures à 200 GeV/c à $\eta = 0$. Deux technologies différentes sont utilisées suivant les régions : 164 chambres WAMUS¹⁸ de taille maximale 2.5×5.8 m² couvrent la région des grand angles θ , et six stations (trois au nord, trois autres au sud) de chambres SAMUS¹⁹ complètent la couverture pour les petits angles (figure 2.24).

2.2.3.1 Les aimants du spectromètre à muons.

Cinq aimants toroïdes, dont on trouvera les caractéristiques techniques dans le tableau 2.2.3.1, sont nécessaires pour créer le champ magnétique autour du calorimètre. Ce sont (figure 2.25) :

- un aimant central (CF²⁰) dans la région $|\eta| \leq 1$, constitué d'un grand anneau carré de 109 cm d'épaisseur. Il repose sur la plate-forme mobile et peut s'ouvrir pour laisser un passage vers l'intérieur du détecteur (on écarte pour cela horizontalement et perpendiculairement au faisceau les deux C qui forment l'anneau carré),

¹⁸Wide Angle MUon System.

¹⁹Small Angle MUon System.

²⁰Central Field.



Figure 2.24 Disposition des sous-systèmes du spectromètre à muons.

- deux aimants nord et sud (EF²¹) dans la région $1 < |\eta| \leq 2.5$. Ils sont de forme carrée (4.17 m de côté), perpendiculaires au faisceau, mobiles pour permettre l'accès et percés d'un trou carré en leur centre (1.82 m de côté).
- deux aimants WAMUS nord et sud dans la région $2.5 < |\eta| \leq 3.6$, situés dans les trous centraux des aimants EF et mobiles avec eux. Un collimateur éliminant le halo s'insère dans l'espace libre entre un aimant WAMUS et le tube à vide du faisceau.



Figure 2.25 *A gauche* : aimant central du spectromètre à muons, *à droite* : disposition et carte de champ des aimants EF et SAMUS.

Un muon à $\eta = 0$ doit avoir une impulsion supérieure à 3.5 GeV/c pour émerger des aimants (figure 2.26).

2.2.3.2 Le spectromètre à grands angles.

Chacune des 164 chambres du spectromètre à grands angles est un assemblage modulaire, dont la cellule de base est le tube proportionnel à dérive (PDT)²². Les chambres

²¹End Field.

²²Proportional Drift Tube.

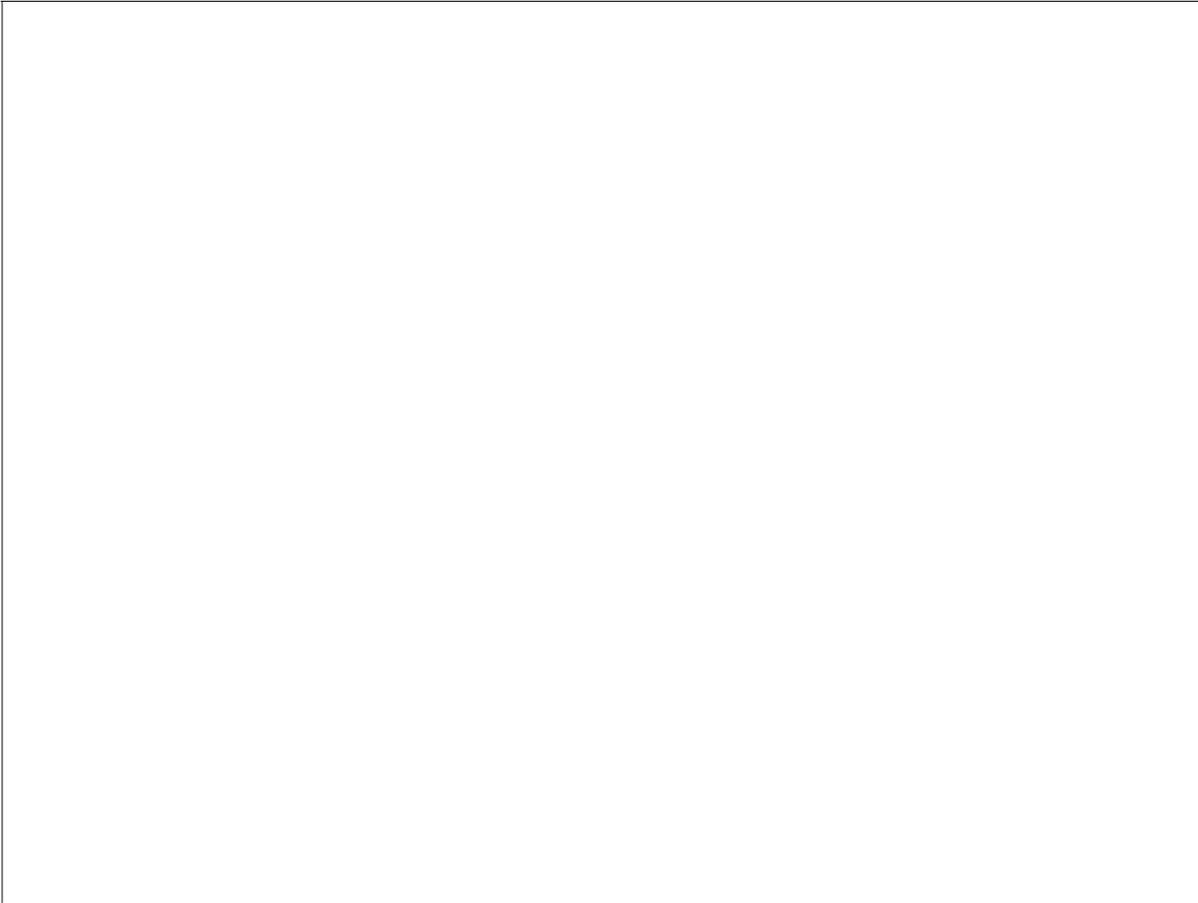


Figure 2.26 Carte des longueurs d'interaction.

Toroïde	CF	EF	WAMUS
Intervalle en z	$[-378.5, +378.5]$	$[447.0, 599.4]$	$[447.0, 599.4]$
Couverture angulaire	$41^\circ \leq \theta \leq 139^\circ$	$9^\circ \leq \theta \leq 43^\circ$	$2.5^\circ \leq \theta \leq 11^\circ$
Champ	1.9 T	1.9 T	1.9 T
Nombre de bobines	20	8	4
Nombre de tours/bobine	10	8	24
Courant	2500 A	2500 A	417 A
Tension	107 V	19 V	13.3 V
Résistance	42.8 m Ω	7.5 m Ω	32 m Ω
Masse	1973 T	800 T	32 T

Tableau 2.9 Caractéristiques des aimants du spectromètre à muons.

ne diffèrent que par leurs dimensions et par le nombre de plans : la couche A comporte quatre plans de tubes, les couches B et C, séparées de plus d'un mètre, en comportent trois chacune. Un tube à dérive est construit à partir d'une extrusion d'aluminium qui s'emboîte dans le tube voisin, en décalant les couches les unes par rapport aux autres pour éviter l'alignement des parties mortes (figure 2.27). Un fil d'anode occupe le centre de chaque cellule et (figure 2.28) donne la position transverse de la trace avec une résolution de ± 0.2 mm. La mesure de la position longitudinale ξ se fait en deux étapes. Les fils d'anodes adjacents sont groupés par paires, mis en série à un bout (ce qui simplifie les accès électroniques), et lus à l'autre bout ; la différence des temps d'arrivée Δt fournit une estimation de ξ à 20 cm près. La deuxième étape utilise les cathodes : les parois des cellules sont recouvertes de deux cathodes (figure 2.28) qui se font face. Chaque cathode est constituée de deux électrodes qui sont les parties intérieure et extérieure d'un motif répétitif en diamant de période 61 cm (figure 2.28). Le motif est décalé d'environ 1/3 de période de cellule à cellule pour combattre les effets de bords. On calcule alors le rapport

$$\frac{\sum_{\text{cathodes } 1,2} \text{électrode intérieure} + \sum_{\text{cathodes } 1,2} \text{électrode extérieure}}{\sum_{\text{cathodes } 1,2} \text{électrode intérieure} - \sum_{\text{cathodes } 1,2} \text{électrode extérieure}}$$

qui donne ξ à environ ± 3 mm près modulo la demi-période du motif en diamants, l'ambiguïté sur la demi-période étant déjà levée par la mesure de Δt .

Nombre de couches	3
Nombre de plans	18 = 6 faces \times 3 couches
Nombre de chambres	164
Nombre de cellules	11386
Nombre de cathodes	22772
Couverture angulaire	$9^\circ \leq \theta \leq 139^\circ$
Gas	Ar(90%)-CF ₄ (5%)-CO ₂ (5%)
Vitesse de dérive	$\simeq 6.5$ cm/ μ s
Distance maximale de dérive	5 cm
Diamètre des anodes	50 μ m
Composition des anodes	Au plaqué Ni
Composition des cathodes	Cu sur Glasteel
Potentiel d'anode	4560 V
Potentiel de cathode	2300 V
Résolution transverse	± 0.2 mm
Résolution longitudinale	± 3 mm

Tableau 2.10 Caractéristiques des chambres du spectromètre à grands angles.



Figure 2.27 Assemblage des tubes proportionnels à dérive WAMUS.

2.2.3.3 Le spectromètre à petits angles.

Le spectromètre à petits angles a pour cellule de base un tube à dérive cylindrique en acier dont les principales caractéristiques sont donnés par le tableau 2.11. Les 5308 tubes couvrent un carré de $3.3 \times 3.3 \text{ m}^2$ autour du faisceau et respectent la disposition en trois couches avec une station avant l'aimant et deux après l'aimant. Les tubes sont assemblés en groupe compacts orientés selon x , y et u (u étant la droite à 45° dans le plan xy) permettant ainsi la mesure complète de la position (figure 2.29).

Nombre de couches	3
Nombre de callules	5308
Diamètre des tubes	29 mm
Couverture angulaire	$3^\circ \leq \theta \leq 11^\circ$
Gas	$\text{CF}_4(90\%)\text{-CH}_4(10\%)$
Vitesse de dérive	$\simeq 9.7 \text{ cm}/\mu\text{s}$
Temps maximale de dérive	150 ns
Diamètre des anodes	$50 \mu\text{m}$
Composition des anodes	W plaqué Au
Résolution transverse	$\pm 0.2 \text{ mm}$

Tableau 2.11 Caractéristiques des chambres du spectromètre à petits angles.



Figure 2.28 *En haut* : structure d'une cellule de chambre à muon, *en bas* : géométrie des cathodes.



Figure 2.29 Agencement des tubes SAMUS selon x, y et u .

2.2.3.4 Electronique.

L'importante surface couverte impose un traitement électronique local des signaux. Dans chaque chambre, des cartes amplifient et mettent en forme les signaux d'anodes puis convertissent le Δt en un signal analogique. Elles traitent également les signaux de cathodes par un amplificateur de charge suivi d'un circuit de soustraction de piédestal et de mémorisation analogique de la charge collectée. Les signaux sont multiplexés avant d'être transmis vers les salles de comptage où la numérisation sur 12 bits a lieu. Les 50920 canaux du système de muons peuvent être calibrés par injection d'un signal carré de référence.

2.2.4 Triggers et acquisition des données.

La sélection d'événements physiquement intéressants ou destinés aux calibrations requiert plusieurs niveaux successifs de triggers [110, 111] (figure 2.30) :

- un trigger de niveau 0, qui signale les collisions inélastiques. Celles-ci surviennent à une fréquence d'environ 150 kHz pour une luminosité $\mathcal{L}=10^{30} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$.
- un trigger de niveau 1 qui, à partir d'informations issues du calorimètre et des chambres à muons, décide s'il faut acquérir l'événement. La décision intervient avant le croisement suivant, $3.5 \mu\text{s}$ après, sans introduction de temps mort. Le débit en sortie vaut environ 200 Hz. Un trigger plus élaboré, de niveau 1.5, met à profit des informations plus détaillées issues des chambres à muons et du TRD²³, au prix

²³Ce trigger TRD de niveau 1.5 est encore à l'étude et n'a pas été utilisé dans les données analysées ici.

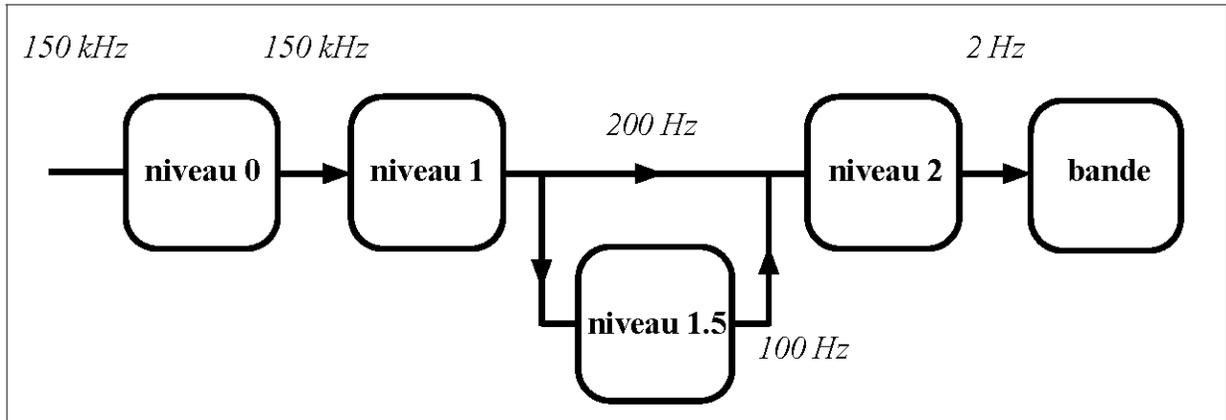


Figure 2.30 Chaîne de triggers.

toutefois d'une introduction de temps mort. La fréquence en sortie du niveau 1.5 est de 100 Hz.

- un trigger de niveau 2, qui, par filtrage logiciel, réduit le débit à 2 hertz environ, fréquence compatible avec la copie des informations sur bande magnétique.

Le coeur de système d'acquisition est un ordinateur-serveur qui gère l'ensemble des ressources selon les directives d'utilisateurs multiples.

2.2.4.1 Le trigger de niveau 0.

Le trigger de niveau 0 est formé de deux hodoscopes montés symétriquement sur les surfaces des calorimètres ECN et ECS, à ± 1.4 m du centre du détecteur. Chaque hodoscope regroupe deux plans (figure 2.31) de scintillateurs, tournés à 90° . Vingt scintillateurs courts de 7×7 cm² lu par un photomultiplicateur, et 8 scintillateurs longs de 7×65 cm² lus à leurs deux bouts par deux photomultiplicateurs couvrent complètement la zone $2.3 < \eta < 2.9$ et partiellement la zone $1.9 < \eta < 4.3$. L'ensemble est calibré par distribution d'une impulsion laser sur les photomultiplicateurs. Le trigger de niveau 0 a un triple rôle :

- il détecte les collisions inélastiques et transmet l'information aux triggers de niveaux supérieurs,
- il mesure en permanence la luminosité par comptage des collisions inélastiques. Cette mesure est comparée aux compteurs de luminosité du Tevatron,
- il détermine grossièrement la position du vertex z_v à partir de la différence en temps entre les deux hodoscopes. En cas d'ambiguïté, le trigger de niveau 0 signale aux

niveaux suivants qu'une interaction multiple a eu lieu (à $\mathcal{L}=10^{30}$ cm⁻²s⁻¹ on attend 0.75 interaction par croisement). Le calcul de z_v est divisé en deux canaux : un canal rapide qui sert à rejeter les interactions faisceau-halo ou faisceau-gas pour lesquelles $|z_v| > 1$ m, et un canal lent avec numérisation destinée aux triggers suivants. En effet, la distribution de z_v est assez large ($\sigma_{z_v} = 30$ cm) et fausse le calcul de l'énergie transverse des triggers de niveaux 1 et 2. La résolution en temps des hodoscopes (100 à 150 ps) suffit pour calculer z_v avec les résolutions requises aux niveaux 1 et (8 cm) et 2 (3 cm).

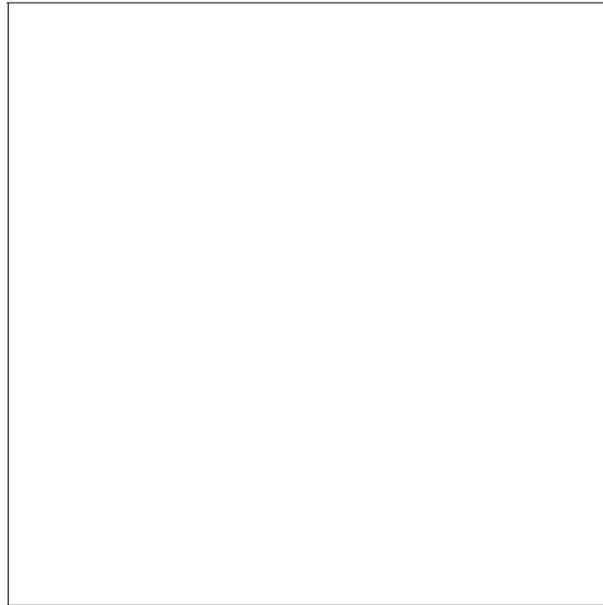


Figure 2.31 Disposition des scintillateurs d'un hodoscope.

2.2.4.2 Les triggers de niveaux 1 et 1.5.

Structure.

Le trigger de niveau 1, dont l'architecture est donnée par la figure 2.32, regroupe les informations en provenance des détecteurs concernés et du trigger de niveau 0, et décide s'il faut garder l'événement. Il coordonne les éventuels vetos qui peuvent inhiber le trigger et contrôle le débit des canaux étudiés (prescaling). Il gère les communications avec l'électronique de numérisation des informations des détecteurs et procure un grand nombre de compteurs (fluxs, temps morts, etc.). Au centre du système, une matrice logique

ET/OU à deux dimensions reçoit 256 termes d'entrée. Chaque terme porte une information binaire élémentaire intervenant dans la décision du trigger comme, par exemple, la présence d'au moins un cluster électromagnétique de plus de 10 GeV. La matrice, configurable à partir de l'ordinateur-serveur, forme 32 décisions de niveau 1, où chaque décision est une combinaison logique des 256 termes d'entrée (terme nécessaire, terme interdit, terme indifférent). Quand au moins une décision est positive, en l'absence de restrictions extérieures (veto, temps mort, etc.), une requête d'acquisition de l'événement est générée. Le trigger de niveau 1 est contrôlé en temps réel par un ordinateur (TCC²⁴) en communication étroite avec l'ordinateur-serveur.



Figure 2.32 Structure du trigger de niveau 1.

Trigger de niveau 1 et calorimètre.

A l'entrée des circuits BLS²⁵, le début du signal est prélevé et sommé par pavé de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.2 \times 0.2$ dans la zone $|\eta| < 4$. On calcule ainsi 1280 sommes pour les sections électromagnétiques et autant pour les sections hadroniques. Après numérisation sur 8 bits et transfert dans une structure pipe-line, on calcule les sept énergies transverses *globales*

²⁴Trigger Control Computer.

²⁵Voir page 76.

suivantes :

$$\begin{aligned}
EM_t &= \sum_{p=1}^{1280} EM_p \sin \theta_p, \\
EH_t &= \sum_{p=1}^{1280} EH_p \sin \theta_p, \\
EM_t^{cor} &= \sum_{p=1}^{1280} EM_p \sin \theta_p^{cor}, \\
EH_t^{cor} &= \sum_{p=1}^{1280} EH_p \sin \theta_p^{cor}, \\
ET_t &= EM_t + EH_t, \\
ET_t^{cor} &= EM_t^{cor} + EH_t^{cor},
\end{aligned}$$

$$E_t = \sqrt{E_x^2 + E_y^2} = \sqrt{\left(\sum_{p=1}^{1280} (EM_p + EH_p) \sin \theta_p \cos \phi_p\right)^2 + \left(\sum_{p=1}^{1280} (EM_p + EH_p) \sin \theta_p \sin \phi_p\right)^2},$$

où

- θ_p est l'angle polaire du pavé p ,
- ϕ_p est l'angle azimuthal du pavé p ,
- θ_p^{cor} est l'angle polaire du pavé p corrigé de la position z_v ,
- ϕ_p^{cor} est l'angle azimuthal du pavé p corrigé de la position z_v ,
- EM_p est l'énergie électromagnétique dans le pavé p ,
- EH_p est l'énergie hadronique dans le pavé p .

Ces sept quantités sont comparées avec au plus 32 seuils programmables. Les résultats des comparaisons sont envoyés comme termes d'entrée vers la matrice ET/OU.

Une seconde contribution du calorimètre au trigger utilise les énergies transverses *individuelles*. On compare, pour chaque pavé p , l'énergie transverse électromagnétique $EM_p \sin \theta_p$ avec quatre seuils programmables $S_p^{em1}, \dots, S_p^{em4}$. On compare de même l'énergie transverse hadronique $EH_p \sin \theta_p$ avec quatre seuils $S_p^{had1}, \dots, S_p^{had4}$, et enfin l'énergie transverse totale $ET_p \sin \theta_p = (EM_p + EH_p) \sin \theta_p$ avec quatre seuils $S_p^{tot1}, \dots, S_p^{tot4}$. On compte ensuite les pavés vérifiant

$$(EM_p \sin \theta_p > S_p^{em1}) \cap (EH_p \sin \theta_p < S_p^{had1}),$$

et ceux pour lesquels

$$(ET_p \sin \theta_p > S_p^{tot1}),$$

puis de même pour les seuils 2,3 et 4. Ces 12 compteurs sont ensuite comparés à au plus 32 seuils programmables et les résultats des comparaisons servent de termes d'entrée pour la matrice ET/OU.

Triggers de niveaux 1 et 1.5 et système de muons.

Du point de vue du trigger, le système de mesure des muons est divisé en cinq régions indépendantes : CF,EF nord,EF sud, SAMUS nord,SAMUS sud. L'élaboration du trigger de muons repose sur la donnée d'un bit par chacune des 16700 cellules élémentaires. Au niveau des chambres, une carte électronique spécialisée (MAC²⁶) génère un mot binaire décrivant grossièrement les centroïdes des cellules touchées : la résolution est environ égale à la demi-taille transverse des cellules, soit 5 cm pour le WAMUS et 1.5 cm pour le SAMUS. Les mots binaires de toutes les chambres sont envoyées à des cartes CCT²⁷ et à des cartes OCT²⁸. Les cartes CCT fournissent, sans temps mort, une multiplicité de muons par région sur deux bits. Les cartes OCT retournent 36 bits par région, décrivant la multiplicité, les impulsions et la géométrie. Une carte TRGMON²⁹ regroupe les informations issues des cartes CCT et OCT, puis forme 16 bits pour le trigger de niveau 1, et 16 bits pour le niveau 1.5. Ces 32 bits, comme par exemple la présence d'un muon dans la zone $|\eta| < 2$, sont autant de termes d'entrée de la matrice ET/OU.

2.2.4.3 Architecture du système d'acquisition.

A la différence des précédents, le trigger de niveau 2 réside, sous forme de filtres logiciels, dans les 50 nœuds du système d'acquisition avec lequel il est donc étroitement imbriqué. Chaque nœud (figure 2.33), constitué d'une station de travail VAX 4000-60, de son coprocesseur arithmétique et de mémoire auxiliaire, reçoit les données digitales des détecteurs par huit câbles à haut débit correspondant à un découpage en huit secteurs géographiques : VTX, TRD, CDC, FDC, calorimètre nord, calorimètre sud, muons, triggers de niveaux inférieurs à 2. Un câble transporte 32 bits de données et 13 bits de contrôle à raison de 40 Mbyte par seconde. Les câbles arrivent aux nœuds par paires sur des modules de mémoire tampon (MPM³⁰), de sorte que les données sont vues comme inscrites dans une mémoire lecture-écriture ordinaire, sans nécessité de recopie ou de reformatage.

Lorsque le trigger de niveau 1 décide que l'événement doit être conservé, il envoie au superviseur et au séquenceur (figure 2.34) la description du trigger sur 32 bits et un numéro d'événement sur 16 bits. Le superviseur assigne un des 50 nœuds de niveau 2 pour le traitement de l'événement. Le séquenceur prend alors en charge la transmission des données numériques :

²⁶Module Address Card.

²⁷Coarse Centroid Trigger.

²⁸Octant trigger card.

²⁹TRiGger MONitor.

³⁰Multi-Port Memory.

- celles-ci, jusqu'à présent stockées dans les mémoires locales des convertisseurs analogique-digital, sont transférées à environ 80 cartes d'interfaces VBD³¹ (figure 2.35),
- à partir du trigger et du numéro d'événement, le séquenceur forme un jeton logique qui circulera parmi toutes les cartes VBD des secteurs géographiques concernés. Quand une carte VBD est prête à transférer, elle prend le jeton, envoie ses données sur le câble à haut débit, et rend un jeton modifié pour signaler la réussite de la transmission.

Les données passent ainsi séquentiellement sur les câbles à haut débit.

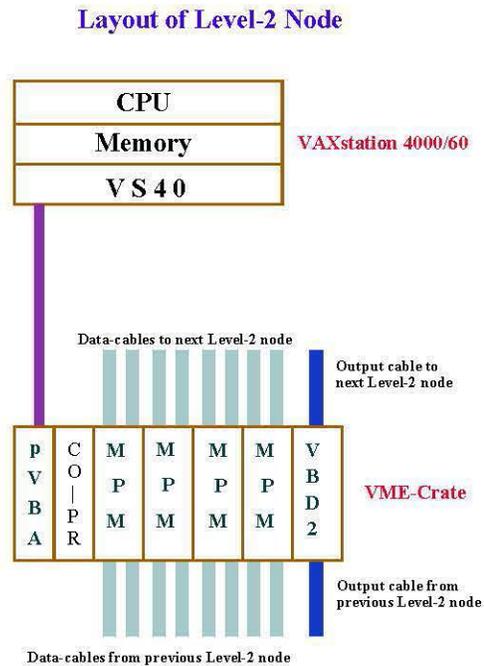


Figure 2.33 Structure d'un nœud de niveau 2.

2.2.4.4 Les filtres de niveau 2.

Le filtrage de niveau 2 s'organise autour de modules logiciels spécifiques combinables en 128 filtres indépendants. Les modules concernent, par exemple, les jets, les muons, les traces associées à des clusters ou l'énergie transverse manquante. Ils sont rédigés en langage de haut niveau comme PASCAL ou FORTRAN. L'ordinateur-serveur gère automatiquement les actions requises par l'emploi d'un filtre: organisation des modules,

³¹Vme Buffer Driver.

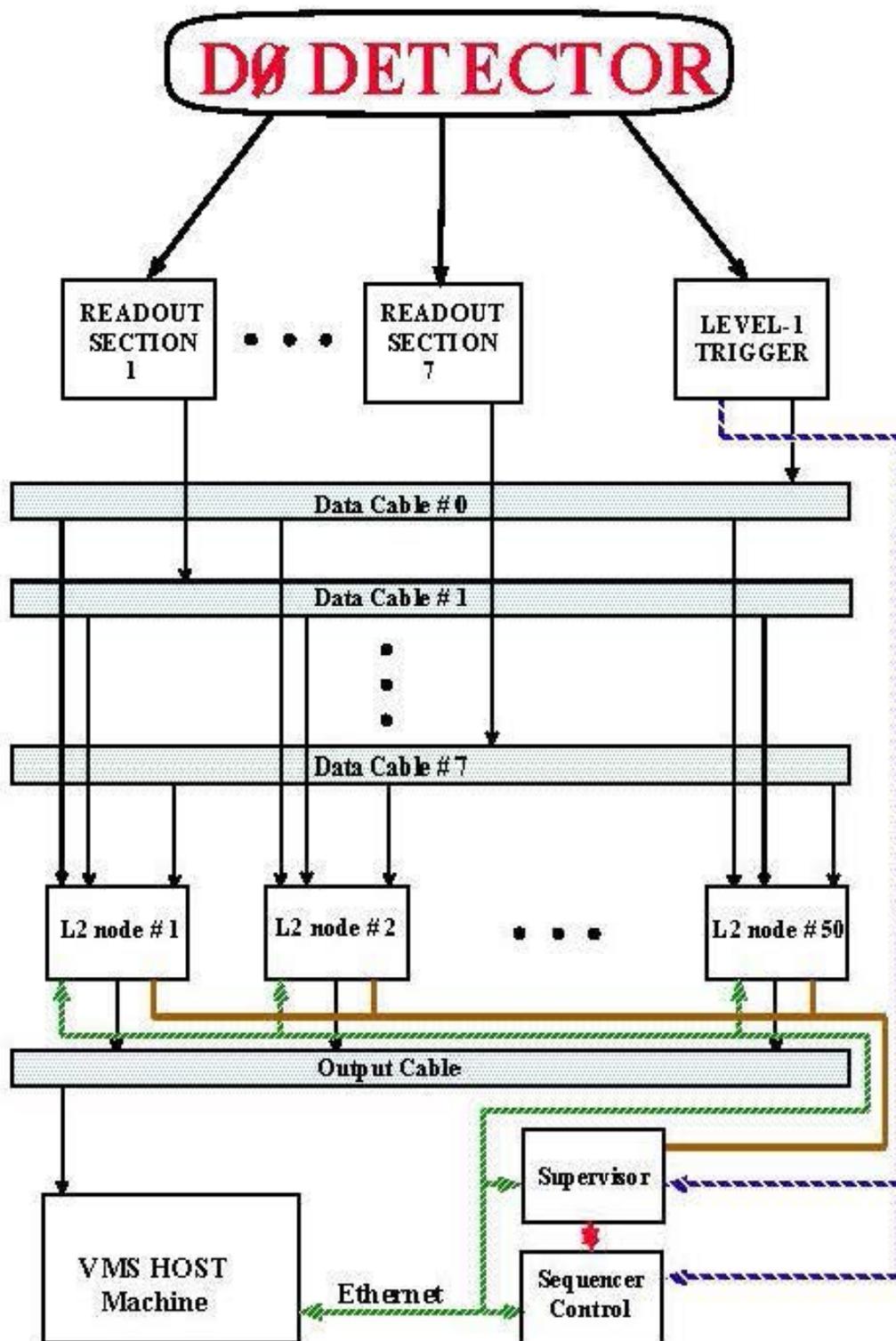


Figure 2.34 Architecture générale du système d'acquisition.

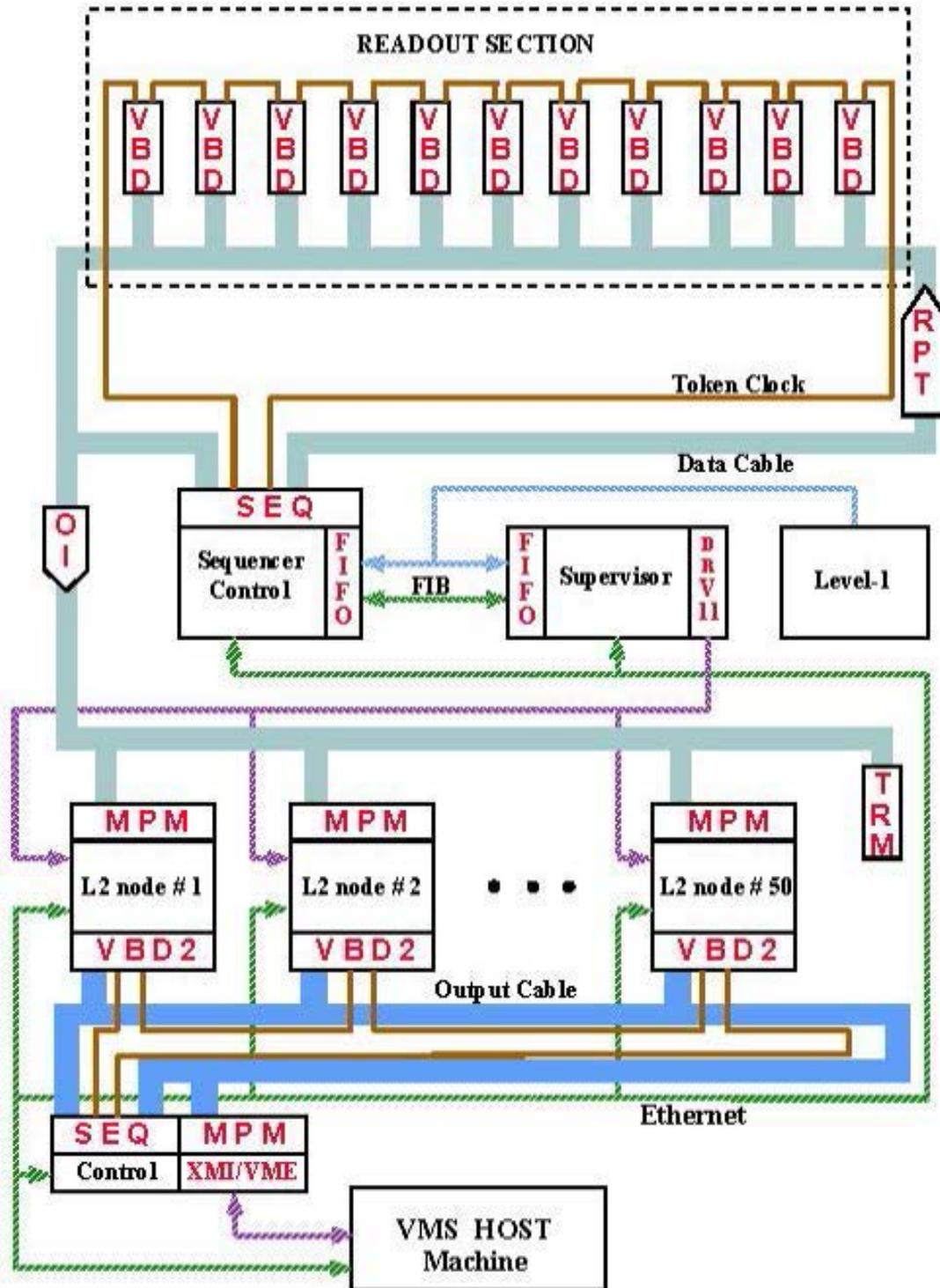


Figure 2.35 Détail du système d'acquisition. Seul un câble haut débit est représenté.

gestion des triggers de bas niveaux, ressources nécessaires, chargement des paramètres, etc. . Si l'événement passe un filtre, il est transmis à l'ordinateur-serveur selon le protocole déjà rencontré en amont des nœuds de niveau 2: stockage dans une carte VBD, transmission par un câble à haut débit pilotée par un séquenceur à jeton, et arrivée dans un module de mémoire MPM.

2.2.4.5 L'ordinateur-serveur.

L'ordinateur-serveur (figure 2.36) regroupe un VAX 6620, un VAX 6410, un VAX 8700, un ensemble de disques magnétiques à accès rapide, une douzaine de stations de travail et autant de terminaux X. Le VAX 6620 reçoit les données en provenance des nœuds de niveau 2, les copie sur disque à raison de trois événements de 500 kbyte par seconde, et les transmet au besoin aux stations de travail pour les tâches de contrôle en temps réel. Le VAX 6410 est chargé des copies de disques à bandes magnétiques, ainsi que de l'envoi des paramètres vers l'électronique d'acquisition. Le VAX 8700 gère les signaux de contrôle issus du système d'acquisition.



Figure 2.36 Architecture de l'ordinateur-serveur.

L'ordinateur-serveur sert d'interface avec les utilisateurs qui peuvent travailler simultanément sur des flux de données indépendants (figure 2.37). La communication entre les différentes tâches informatiques est assurée par un programme ITC³² développé par DØ . Les données venant du niveau 2 sont transmises à une zone commune (GSC³³) où les utilisateurs peuvent les récupérer pour leurs travaux de contrôle, d'affichage graphique ou de calibration par exemple. La coordination de l'ensemble des processus est régie par une tâche nommée COOR. Elle reçoit des tâches clientes des requêtes de configuration du système d'acquisition et génère alors tous les sous-processus nécessaires, comme, parmi beaucoup d'autres, la mise en place des triggers, des filtres, la synchronisation ou l'envoi des impulsions de calibration.

³²Inter-Task Communication.

³³Global Shared Common.



Figure 2.37 Communication entre les processus simultanés.

Chapitre 3

Identification de l'électron

L'identification d'un électron à DØ (figure 3.1) résulte du traitement des informations issues du calorimètre, des détecteurs de traces chargées, du détecteur à radiation de transition, et de la base de données mémorisant les conditions expérimentales, par les trois algorithmes successifs que sont les différents niveaux de trigger, la reconstruction, et le filtrage de l'analyse. Nous étudierons tour à tour ces trois algorithmes en en précisant les performances.

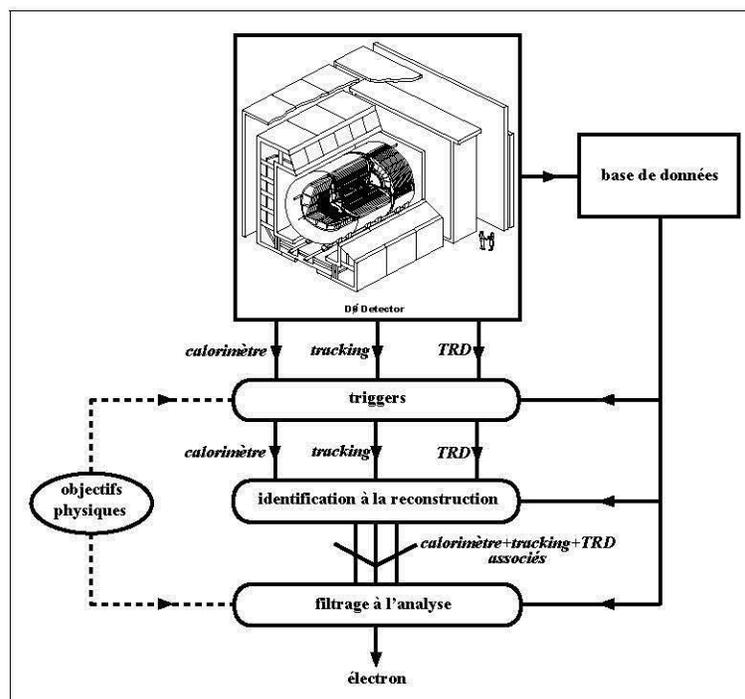


Figure 3.1 Identification d'un électron à DØ .

3.1 Identification de l'électron et triggers.

3.1.1 Les triggers électron de niveau 1.

Parmi les 32 triggers de niveau 1, six comprennent un terme électromagnétique $EM(n, e)$ (tableau 3.1) qui est satisfait si au moins n pavés de taille $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.2 \times \frac{4\pi}{64} \simeq 0.2 \times 0.2$ ont reçu chacun au moins e GeV d'énergie transverse électromagnétique.

trigger de niveau 1	termes	σ (μb)
em_1_med	EM(1,10) MB	6.0
em_1_high	EM(1,10) $ \eta < 2.6$ MB	5.0
em_2_med	EM(2,7)	1.3
em_2_high	EM(2,7)	1.3
em_miss	EM(1,7) JT(1,3) MS(16) MB	3.1
em_jet	EM(1,10c) JT(2,5)	2.5

Tableau 3.1 Triggers électromagnétiques de niveau 1 (pour la signification des termes non électromagnétiques voir l'annexe E dont cette table est extraite).

3.1.2 Les filtres électron de niveau 2.

Parmi les 64 filtres de niveau 2, 16 comprennent un terme électronique $EM(n, e, c)$ (tableau 3.2) qui est satisfait si au moins n clusters, recherchés par une méthode décrite plus bas (3.2.1.1) dans une zone restreinte $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.6 \times \frac{12\pi}{64} \simeq 0.6 \times 0.6$ autour de la tour de trigger de niveau 1, ont chacun au moins une énergie transverse électromagnétique de e GeV. Les candidats doivent en outre répondre à un ou plusieurs critères c :

- $c = \text{ELE}$ est une double condition de profil :
 - longitudinal : la somme des énergies des quatre couches électromagnétiques représente au moins 90% à 98% (selon η et l'énergie) de la somme des énergies des quatre couches électromagnétiques et de la première couche hadronique,
 - transverse : dans la troisième couche électromagnétique (la plus finement segmentée), l'énergie sommée sur un pavé de taille $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.15 \times \frac{6\pi}{128} \simeq 0.15 \times 0.15$ représente au moins 80% à 95% (selon η et l'énergie) de l'énergie sommée sur un pavé de taille $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.25 \times \frac{10\pi}{128} \simeq 0.25 \times 0.25$.

- $c = \text{TRK}$ signifie qu'une trace chargée est requise dans un angle solide $|\Delta\eta| < 0.03 \times |\phi| < 0.015$ par rapport à la position du cluster (uniquement pour $|\eta| < 1$),
- $c = \text{ISO}$ est le critère d'isolation

$$\frac{\text{énergie dans un cône d'ouverture } \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2} = 0.6 \text{ — énergie électromagnétique dans le pavé } \Delta\eta \times \Delta\phi = 0.3 \times 0.3}{\text{énergie électromagnétique dans le pavé } \Delta\eta \times \Delta\phi = 0.3 \times 0.3} < 0.15$$

- $c = \text{EIS}$ combine les critères ISO et ELE.

filtre de niveau 2	termes	trigger de niveau 1 associé	σ (μb)
esc_high	EM(1,60,ESC)	em_1_med	8.0E-03
gam_high_iso	EM(1,30,GIS)	em_1_med	1.9E-02
ele_high	EM(1,20,EIS)	em_1_med	9.1E-02
ele_high_trk	EM(1,20cc/60ec,EIS,TRK)	em_1_med	2.8E-02
ele_max	EM(1,20,EIS) MS(20,0)	em_1_high	4.8E-03
ele_max_sg	EM(1,20,EIS) MS(0,5)	em_1_high	2.6E-03
gam_2_med	EM(2,12,GAM) EM(1,12,GIS)	em_2_med	5.5E-03
ele_high2	EM(1,20,EIS)	em_2_med	3.0E-02
ele_high2_tr	EM(1,20cc/60ec,EIS,TRK)	em_2_med	1.0E-02
ele_2_high	EM(2,10,ISO)	em_2_high	1.5E-02
ele_2_max	EM(2,20,EIS)	em_2_high	1.2E-03
ele_max2	EM(1,20,EIS) MS(20,0)	em_2_high	1.6E-03
ele_max2_sg	EM(1,20,EIS) MS(0,5)	em_2_high	6.0E-04
ele_miss	EM(1,15,ELE) MS(20,0)	em_miss	9.4E-03
ele_jet	EM(1,15,ELE,<2.5) JT(2,10,.3,<2.5)	em_jet	5.2E-02
ele_jet_max	EM(1,15,ELE,<2.5) JT(2,16,.3,<2.5)	em_jet	3.7E-03

Tableau 3.2 Filtres électron de niveau 2. Chaque filtre est associé à un unique trigger de niveau 1 (pour la signification des termes non électromagnétiques voir l'annexe E dont cette table est extraite).

3.1.3 Performances.

Données et simulation Monte Carlo du trigger de niveau 1 montrent une efficacité supérieure à 98% pour des électrons isolés d'énergie transverse supérieure à 20 GeV (figure 3.2). De même les filtres de niveau 2 sont efficaces à plus de 98% pour des électrons issus de bosons W ou Z pour la simulation, mais il faut réviser légèrement à la baisse ces efficacités pour les véritables données, notamment à cause de l'imprécision sur la position

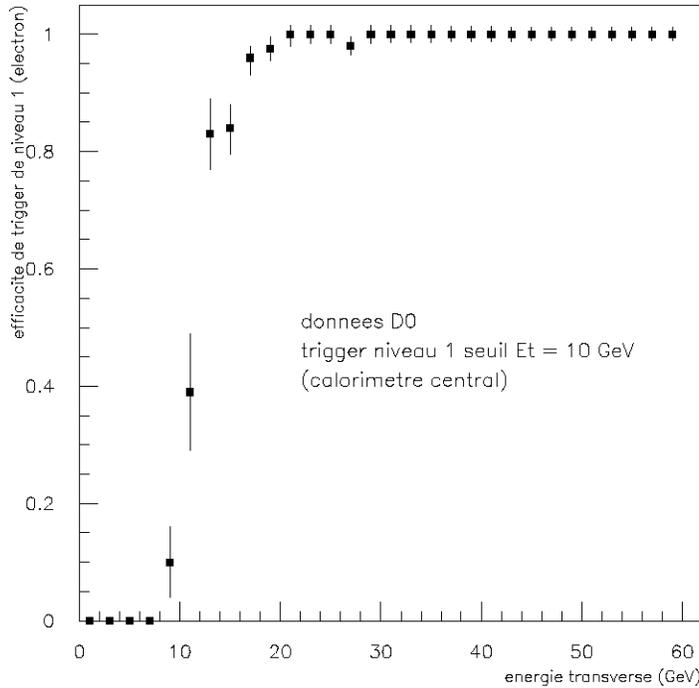


Figure 3.2 Efficacité du trigger électronique de niveau 1 (Données DØ [114]).

du vertex. Ainsi par exemple, l'efficacité globale des niveaux 1 et 2 (`em_1_med+ele_high`) pour des électrons de W descend à $94\% \pm 5\%$ (erreurs statistiques et systématiques combinées), que l'on obtient en étudiant la réponse d'un trigger à des événements passant d'autres triggers moins sélectifs [112]. On estime la réjection du filtre électron usuel de niveau 2 (`ele_high`) à 25 pour une efficacité de 90% [113].

3.2 Identification de l'électron et reconstruction.

3.2.1 Algorithme.

L'algorithme de reconstruction transforme des données brutes des sous-détecteurs en informations plus élaborées utilisables pour l'analyse. Il se subdivise, comme l'indique la figure 3.4, en

- une étape de recherche et de sélection des clusters calorimétriques électromagnétiques,
- une étape de recherche du vertex de l'interaction,
- une boucle où, pour chacun des clusters sélectionnés, on recherche s'il existe des traces chargées dans une route joignant le vertex et le cluster, dont on aura calculé

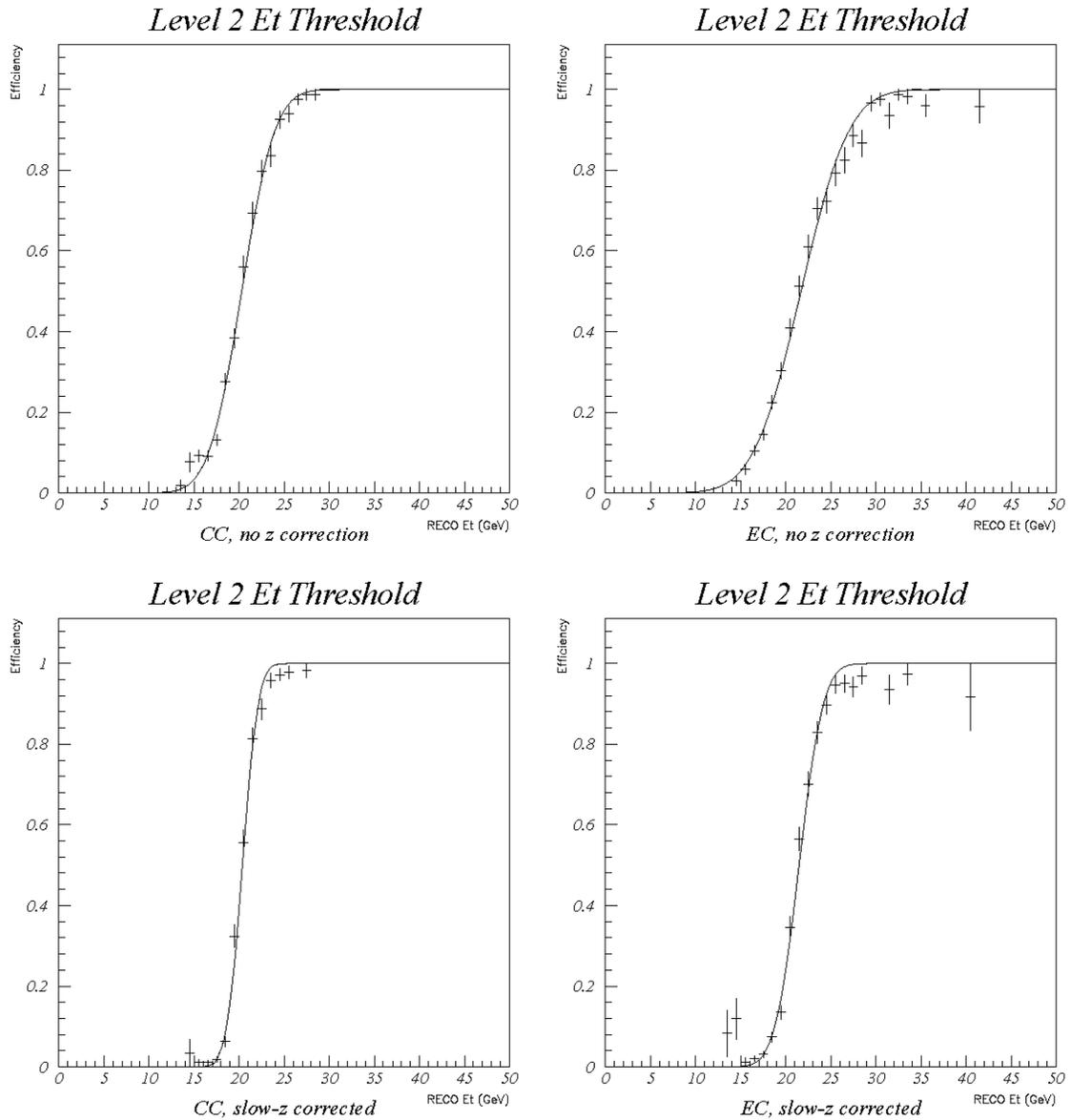


Figure 3.3 Efficacité en fonction de l'énergie transverse reconstruite du filtre électron de niveau 2 (Données DØ [115]) sans (en haut) et avec (en bas) utilisation du calcul lent de la position en z du vertex par le trigger de niveau 0 (voir chapitre 2.2.4.1), pour des clusters dans le calorimètre central (à gauche) et avant/arrière (à droite).

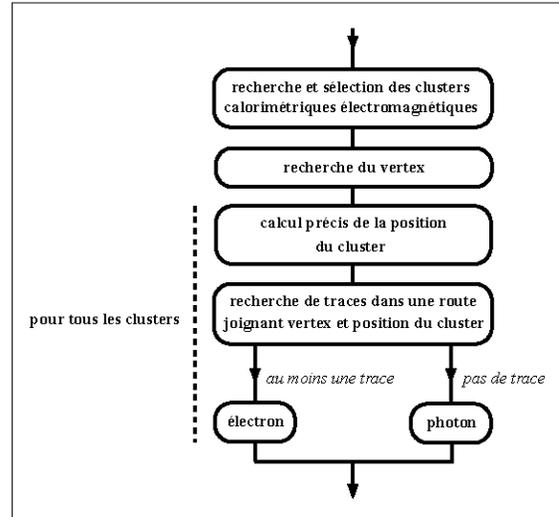


Figure 3.4 Algorithme d'identification de l'électron pendant la reconstruction.

auparavant la position avec précision. Si l'on trouve au moins une telle trace, alors le candidat reçoit le label d'électron et sinon de photon. Dans le cas d'un électron, on écrit dans le fichier de sortie les informations du détecteur à radiation de transition associées à la trace trouvée.

Ne sont pas mentionnées sur la figure 3.4 les tâches annexes de calcul de quantités qui ne serviront qu'au moment de l'analyse, mais dont l'évaluation nécessite la connaissance des informations détaillées disponibles seulement pendant la reconstruction.

3.2.1.1 Recherche et sélection des clusters.

Pour dresser une liste des clusters électromagnétiques, l'algorithme commence par chercher pour toutes les tours i du calorimètre ayant reçu de l'énergie électromagnétique, une tour n_i répondant aux critères suivants :

- la tour n_i est élément d'une grille centrée sur la tour i mais ne comprenant pas cette dernière. La taille de la grille est de ± 1 tour en η et en ϕ , par rapport à la tour i , sauf pour les grandes valeurs de η ($|\eta| > 3.2$) où l'on doit explorer ± 2 tours en ϕ pour compenser la perte de résolution dans ces régions,
- la tour n_i a reçu l'énergie électromagnétique maximale parmi les tours de la grille,
- la tour n_i a reçu au moins 50 MeV d'énergie électromagnétique.

Si la tour n_i existe, alors les tours i et n_i sont associées et font partie du même cluster. Les clusters sont ainsi les classes d'équivalence [116] pour la relation définie par les trois

critères ci-dessus. L'algorithme sélectionne ensuite parmi les candidats ceux qui présentent les caractéristiques d'un bon cluster électromagnétique, à savoir :

- son énergie transverse électromagnétique dépasse 1.5 GeV,
- le dépôt d'énergie est très majoritairement électromagnétique c'est à dire

$$\frac{\text{énergie électromagnétique}}{\text{énergie totale du cluster}} > 90\% \quad (3.1)$$

- la gerbe calorimétrique est étroite ce que l'on traduit par

$$\frac{\text{énergie en dehors de la tour centrale}}{\text{énergie totale du cluster}} < 60\% \quad (3.2)$$

où la tour centrale est celle qui a reçu le plus grand dépôt d'énergie.

3.2.1.2 Calcul de la position du cluster.

La méthode la plus simple, et comme telle utilisée par les algorithmes en amont de la reconstruction, pour mesurer la position d'un cluster à partir des informations calorimétriques est de calculer le barycentre

$$\vec{X} = \frac{\sum_i w_i \vec{x}_i}{\sum_i w_i} \quad (3.3)$$

où le poids $w_i = E_i$ est l'énergie déposée dans la $i^{\text{ème}}$ cellule du cluster, repérée par le vecteur \vec{x}_i . Comme la taille des cellules du calorimètre est comparable à celle des gerbes électromagnétiques, la qualité du calcul précédent dépend fortement du point d'impact de la particule dans la cellule, ce qui se traduit par des erreurs systématiques clairement visibles sur la figure 3.5. On peut réduire sensiblement ces erreurs en utilisant le poids $w_i = \sqrt{E_i}$, ou mieux encore en choisissant [117]

$$w_i = \max(0, W_0 + \ln \frac{E_i}{\sum_i E_i}) \quad (3.4)$$

dont la pondération logarithmique tient compte de la décroissance transverse exponentielle de la gerbe. Le paramètre libre W_0 doit être ajusté, entre $W_0 \gg 0$ équivalent à une pondération uniforme, et $W_0 \simeq 0$ qui favorise les cellules les plus énergétiques, à une valeur qui optimise la résolution en position [118]. La figure 3.6 illustre la supériorité de la méthode : on prend à DØ $W_0 = 5.5$ et l'on base le calcul sur les seules informations de la troisième couche électromagnétique du calorimètre, de plus fine segmentation, et qui reçoit environ 60% de l'énergie totale. La résolution en position obtenue vaut environ 1.5 mm pour le calorimètre central et environ 2.0 mm pour les calorimètres avant et arrière [119].

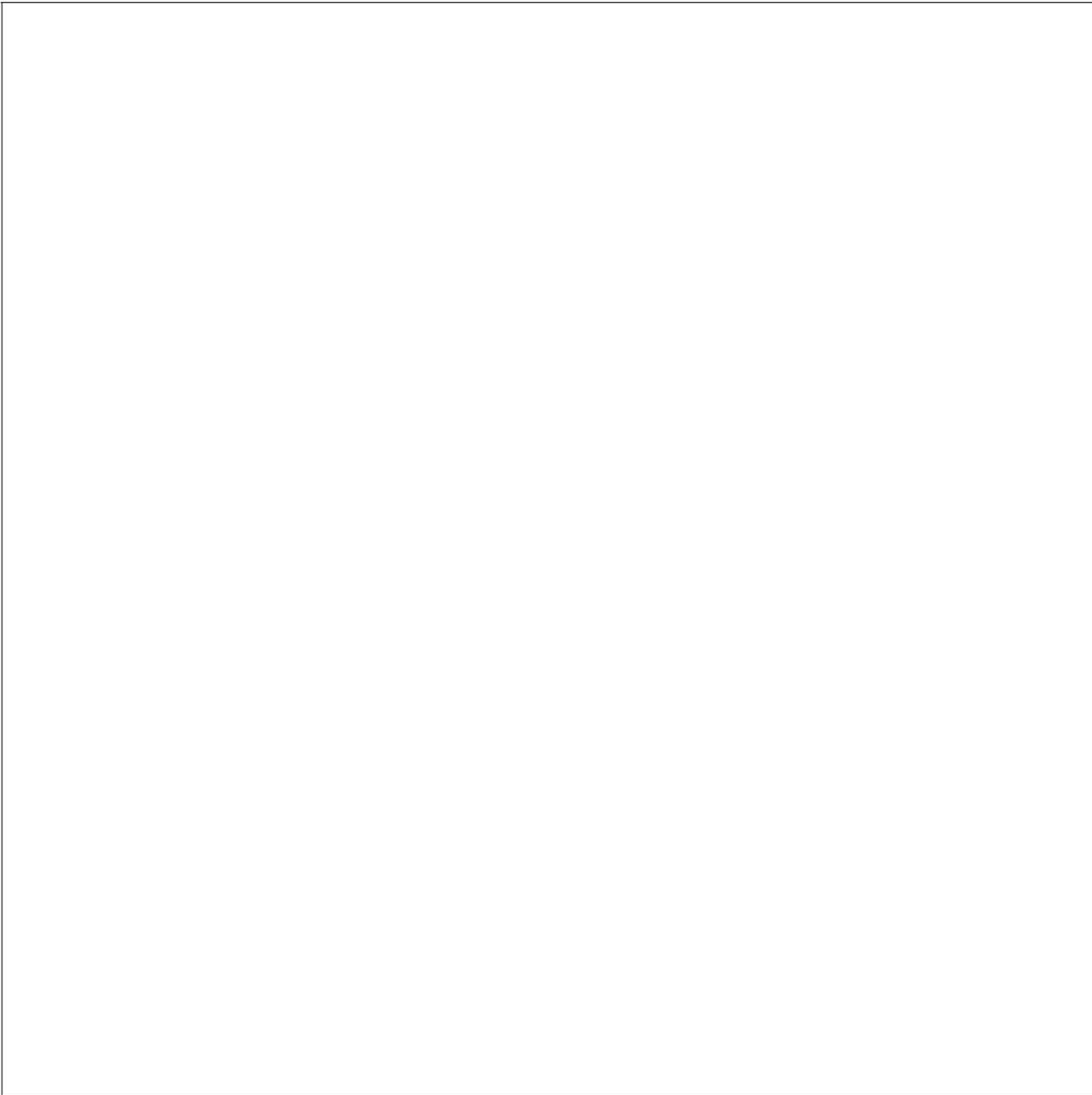


Figure 3.5 Erreurs systématiques dans la mesure de la position d'un cluster avec la pondération $w_i = E_i$. *En haut* : ϕ_{cluster} reconstruit en fonction de ϕ_{trace} généré, *en bas* : $\phi_{\text{cluster}} - \phi_{\text{trace}}$ en fonction de ϕ_{trace} . (Données simulées).

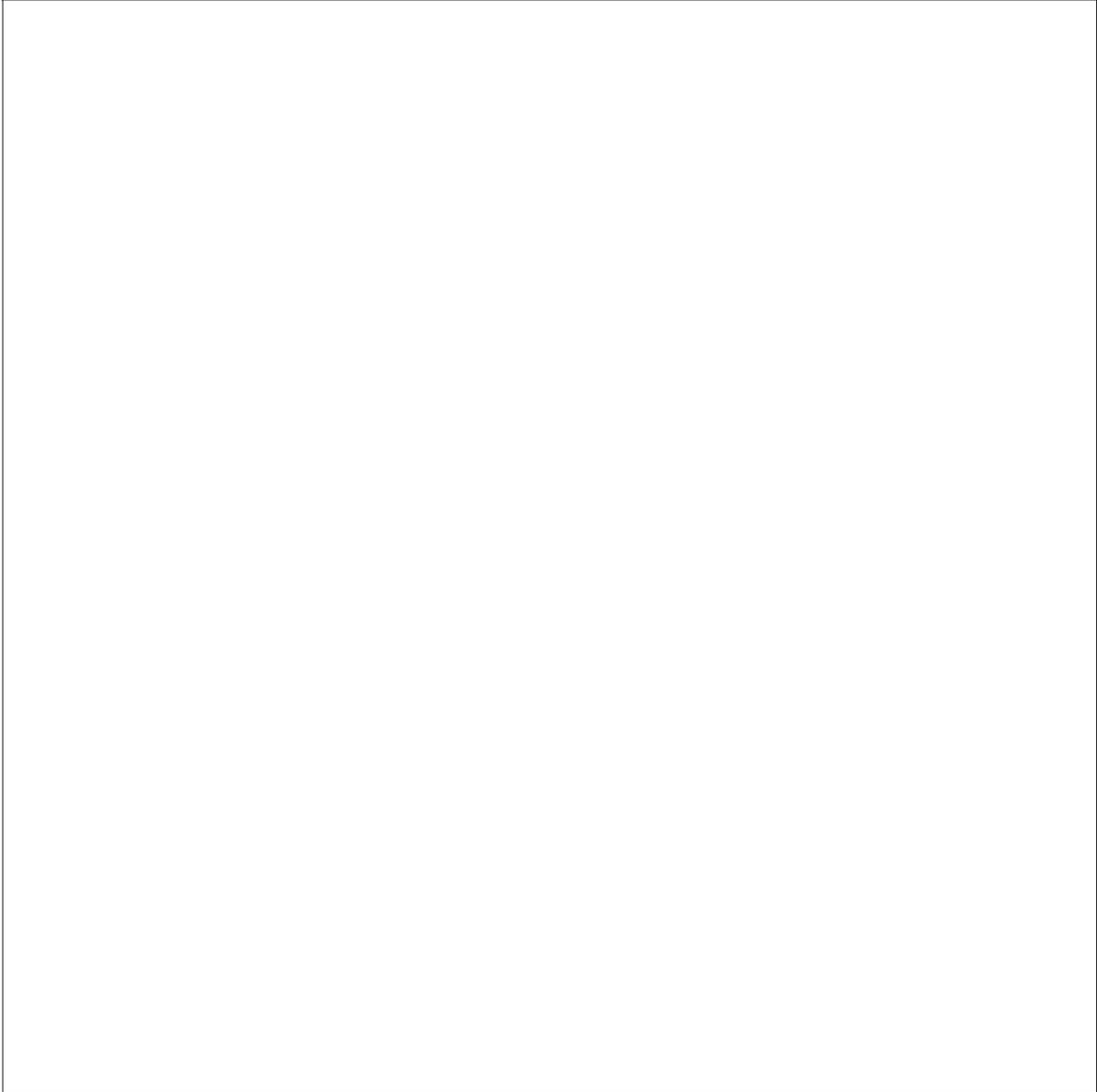


Figure 3.6 Résolutions en position d'un cluster selon deux méthodes pour des électrons simulés de 10, 50 et 100 GeV. *A gauche* : pondération par $w_i = \sqrt{E_i}$, *à droite* : pondération par $w_i = \max(0, 5.5 + \ln \frac{E_i}{\sum_i E_i})$.

3.2.1.3 Recherche des traces associées à un cluster.

Pour décider si un cluster électromagnétique provient d'un électron ou d'une particule neutre produisant une gerbe électromagnétique, on délimite une route de largeur $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times \frac{2\pi}{64} \simeq 0.1 \times 0.1$ joignant le vertex et le cluster. La recherche d'éventuelles traces chargées ne demande pas moins de six étapes :

- on détermine quels sont les sous-détecteurs de reconnaissance de traces dans la route. Ce peut être l'une des combinaisons CDC+VTX, FDC+VTX ou FDC suivant la position du vertex et l'angle polaire de la trace.
- pour chaque sous-détecteur dans la route, on détermine quels sont les secteurs dont l'intersection avec la route est non nulle. A partir des segments élémentaires détectés dans ces secteurs, on reconstitue les traces dont on ajuste au mieux les positions et orientations. L'ajustement, dont on mesure la qualité par une variable de type χ^2 , s'effectue en deux étapes pour le CDC et le VTX (vue $R\phi$ puis vue Rz) et directement pour le FDC,
- on ne retient des traces précédentes que celles qui sont dans la route. Par exemple, la trace A de la figure 3.7 sera conservée alors que la trace B, reconstruite à partir de secteurs interceptant la route, mais située hors de cette route, sera rejetée,
- les traces trouvées dans chaque sous-détecteur sont associées en traces globales. L'évaluation de la qualité de l'association tient compte de la diffusion multiple que l'on estime à partir de l'énergie de la particule mesurée dans le calorimètre, et de la résolution des sous-détecteurs. L'association peut donner CDC+VTX, FDC+VTX, mais aussi FDC, CDC si le détecteur de vertex n'est pas concerné ou s'il n'a pas été possible d'y reconstituer une trace. La combinaison VTX seul n'est tolérée que pour une trace située dans la région de transition entre CDC et FDC.
- enfin on détermine les caractéristiques géométriques des traces globales, c'est à dire leur position et leur orientation. Comme ci dessus, la qualité de l'ajustement est mesurée par une variable de type χ^2 .

3.2.2 Performances.

3.2.2.1 Zone utile du détecteur.

L'étude de la réponse du programme de reconstruction à des événements simulés permet de délimiter la zone utile du détecteur. Ainsi, pour des électrons isolés uniformément

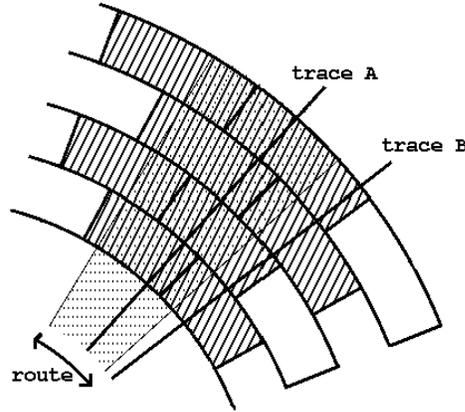


Figure 3.7 Recherche de trace dans un sous-détecteur. *En pointillé* : route dans laquelle on recherche les taces, *en hachuré* : secteurs sur la route dont on prendra en compte les informations. Sur cet exemple, deux traces sont reconstruites. La trace A, située dans la route sera retenue, tandis que la trace B, située hors de la route, sera exclue.

distribués dans l'angle solide $\eta \in [-3, +3]$ $\phi \in [0, 2\pi]$, on met facilement en évidence l'effet des parties non instrumentées ou des bords de cellule (figure 3.8). Seuls devront être acceptés pour une analyse ultérieure les candidats

- dans le calorimètre central, mais loin de ses extrémités (la cellule la plus énergétique du cluster devra vérifier $|\eta_{\text{cellule}}| \leq 1.1$) et loin d'un bord de cellule (le barycentre de la gerbe devra être situé à plus de 0.01 radian du bord),
- dans le calorimètre avant ou arrière, mais loin de ses extrémités (la cellule la plus énergétique du cluster devra vérifier $1.5 \leq |\eta_{\text{cellule}}| \leq 2.5$).

3.2.3 Efficacité de reconnaissance de cluster.

Une fois délimitée la zone utile du détecteur, on peut estimer l'efficacité de reconnaissance de clusters électromagnétiques en calculant la proportion d'événements où ni électron ni photon n'ont été reconstruit là où on attendrait un tel objet. On obtient, à partir d'événements $W \rightarrow e\nu_e$ simulés, $\epsilon_{CC} = 95.5 \pm 0.4\%$ pour un cluster dans le calorimètre central et $\epsilon_{EC} = 94.9 \pm 0.7\%$ dans le calorimètre avant ou arrière (erreurs statistiques).

3.2.4 Efficacité de reconnaissance de traces.

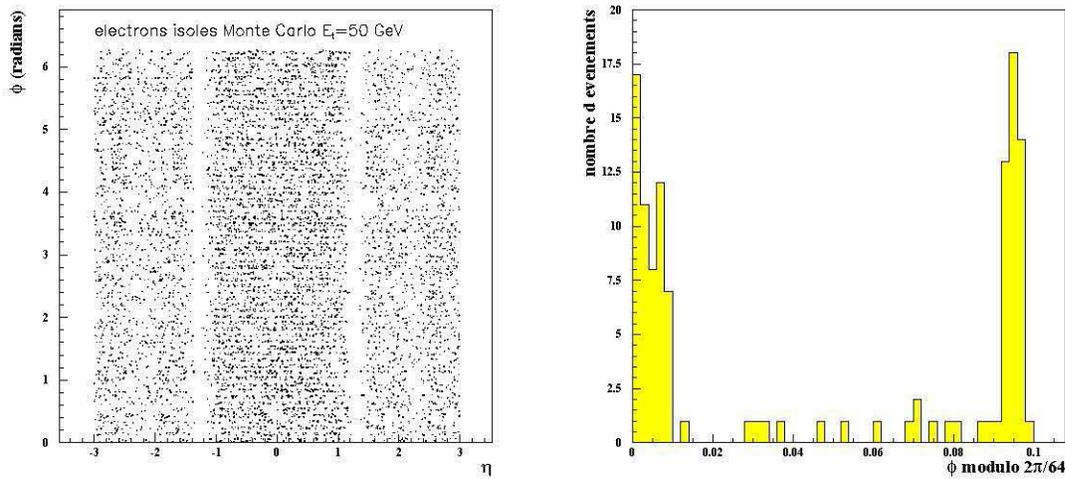


Figure 3.8 Inefficacités observables après reconstruction sur un lot d'électrons isolés d'énergie transverse 50 GeV simulés uniformément dans $\eta \in [-3, +3], \phi \in [0, 2\pi]$. *A gauche* : carte $\eta \phi$ des électrons reconstruits. Les régions non instrumentées de transition entre le calorimètre central et les calorimètres avant/arrière sont visiblement inefficaces. *A droite* : dans la partie centrale ($|\eta| < 0.8$) histogramme de l'angle ϕ généré modulo $\frac{2\pi}{64}$ (0.1 représente donc la taille en ϕ d'un module du calorimètre central) dans les cas où aucun cluster n'a été reconstruit. Les deux pics signalent l'inefficacité dues aux bords des cellules.

A la sortie de l'algorithme de reconstruction, seule la présence ou l'absence d'une trace chargée distingue un électron d'un photon. Si l'on dispose d'un lot pur d'électrons, dans la zone utile du détecteur, dont la signature n'utilise aucun critère lié à la reconnaissance de trace, le comptage des électrons et des photons reconstruits donne une mesure de l'efficacité de reconnaissance de trace, notée ϵ_{CC}^t pour un électron dans le calorimètre central ou ϵ_{EC}^t dans le calorimètre avant ou arrière. On choisit la réaction $Z \rightarrow e^+e^-$, dont on soustrait le bruit de fond et dont on ne garde que la fenêtre en masse invariante $86 < m_{ee} < 96$ GeV. Pour un lot de N clusters reconstruits on a alors

- $N_{ee}^{CC,CC} = N\epsilon_{CC}^t\epsilon_{CC}^t$ événements où deux électrons ont été reconstruits dans le calorimètre central,
- $N_{e\gamma}^{CC,CC} = 2N\epsilon_{CC}^t(1 - \epsilon_{CC}^t)$ événements où un électron et un photon ont été reconstruits dans le calorimètre central,
- $N_{ee}^{CC,EC} = 2N\epsilon_{CC}^t\epsilon_{EC}^t$ événements où deux électrons ont été reconstruits l'un dans le calorimètre central, l'autre dans le calorimètre avant ou arrière,
- $N_{e\gamma}^{CC,EC} = 2N\epsilon_{CC}^t(1 - \epsilon_{EC}^t)$ événements où un électron et un photon ont été reconstruits, l'électron dans le calorimètre central, le photon dans le calorimètre avant ou arrière,

si bien que

$$\epsilon_{CC}^t = \frac{2N_{ee}^{CC,CC}}{2N_{ee}^{CC,CC} + N_{e\gamma}^{CC,CC}}, \quad (3.5)$$

$$\epsilon_{EC}^t = \frac{N_{ee}^{CC,EC}}{N_{ee}^{CC,EC} + N_{e\gamma}^{CC,EC}}. \quad (3.6)$$

Le tableau 3.3 montre que l'efficacité mesurée est sensiblement inférieure à celle estimée par simulation et dépend du nombre de vertex reconstruits.

réaction	ϵ_{CC}^t	ϵ_{EC}^t
données $Z \rightarrow e^+e^-$	$88.0 \pm 2.5\%$	$76.2 \pm 2.4\%$
données $Z \rightarrow e^+e^-$, 1 vertex reconstruit	$90.0 \pm 2.5\%$	$80.9 \pm 2.6\%$
données $Z \rightarrow e^+e^-$, au moins 2 vertex reconstruits	$81.2 \pm 4.4\%$	$62.1 \pm 5.2\%$
simulation $Z \rightarrow e^+e^-$	$95.3 \pm 0.8\%$	$89.1 \pm 2.2\%$
simulation $W \rightarrow e\nu_e$	$92.0 \pm 0.6\%$	$87.1 \pm 0.9\%$

Tableau 3.3 Efficacité de reconnaissance de traces. Les erreurs sont statistiques et systématiques (soustraction du fond) pour les données et statistiques pour le Monte-Carlo.

3.3 Identification de l'électron et filtrage à l'analyse.

L'algorithme de filtrage peut comporter plus d'une vingtaine de niveaux, dont on ne décrira ici en détail que les principaux : l'analyse du profil de la gerbe et des corrélations, le critère d'isolation, et l'analyse géométrique.

3.3.1 Profil de gerbe.

Le développement spatial d'une gerbe d'électron (figure 3.9), presque entièrement contenue dans le calorimètre électromagnétique (figure 3.10), diffère nettement de celui d'une gerbe de hadron qui occupe les couches suivantes du calorimètre (figure 3.11). L'analyse de profil la plus élémentaire consiste à demander

$$f_{em} \equiv \frac{\text{énergie électromagnétique}}{\text{énergie électromagnétique} + \text{énergie hadronique}} > f_{em}^{min} \quad (3.7)$$

où la fraction f_{em}^{min} est supérieure à 90% puisqu'une telle coupure a déjà été appliquée pendant la reconstruction (voir 3.1), et donne une réjection des pions appréciable (figure 3.12).

3.3.2 Analyse des corrélations.

Cependant, pour combattre efficacement le bruit de fond hadronique, il est nécessaire de raffiner l'analyse de profil et d'exploiter les corrélations des grandeurs qui décrivent la gerbe. L'outil développé à DØ pour cela porte le nom de matrice H , dont l'annexe F présente le principe théorique [122]. Pour chaque cluster électromagnétique identifié par l'algorithme de reconstruction, on calcule la quantité

$$\chi^2 = \sum_{i,j=1}^{41} (q_i - \langle q_i \rangle) H_{ij} (q_j - \langle q_j \rangle). \quad (3.8)$$

Les 41 variables $q_{i=1,\dots,41}$ retenues pour décrire la gerbe sont

- les fractions d'énergie déposée dans les couches 1, 2 et 4 du calorimètre électromagnétique (3 variables),
- les fractions d'énergie déposée dans chacune des 6×6 cellules, centrées sur la cellule la plus énergétique, de la couche 3 du calorimètre électromagnétique dont on utilise ainsi la plus fine segmentation pour décrire le profil transverse de la gerbe (36 variables),
- la position en z normalisée du vertex $\frac{z_v}{\sigma_{z_v}}$ car celle-ci affecte le profil de la gerbe comme l'illustre la figure 3.13 (1 variable),

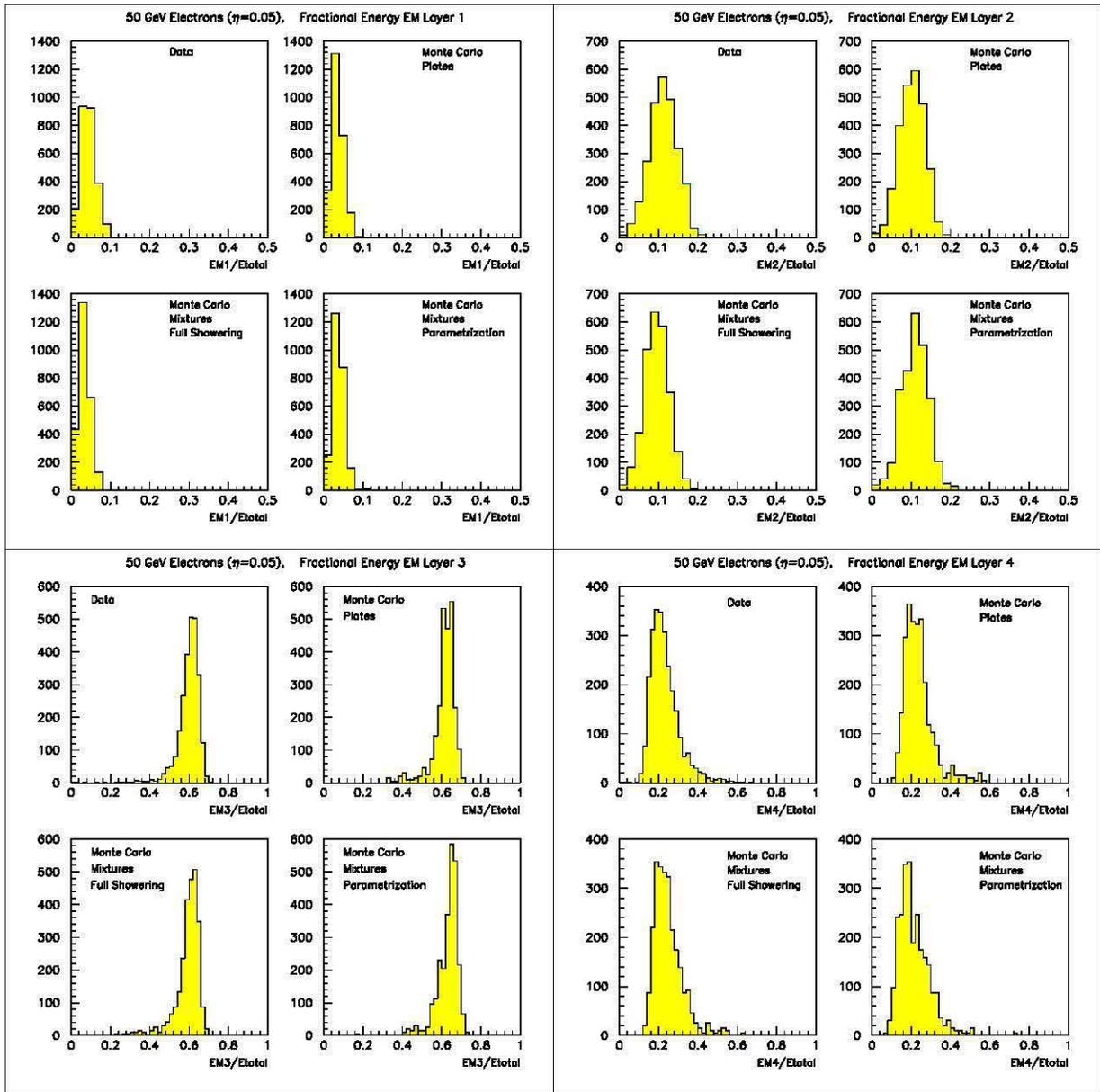


Figure 3.9 Profil longitudinal de gerbes électromagnétiques. *De haut en bas et de gauche à droite*: fraction d'énergie déposée par des électrons de 50 GeV dans les couches 1,2,3 et 4 du calorimètre électromagnétique. Les données prises dans un faisceau test [94] sont comparées à trois simulations Monte Carlo: *plates*: chaque plaque et chaque intervalle d'argon du calorimètre est simulé, *mixture full showering*: la description est réduite à un matériau homogène équivalent, la gerbe est simulée complètement, *mixture parametrization*: même description du calorimètre, mais la gerbe est simplement paramétrisée [120, 121].

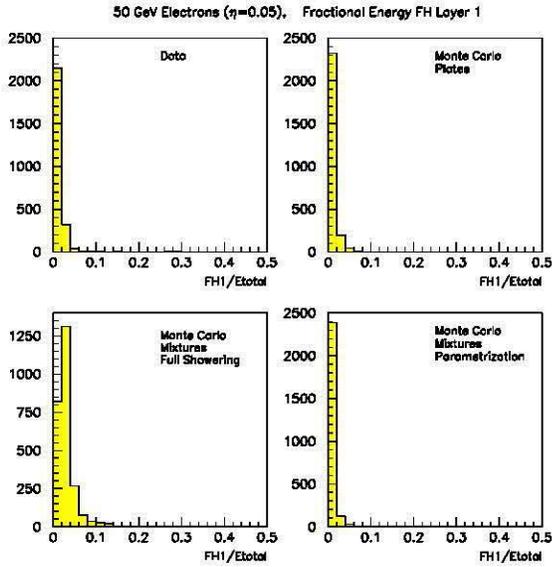


Figure 3.10 Fraction d'énergie déposée par des électrons de 50 GeV dans la première couche du calorimètre hadronique (données prises dans un faisceau test [94] comparées aux trois simulations Monte Carlo décrites dans la figure précédente).

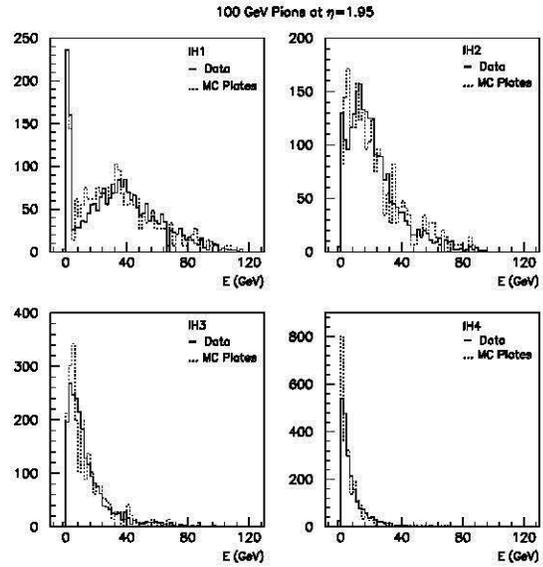


Figure 3.11 Profil de gerbe hadronique. *De haut en bas et de gauche à droite* : fraction d'énergie déposée par des pions de 100 GeV dans les couches 1,2,3 et 4 du calorimètre hadronique (données prises dans un faisceau test [94]).

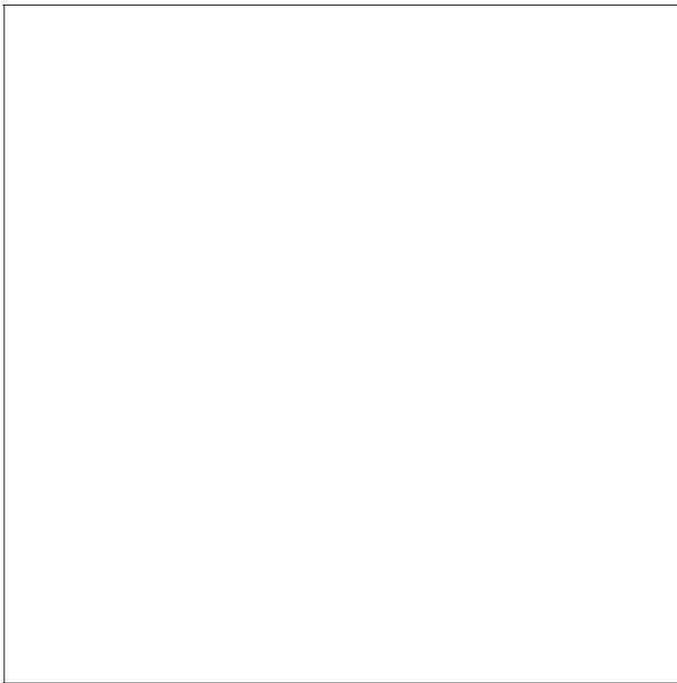


Figure 3.12 Facteur de réjection des pions à partir des informations calorimétriques [102].

- le logarithme de l'énergie du cluster $\ln E_{\text{cluster}}$ (1 variable).

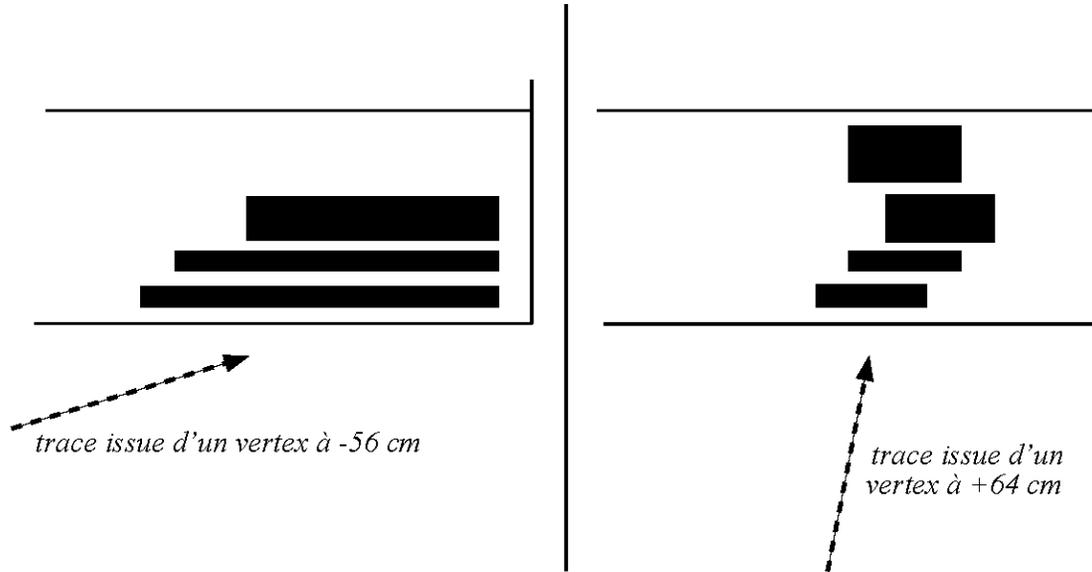


Figure 3.13 Effet de la position du vertex sur le profil d'une gerbe électromagnétique.

Selon la valeur absolue de la pseudo-rapidité $|\eta|$ de la particule étudiée, on utilise l'une des 37 matrices H , correspondant au découpage du calorimètre en 37 zones de largeur $|\Delta\eta| = 0.1$, et construites par simulation [119]. La figure 3.14 montre les distributions de χ^2 pour des électrons et des pions. L'utilisation du critère

$$\chi^2 < \chi^{2^{max}}(\eta) \quad (3.9)$$

permet d'écarter les gerbes de profil atypique (figure 3.15) et améliore la réjection des pions (figure 3.12), qui varie entre 900 et 3000 pour des particules d'impulsion comprise entre 50 et 150 GeV/c. La diagonalisation de la matrice H (voir F.3) permet de s'assurer qu'aucune combinaison des 41 variables ne domine nettement les autres. La correction des énergies par matrice H (voir F.2), qui aurait permis d'étendre l'acceptance du calorimètre en estimant l'énergie déposée dans les parties mortes, a été abandonnée car elle dégradait la résolution plus qu'elle ne l'améliorait, au moins pour les matrices H générées par les simulations usuelles.

3.3.3 Critère d'isolation.



Figure 3.14 Distributions de χ^2 pour des électrons et des pions (données prises dans un faisceau test et pour des électrons issus de bosons W [119]).

Le critère d'isolation s'écrit

$$f_{iso} \equiv \frac{\text{énergie dans cône d'isolation} - \text{énergie électromagnétique dans cône central}}{\text{énergie électromagnétique dans le cône central}} < f_{iso}^{max} \quad (3.10)$$

où le cône d'isolation, de rayon¹ $\sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2} = 0.4$, englobe le cône central, de rayon $\sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2} = 0.2$.

3.3.4 Analyse géométrique.

Les détecteurs de traces et les calorimètres fournissent des informations positionnelles dont on mesure l'accord en calculant (figure 3.16)

- $d_1 \equiv$ distance $R\Delta\phi$ entre le cluster et sa trace associée,
- $d_2 \equiv$ distance Δz (pour le calorimètre central) ou ΔR (pour les calorimètres avant et arrière) entre le cluster et sa trace associée,

que l'on combine en une seule grandeur qui devra satisfaire

$$\sigma_{trace} \equiv \sqrt{\left(\frac{d_1}{\sigma_{d_1}}\right)^2 + \left(\frac{d_2}{\sigma_{d_2}}\right)^2} < \sigma_{trace}^{max} \quad (3.11)$$

¹On peut également utiliser un cône d'isolation de rayon $\sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2} = 0.7$

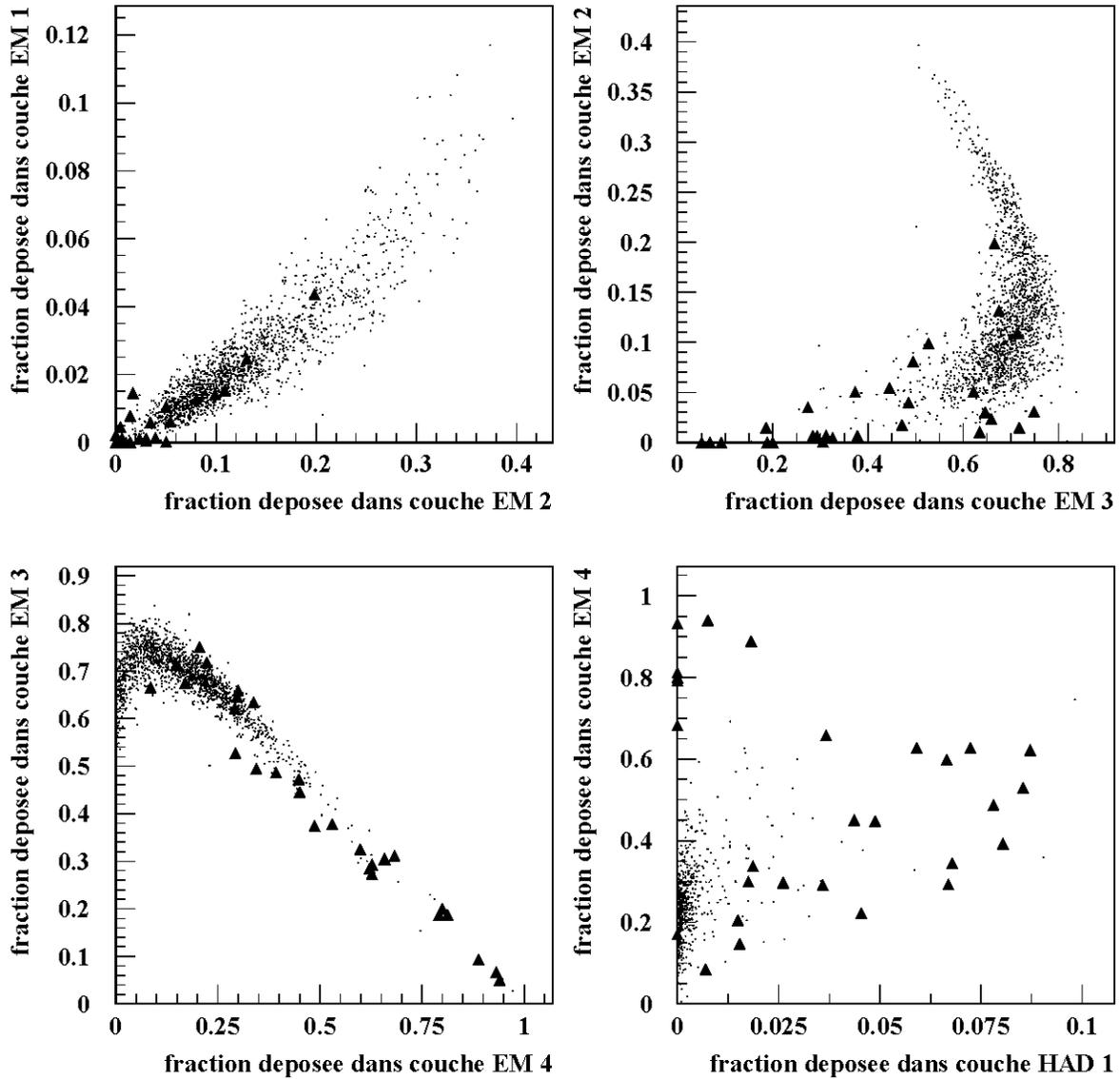
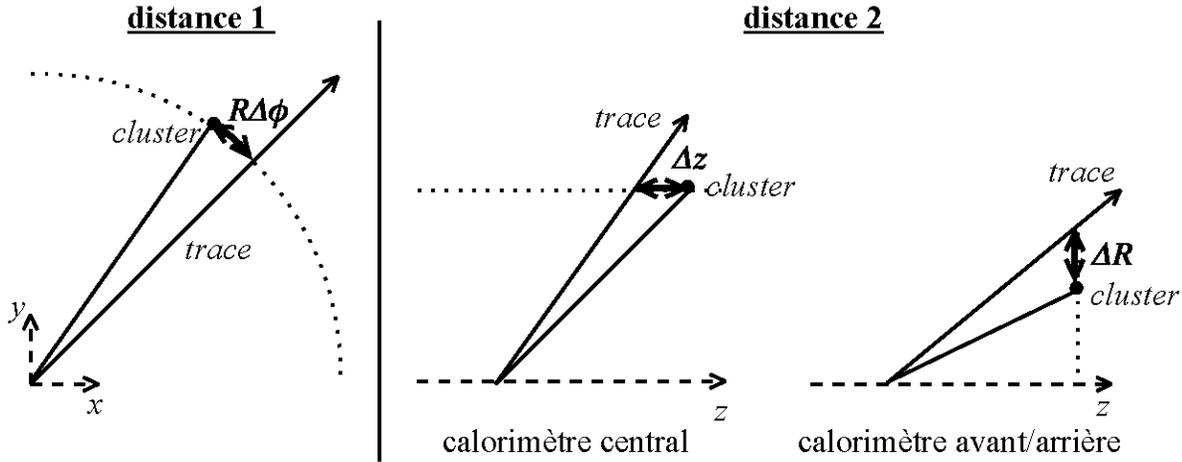


Figure 3.15 Corrélations entre fractions d'énergie déposée dans les couches électromagnétiques 1,2,3,4 et dans la première couche hadronique (électrons simulés avec une énergie transverse de 50 GeV). Le nuage de points correspond à des électrons acceptés par une coupure sur χ^2 , les triangles à ceux qui sont refusés. Les événements rejetés s'écartent visiblement du profil typique d'une gerbe. Pour simplifier cet exemple, on n'a utilisé ici qu'une matrice H réduite aux variables longitudinales.

Figure 3.16 Définitions de d_1 et d_2 .

3.3.5 Performances.

La présence de deux électrons dans la réaction $Z \rightarrow e^+e^-$ peut être mise à profit pour mesurer l'efficacité de l'algorithme de filtrage. A partir d'un ensemble \mathbf{A} d'événements à deux électrons d'énergie transverse supérieure à 25 GeV et reconstruits dans la zone utile (voir 3.2.2.1), on construit un ensemble \mathbf{B} dont chaque événement comporte

- un électron e_1 qui satisfait la condition standard \mathcal{S}

$$\mathcal{S} = \begin{cases} f_{em} & \geq 0.9 \\ \chi^2 & \leq 100 \text{ (CC) } 200 \text{ (EC)} \\ f_{iso} & \leq 0.15 \\ \sigma_{trace} & \leq 10. \end{cases} \quad (3.12)$$

- un électron e_2 qui va servir à étudier la condition \mathcal{F}

$$\mathcal{F} = \begin{cases} f_{em} & \geq f_{em}^{min} \\ \chi^2 & \leq \chi^{2max}(\eta) \\ f_{iso} & \leq f_{iso}^{max} \\ \sigma_{trace} & \leq \sigma_{trace}^{max} \end{cases} \quad (3.13)$$

Chaque événement de \mathbf{A} peut donc contribuer doublement à \mathbf{B} . On divise \mathbf{B} en deux sous-ensembles \mathbf{P} pour lequel la masse invariante des deux électrons $m_{e_1e_2}$ est comprise entre 86 et 96 GeV et \mathbf{F} pour lequel $m_{e_1e_2}$ est comprise entre 60 et 70 GeV. Soient alors

- N_P et N_F les nombres d'événements de \mathbf{P} et de \mathbf{F} ,
- N_P^s et N_P^f les nombres d'événements de \mathbf{P} respectivement dûs au signal et au bruit de fond,
- $\lambda = \frac{N_P^f}{N_P}$ la proportion de bruit de fond dans \mathbf{P} obtenue en ajustant sur la distribution de masse invariante des deux électrons $m_{e_1 e_2}$ une fonction de Breit-Wigner convoluée avec une résolution gaussienne et sommée avec une contribution affine du bruit de fond. Pour le calorimètre central on trouve $\lambda = 2.9 \pm 0.5\%$, et pour les calorimètres avant et arrière $\lambda = 4.0 \pm 1.0\%$.

L'efficacité ϵ_s recherchée de l'algorithme \mathcal{F} sur le signal vaut

$$\epsilon_s = \frac{\epsilon_P - \lambda \epsilon_F}{1 - \lambda} \quad (3.14)$$

où $\epsilon_P = \frac{N'_P}{N_P}$ et $\epsilon_F = \frac{N'_F}{N_F}$ sont respectivement les efficacités de \mathcal{F} pour les électrons e_2 des ensembles \mathbf{P} et \mathbf{F} , la notation ' désignant le nombre d'événements après application de \mathcal{F} . Le tableau 3.4 donne ϵ_s pour différentes variantes de \mathcal{F} , et les figures 3.17 et 3.18 présentent les distributions de $f_{em}, f_{iso}, \chi^2, \sigma_{trace}$ ainsi que les efficacités respectives en fonction des seuils. Aucune variation notable de ϵ_s en fonction de l'énergie du cluster n'est notée [123] mais on remarque seulement une très légère dégradation des efficacités quand l'activité hadronique, mesurée par le nombre de jets reconstruits, augmente.

3.3.6 Grandeurs complémentaires.

Aux quatre grandeurs de base $f_{em}, \chi^2, f_{iso}, \sigma_{trace}$ utilisées par l'algorithme de filtrage, peuvent s'adjoindre des grandeurs complémentaires, parmi lesquelles (figure 3.19) :

- la dispersion $\sigma_t = \sqrt{\sigma_x^2 + \sigma_y^2 + \sigma_z^2}$ qui mesure la qualité du calcul de la position du cluster décrit par 3.2.1.2. La coupure usuelle est $\sigma_t \leq 15$,
- le paramètre $\sigma_5 - \sigma_3$, où σ_5 (σ_3) est la dispersion en position calculée par pondération linéaire (voir 3.3), sur une grille de 5×5 (3×3) cellules de la troisième couche du calorimètre électromagnétique. On retrouve ici les deux grilles utilisées par l'algorithme de trigger pour la contrainte de profil transverse (voir 3.1.2). La coupure usuelle est $\sigma_5 - \sigma_3 \leq (\sigma_5 - \sigma_3)^{max} = 0.2$,
- le nombre $n_{cellule}$ de cellules de calorimètre, au dessus d'un seuil de 5 GeV, et incluses dans le cluster. Si $n_{cell} < n_{cell}^{min} = 20$, on a probablement affaire à une ou plusieurs cellules bruyantes et le candidat doit être rejeté,
- le nombre n_{trace} de traces dans un cône de rayon $\sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2} = 0.2$. Les valeurs de n_{trace} supérieures à 1 peuvent inciter à reconsidérer l'association trace-cluster, ou signalent un environnement complexe,

- l'ionisation $\frac{dE}{dx}$,
- les paramètres d'impact transverse b_{xy} (dans le plan x, y) et longitudinal b_z (sur l'axe z).

f_{em}^{min}	χ^{2max} (CC)	χ^{2max} (EC)	f_{iso}^{max}	σ_{trace}^{max}	ϵ_s (CC)	ϵ_s (EC)
0	50	50	∞	∞	$84.5 \pm 1.5\%$	$75.3 \pm 2.8\%$
0	100	100	∞	∞	$91.4 \pm 1.2\%$	$91.5 \pm 2.0\%$
0	200	200	∞	∞	$96.8 \pm 0.8\%$	$97.9 \pm 1.3\%$
0	300	300	∞	∞	$97.4 \pm 0.7\%$	$98.1 \pm 1.1\%$
0	∞	∞	0.10	∞	$92.2 \pm 1.1\%$	$90.9 \pm 2.0\%$
0	∞	∞	0.15	∞	$98.6 \pm 0.5\%$	$99.1 \pm 1.0\%$
0	∞	∞	0.20	∞	$99.5 \pm 0.3\%$	$100.0 \pm 0.5\%$
0	∞	∞	∞	5.0	$93.8 \pm 1.1\%$	$74.1 \pm 2.8\%$
0	∞	∞	∞	10.0	$96.8 \pm 0.8\%$	$90.3 \pm 1.9\%$
0	∞	∞	∞	15.0	$98.1 \pm 0.6\%$	$94.8 \pm 1.4\%$
0.90	∞	∞	∞	∞	$100.0 \pm 0.0\%$	$100.0 \pm 0.0\%$
0.95	∞	∞	∞	∞	$99.3 \pm 0.4\%$	$97.5 \pm 1.2\%$
0.98	∞	∞	∞	∞	$87.4 \pm 1.4\%$	$80.5 \pm 2.6\%$
0.90	200.	300.	0.20	15.0	$94.8 \pm 1.0\%$	$93.2 \pm 1.7\%$
0.90	100.	200.	0.15	10.0	$88.8 \pm 1.3\%$	$87.7 \pm 2.3\%$
0.95	50.	100.	0.10	5.0	$77.5 \pm 1.7\%$	$67.2 \pm 3.1\%$

Tableau 3.4 Efficacité de l'algorithme de filtrage pour différentes variantes de \mathcal{F} . On distingue le calorimètre central (CC) des calorimètres avant et arrière (EC). Les erreurs mentionnées combinent les erreurs statistiques et l'erreur systématique due à la soustraction du bruit de fond.

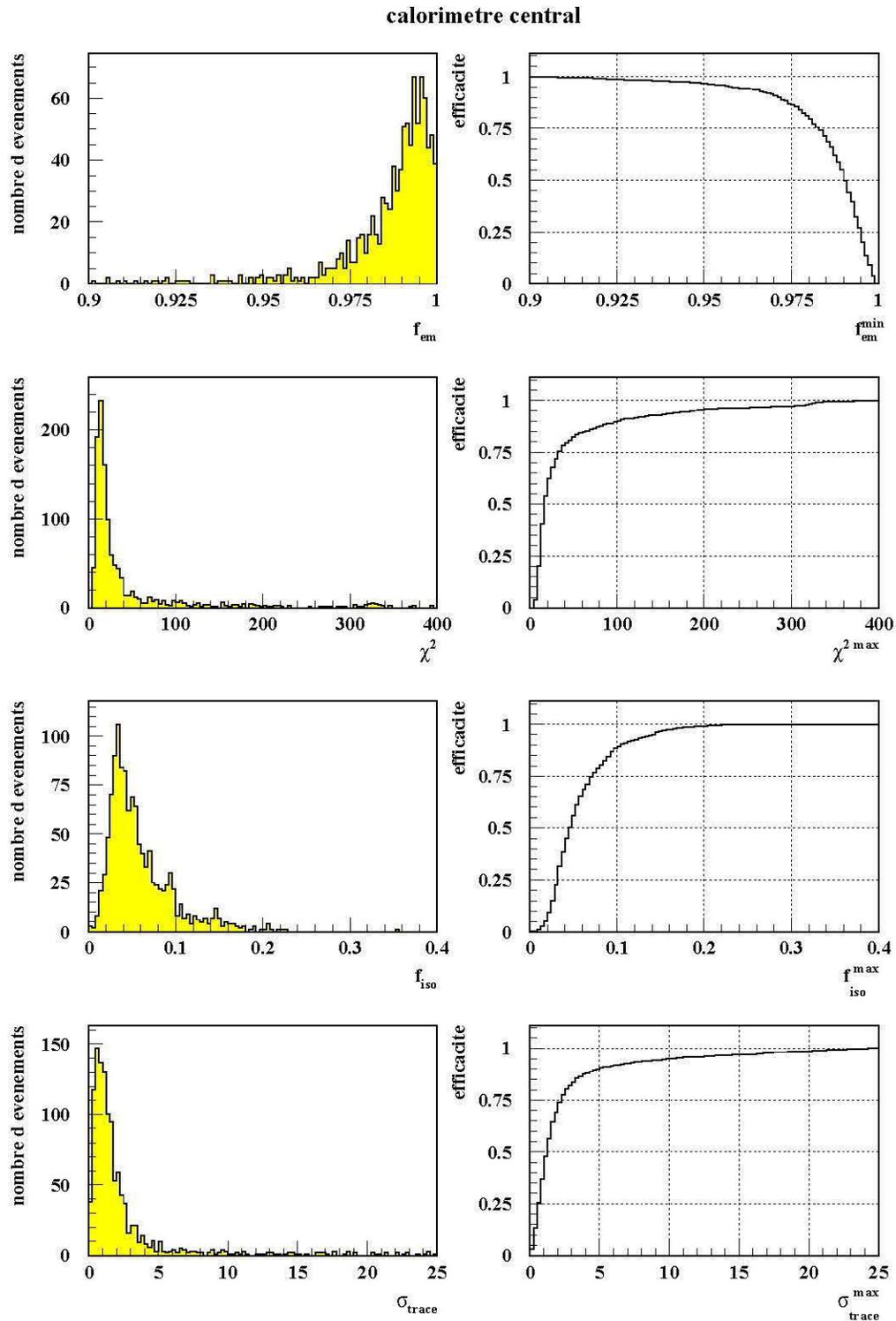


Figure 3.17 Distributions de $f_{em}, \chi^2, f_{iso}, \sigma_{trace}$ dans le calorimètre central et efficacités en fonction des seuils $f_{em}^{min}, f_{iso}^{max}, \chi^2^{max}, \sigma_{trace}^{max}$.

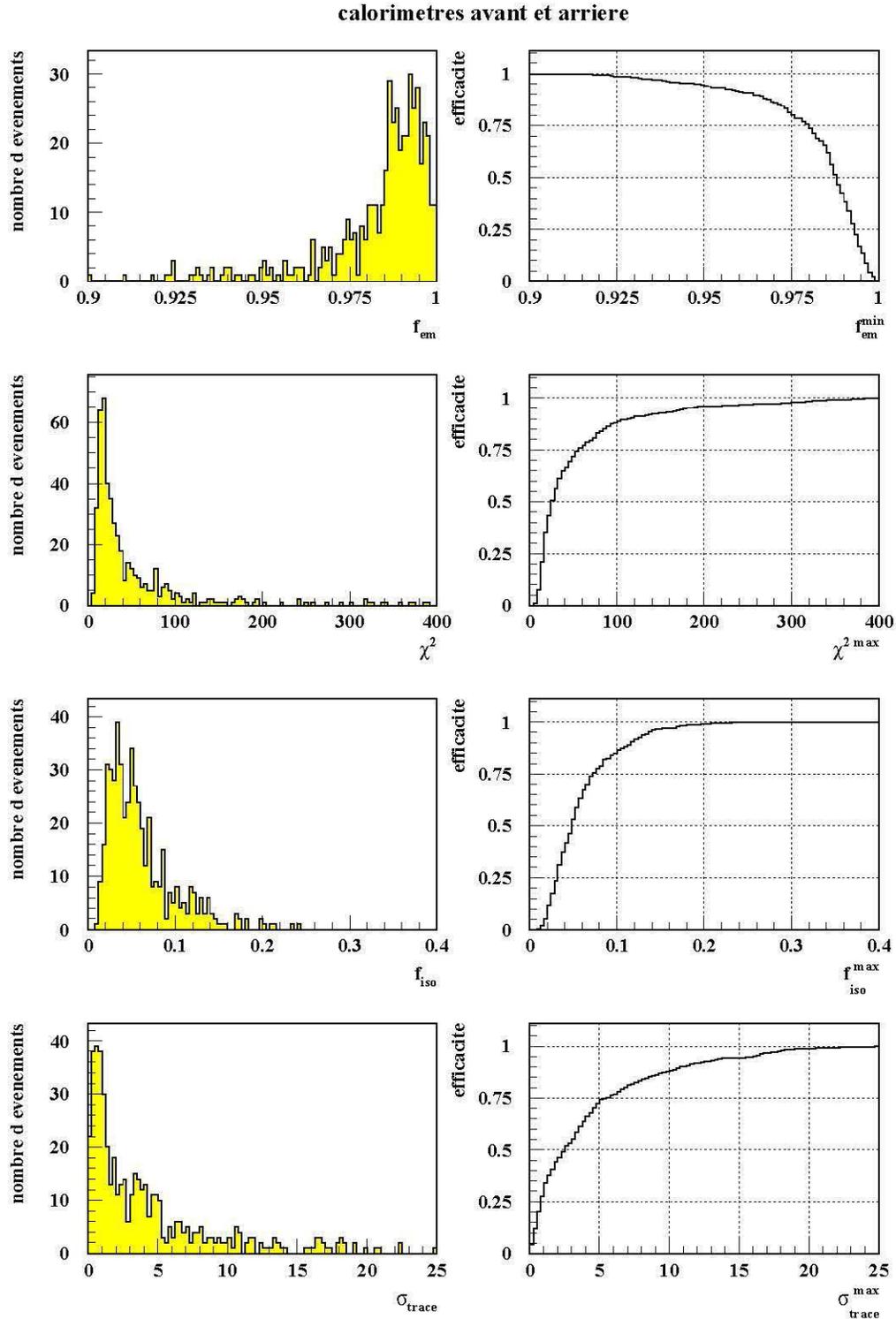


Figure 3.18 Distributions de f_{em} , χ^2 , f_{iso} , σ_{trace} dans les calorimètres avant et arriere et efficacités en fonction des seuils f_{em}^{min} , f_{iso}^{max} , χ^2_{max} , σ_{trace}^{max} .

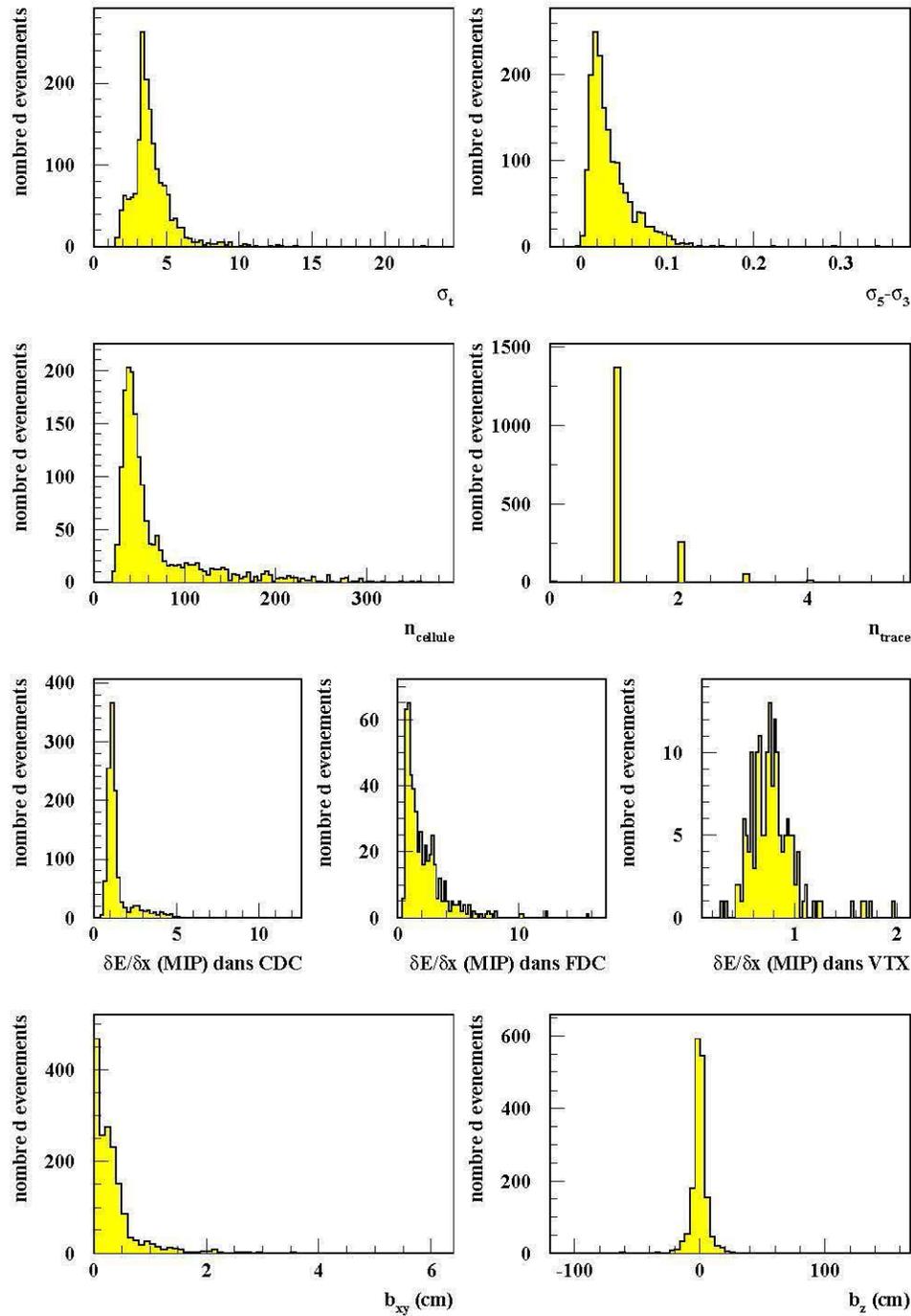


Figure 3.19 De haut en bas et de gauche à droite: histogrammes de $\sigma_t, \sigma_5 - \sigma_3, n_{\text{cellule}}, n_{\text{trace}}, \frac{dE}{dx}$ (dans le CDC, le FDC et le VTX), b_{xy}, b_z pour les électrons e_2 de l'ensemble **B**.

Chapitre 4

Identification de l'électron et TRD

En 1946, Ginzburg et Franck prédirent [124] dans le cadre de l'électrodynamique classique, qu'une particule chargée traversant une interface entre deux milieux de constantes diélectriques différentes déclenche l'émission d'un rayonnement, dit de transition, dont la première observation expérimentale, dans la région optique, par Goldsmith et Jelley [125] date de 1959. A la même époque, Garibian [126, 127] montra que les particules relativistes devaient produire un rayonnement de transition dans la région des rayons X et suscita ainsi l'intérêt des expérimentateurs de la physique des hautes énergies.

4.1 Principe et conception d'un TRD.

4.1.1 De l'interface unique au radiateur.

L'énergie émise dans une bande de pulsation $d\omega$, à un angle θ par rapport à la direction de la particule de charge ze traversant une interface s'écrit [128]

$$\frac{d^2 I}{d(\hbar\omega)d\theta} = \frac{2\alpha z^2}{\pi} f_0(\theta) = \frac{2\alpha z^2}{\pi} \theta^3 \left[\frac{1}{\gamma^{-2} + \theta^2 + \xi_g^2} - \frac{1}{\gamma^{-2} + \theta^2 + \xi_s^2} \right]^2 \quad (4.1)$$

où

- $\gamma \gg 1$ est le facteur de Lorentz de la particule,
- α est la constante de structure fine,
- $\xi_i = \frac{\omega_i}{\omega}$. La pulsation plasma ω_i du milieu i est donnée par

$$\hbar\omega_i = \sqrt{4\pi N_{e_i} r_e^3} \frac{m_e c^2}{\alpha} \quad (4.2)$$

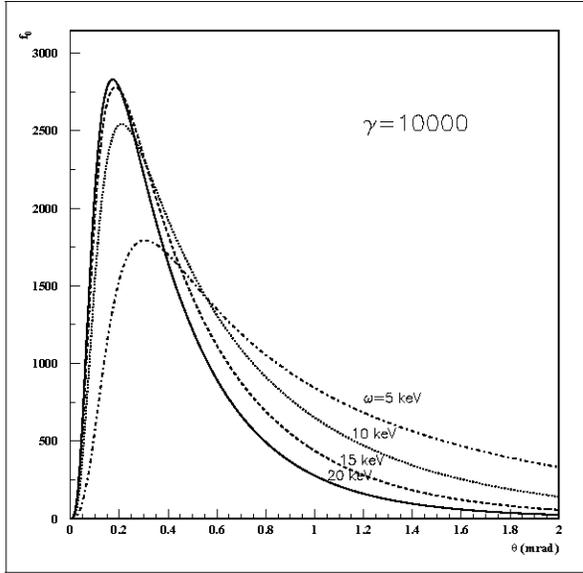


Figure 4.1 Distribution angulaire de la radiation de transition, pour des électrons d'environ 5 GeV ($\gamma = 10000$), traversant une interface unique entre du polypropylène ($\hbar\omega_s = 21.5$ eV) et de l'azote ($\hbar\omega_g = 0.74$ eV).

où r_e et m_e sont le rayon classique et la masse de l'électron, N_{e_i} est la densité volumique d'électrons du milieu i , c est la vitesse de la lumière dans le vide. Numériquement, on a, en électronvolts

$$\hbar\omega_i = 28.8 \sqrt{\frac{Z_i \rho_i}{A_i}} \quad (4.3)$$

où Z_i et A_i sont le numéro et la masse atomiques du milieu i , et ρ_i sa masse volumique en g cm^{-3} . En pratique, l'un des milieux sera solide ($i = s$), et l'autre gazeux ($i = g$), si bien que l'on pourra écrire $\omega \gg \omega_s \gg \omega_g$.

Comme dans toute émission de rayonnement par des particules relativistes, la radiation de transition se concentre autour d'un pic à l'angle $\theta = \frac{1}{\gamma}$ (figure 4.1).

En intégrant 4.1 sur l'angle d'émission, on obtient le spectre en énergie [128]

$$\frac{dI}{d(\hbar\omega)} = \frac{\alpha z^2}{\pi} \left[\frac{\epsilon_s^2 + \epsilon_g^2 + 2\gamma^{-2}}{\xi_s^2 - \xi_g^2} \ln \frac{\gamma^{-2} + \epsilon_s^2}{\gamma^{-2} + \epsilon_g^2} - 2 \right] \quad (4.4)$$

où $\epsilon_i = 1 - \xi_i^2$ est la constante diélectrique du milieu i . Le spectre diverge logarithmiquement ($\sim \ln \frac{\gamma\omega_s}{\omega}$) à basse fréquence ($\omega \ll \gamma\omega_s$) et décroît rapidement ($\sim (\frac{\gamma\omega_s}{\omega})^4$) à haute fréquence ($\omega \gg \gamma\omega_s$). La composante de photons de transition durs augmente avec γ . En intégrant à nouveau, on montre que la radiation de transition produite par une particule relativiste est proportionnelle à son facteur de Lorentz

$$I = \frac{\alpha \hbar z^2 \gamma (\omega_s - \omega_g)^2}{3 (\omega_s + \omega_g)}. \quad (4.5)$$

Le nombre de photons de transition émis par interface, d'énergie supérieure à $\hbar\omega_0$ suit une distribution poissonnienne [129] et est de l'ordre de α

$$n(\hbar\omega > \hbar\omega_0) = \frac{\alpha z^2 \gamma}{\pi} \left[\left(\ln \frac{\gamma \hbar\omega_s}{\hbar\omega_0} - 1 \right)^2 + \frac{\pi^2}{12} \right]. \quad (4.6)$$

Pour disposer d'un signal appréciable, on multipliera donc les interfaces traversées par la particule. La figure 4.2 représente un radiateur périodique idéal de N feuilles d'épaisseur l_s espacées de l_g , dont émerge un rayonnement de transition d'intensité (figure 4.3)

$$\frac{d^2 I}{d(\hbar\omega)d\theta} = \frac{2\alpha z^2}{\pi} f_0 f_1 f_n \quad (4.7)$$

où

- f_0 est le terme déjà rencontré pour une interface unique,
- $f_1 = 4 \sin^2 \frac{\phi_s}{2} = 4 \sin^2 \frac{l_s}{2d_s}$ rend compte des interfaces entre les deux faces de chaque feuille,
- $f_n = \left| \frac{1-C^N}{1-C} \right|^2$ est dû aux interférences entre feuilles et à l'absorption du rayonnement par le radiateur avec $C = e^{i l_s / d_s + i l_g / d_g - l_s \sigma_s - l_g \sigma_g}$,
- $d_i = \frac{2c}{\omega} (\gamma^{-2} + \theta^2 + \xi_i^2)^{-1}$ est la longueur de formation en dessous de laquelle on n'a pas d'émission notable de radiation de transition dans le milieu i ,
- σ_i est le coefficient d'absorption linéique du milieu i .

L'emploi d'un radiateur modifie la dépendance linéaire en γ de l'équation 4.5 en faisant apparaître un effet de seuil et un effet de saturation. Pour le détecteur à radiation de transition de DØ, le rayonnement atteint 10% de sa valeur maximale pour $\gamma \simeq 750$, et 90% pour $\gamma \simeq 3000$. Un électron de 2 GeV est déjà au dessus de la saturation, tandis qu'un pion de 100 GeV n'est pas encore au seuil.

4.1.2 Détection de la radiation de transition.

La technique courante de détection de la radiation de transition consiste à placer après le radiateur une chambre à dérive asymétrique, préconisée par Ludlam [132]. La particule chargée sortant du radiateur traverse une zone de dérive à champ électrique constant, puis une zone d'amplification au voisinage des anodes (figure 4.4). Le signal collecté sur une anode est la somme d'une composante due à l'ionisation et d'une composante due à la radiation de transition. La répartition de charge le long de la trajectoire est uniforme pour la première composante. Elle est plus importante dans les premiers millimètres de la chambre pour la seconde. En effet, la densité de photons de transition décroît exponentiellement avec leur parcours dans le gaz de la chambre ($\lambda = 10$ mm dans du xénon pour

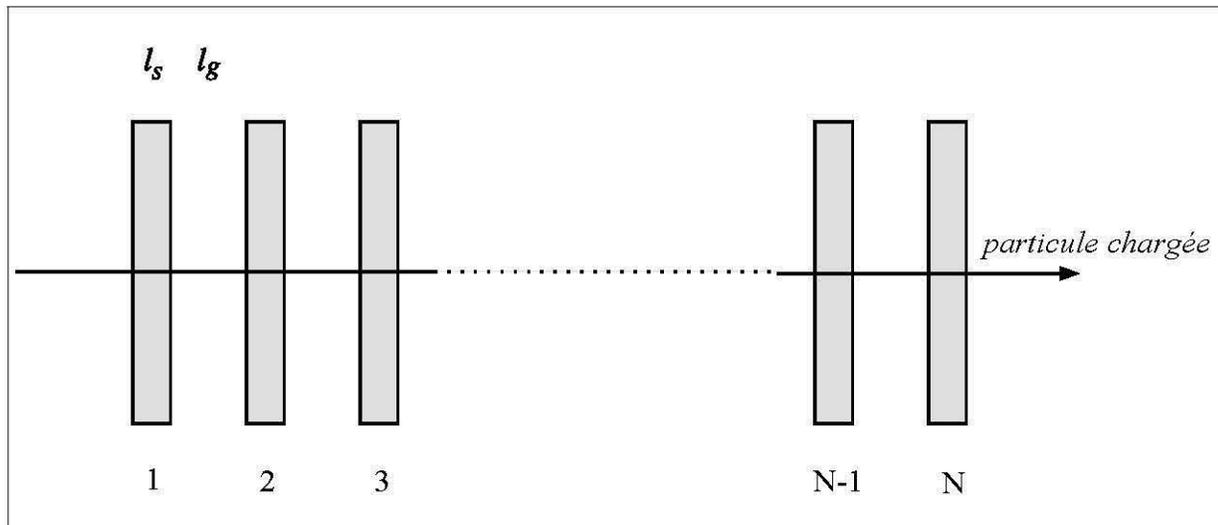


Figure 4.2 Radiateur périodique idéal de N feuilles.

des photons de 10 keV). L'absorption d'un photon de transition est suivie de l'émission de photoélectrons de très faible parcours ($\simeq 180 \mu\text{m}$ pour un photoélectron de 10 keV dans du xénon), qui produisent à leur tour des amas compacts d'électrons secondaires au voisinage immédiat du point d'arrêt du photon incident. Lorsque l'on trace la moyenne sur un grand nombre d'événements de la charge collectée sur une anode en fonction du temps de dérive, on retrouve ces deux composantes, schématiquement illustrées par la figure 4.5. Pour l'ionisation, la contribution *double* pour les petits temps de dérive correspond à l'ionisation dans la zone d'amplification *avant et après* le fil d'anode. Pour les photons de transition, on voit qu'aux faibles parcours des photons correspondent les grands temps de dérive. A la décroissance de la densité de photons en fonction du parcours correspond donc une croissance de la charge collectée en fonction du temps de dérive.

4.1.3 Les deux types d'analyse du signal d'un TRD.

On peut classer les méthodes d'analyse du signal d'un détecteur à radiation de transition en deux familles [133]:

- les méthodes qui reposent sur la mesure de la charge totale déposée ("Q methods"), qui doit être plus grande (charge=ionisation+radiation de transition) pour les particules de γ proche du niveau de saturation du radiateur, que pour les celles de γ en dessous du seuil (charge=ionisation),
- les méthodes qui reposent sur le comptage des clusters collectés sur l'anode, passant un seuil en énergie ("N methods"), puisque la radiation de transition apporte des



Figure 4.3 Intensité émise par un radiateur de 382 feuilles de polypropylène d'épaisseur $18 \mu\text{m}$, séparées par des intervalles de $152 \mu\text{m}$ d'azote, pour des photons émis de 8 keV et des électrons incidents de 5 GeV ($\gamma = 9785$). (a): radiateur parfait (épaisseurs et intervalles absolument réguliers) (b) et (c): radiateur de plus en plus imparfait [99, 130, 131].

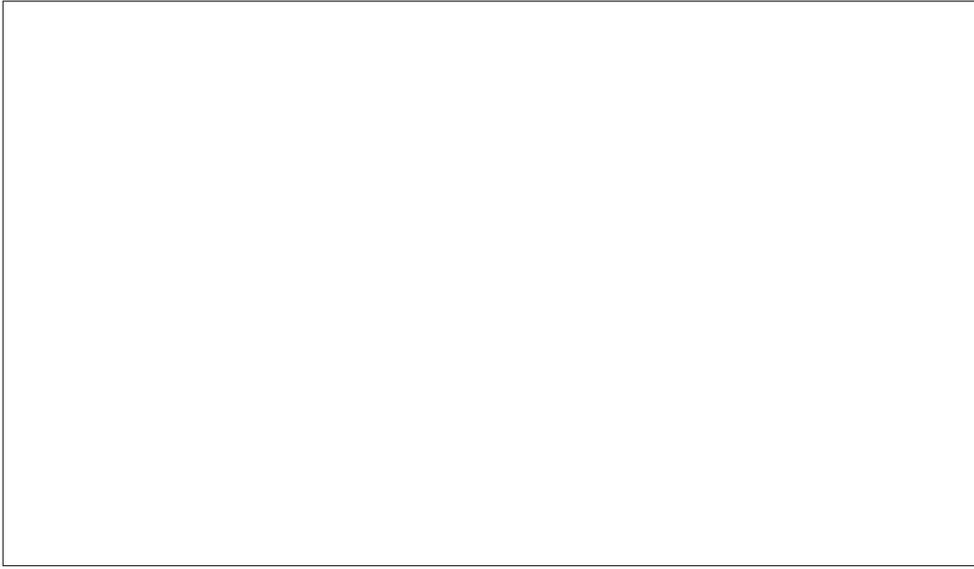


Figure 4.4 Schéma de principe d'une chambre à dérive asymétrique [132].

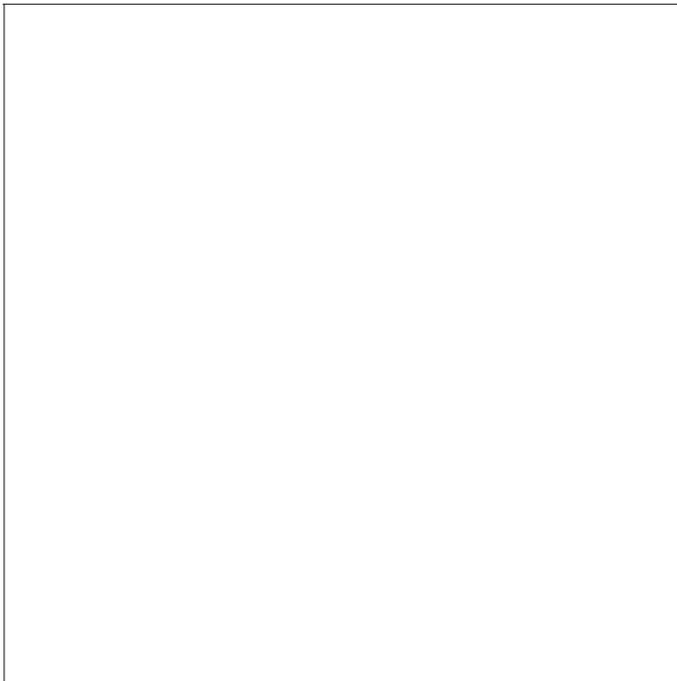


Figure 4.5 Charge collectée sur un fil d'anode, moyennée sur un grand nombre d'événements, en fonction du temps de dérive. On distingue ici schématiquement la contribution de l'ionisation (A) de celle des photons de transition (B).

clusters supplémentaires énergiques.

Les deux familles de méthodes ont la même limitation qui tient à la queue de la distribution de Landau : les ionisations élevées (rayons δ) peuvent apporter autant d'énergie que la radiation de transition, sous forme de clusters comparables à ceux des photons de transition.

4.1.4 Optimisation d'un détecteur à radiation de transition.

L'optimisation d'un détecteur à radiation de transition doit prendre simultanément en compte

- la structure et le matériau du radiateur. On a intérêt à choisir pour les feuilles du radiateur un matériau dense car

$$\text{grand } \rho_s \Rightarrow \text{grand } \omega_s \sim \rho_s^{1/2} \Rightarrow \text{davantage de radiation de transition,}$$

mais de faible numéro atomique puisque

$$\text{faible } Z_s \Rightarrow \text{faible absorption } \sim Z_s^4.$$

Des feuilles épaisses donnent un spectre plus dur mais augmentent l'absorption. Des intervalles étroits permettent de multiplier les interfaces à condition de ne pas descendre en dessous de la longueur de formation d_g ,

- la structure et le gaz de la chambre à dérive. On retient en général, malgré son coût élevé, le xénon pour sa grande section efficace photoélectrique ($\sim Z^4$) [133],
- le nombre de blocs radiateur-chambre,
- l'espace disponible.

La référence [130] traite l'optimisation du détecteur à radiation de transition de DØ , qui a mené aux caractéristiques décrites au chapitre 2.2.1.4.

4.2 Calibration et corrections.

4.2.1 Les signaux du TRD.

Pour un événement accepté par le trigger de DØ , les données brutes conservées du TRD se composent des résultats de la digitisation des cellules non éliminées par l'algorithme de suppression de zéro. La digitisation d'une cellule génère 128 échantillons

numériques espacés de 10 ns, avec une dynamique de $2^8 = 256$ coups. Les signaux des cellules ayant reçu de l'énergie ont l'aspect typique de la figure 2.14, où l'on voit se détacher un ou plusieurs clusters au dessus d'un piédestal. Les signaux des cellules vides se réduisent au simple piédestal. Connaissant la valeur moyenne et l'écart type du piédestal de chaque cellule, l'algorithme de suppression de zéro écarte en temps réel les signaux des cellules vides afin de limiter le volume des données à enregistrer.

Au moment de la reconstruction, le programme sélectionne et prétraite les données brutes du TRD. La sélection consiste à ne considérer que les cellules associées à des traces candidates, comme l'illustre la figure 4.6. Dans certains cas, l'énergie déposée se partage entre plusieurs cellules voisines d'une même chambre. Les traces candidates peuvent être, soit des traces d'électrons reconnues par le programme de reconstruction ordinaire¹, soit encore des traces quelconques identifiées par le programme de reconstruction totale pour lequel on étend la zone de recherche des traces à tout l'angle solide. Le prétraitement résume les informations digitales des cellules sélectionnées aux grandeurs plus élaborées que sont

- le nombre, l'énergie et le temps d'arrivée des clusters,
- les énergies totales définies au paragraphe suivant.

A ce niveau, les énergies sont évaluées avec une calibration et des corrections par défaut.

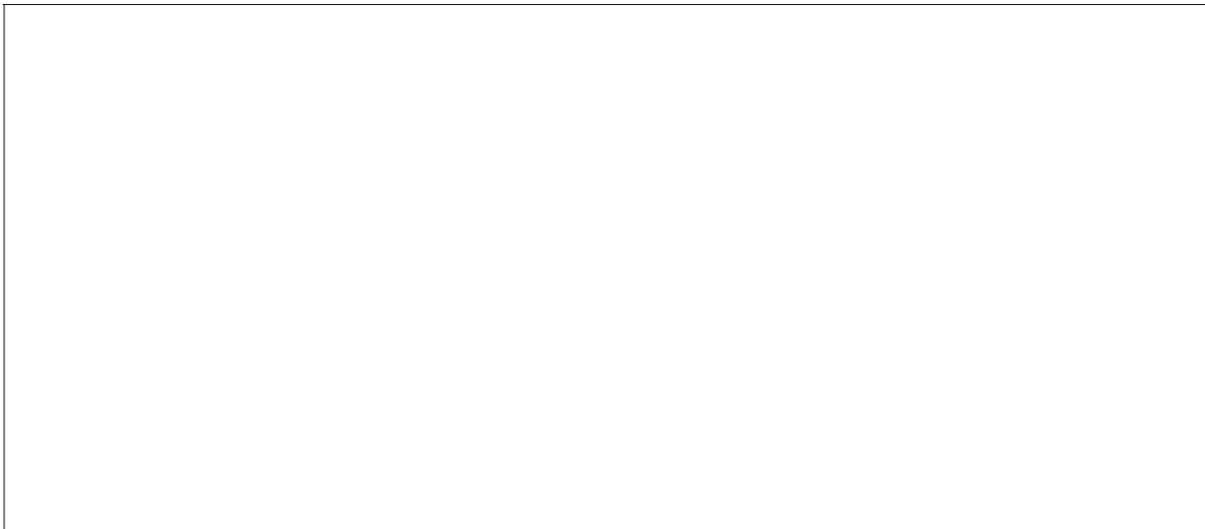


Figure 4.6 Données brutes du TRD associées à une trace. Sur cet exemple, l'énergie se partage entre deux cellules voisines dans la chambre 2.

¹Voir chapitre 3.2.1.3.

4.2.2 Calcul de l'énergie totale par chambre.

Ce n'est qu'au moment de l'analyse que l'on peut introduire la calibration et les corrections définitives. Rappelons avant de les décrire que le TRD est divisé en trois chambres ($l = 1, 2, 3$). Chaque chambre est à son tour divisée en 16 secteurs ($s = 1, \dots, 16$) ou plus finement en 256 cellules ($w = 1, \dots, 256$)². On appelle énergie totale dans la chambre l l'intégrale du signal piédestal soustrait. Sa valeur en MIP³ est donnée par

$$e_l^{mip} = \sum_{h_l=1}^{n_{h_l}} \frac{e^{fadc}(l, w_{h_l}) - p^{fadc}(l, w_{h_l})}{c_0(l)} |\sin \theta| c_1(l, s_{h_l}) c_2(l, w_{h_l}) c_3(l, s_{h_l}) c_4 \quad (4.8)$$

où

- la somme tient compte du fait que plusieurs cellules voisines peuvent contribuer à l'énergie totale de la chambre. On les indice par (l, w_{h_l}) avec $h_l = 1, \dots, n_{h_l}$,
- $e^{fadc}(l, w_{h_l})$ est l'intégrale du signal de la cellule (l, w_{h_l}) , en coups de FADC,
- $p^{fadc}(l, w_{h_l})$ est l'intégrale du piédestal, c'est à dire 128 fois sa valeur moyenne, de la cellule (l, w_{h_l}) , en coups de FADC,
- $|\sin(\theta)|$ est la correction angulaire, θ étant l'angle polaire de la trace. Pour les pions, cette correction reflète la simple variation de l'épaisseur de gaz traversée. Pour les électrons, le terme $|\sin(\theta)|$ corrige globalement les variations combinées de l'épaisseur de gaz traversée et de la production de radiation de transition, avec une précision suffisante dans le contexte de DØ .
- c_0, c_1, c_2, c_3, c_4 sont les facteurs de correction et de calibration présentés ci-dessous.

4.2.2.1 Correction de gain c_1 et c_2 .

Les inhomogénéités de gain, dues à la géométrie et à l'électronique d'amplification et de mise en forme, sont corrigées par les deux facteurs c_1 et c_2

$$e_l^{mip} \propto c_1(l, s) c_2(l, w) \quad (4.9)$$

²Dans les chambres 1 et 2, les plus proches du faisceau, chaque cellule contient une seule anode. Dans la chambre 3, de plus grand rayon, chaque cellule contient deux anodes, dont les signaux sont sommés analogiquement après les préamplificateurs et avant les circuits de mise en forme. Cette particularité n'est pas sans effet : il est plus rare que l'énergie déposée dans la chambre 3 se partage entre deux cellules voisines, alors que l'on rencontre assez souvent cette situation dans les chambres 1 et 2.

³L'unité d'énergie pour le TRD est le MIP, défini comme l'énergie déposée dans une chambre par une particule au minimum d'ionisation et ne générant pas de radiation de transition. Pour 2.3 cm de mélange Xe(91%)-CH₄(7%)-C₂H₆(2%) à 20 °C, on a 1 MIP TRD=12.3 keV (mesure CERN et Monte Carlo).



Figure 4.7 Réponse du TRD en fonction de la haute tension d'anodes.

où c_1 est une correction par secteur dont la moyenne sur les 16 secteurs d'une chambre vaut 1, et c_2 est une correction par cellule dont la moyenne sur les 16 cellules d'un secteur vaut 1. On peut déterminer les inhomogénéités de gain dues à l'électronique en étudiant la réponse à l'injection d'une impulsion calibrée à l'entrée de chaque préamplificateur, via une capacité.

4.2.2.2 Correction de haute tension c_3 .

L'influence des hautes tensions est corrigée par le facteur c_3

$$\epsilon_i^{mip} \propto c_3(l, s) \quad (4.10)$$

telle que $c_3(l, s) = 1$ pour les hautes tensions nominales (+1620, 1650, 1650 V pour les anodes des chambres 1, 2 et 3, -1000 V pour les fenêtres d'entrée dans les chambres et +200 V pour les fils de potentiels). Une loi puissance⁴ donne c_3

$$c_3(l, s) = \left(\frac{\text{haute tension nominale } (l, s)}{\text{haute tension mesurée } (l, s)} \right)^{15} \quad (4.11)$$

dont l'exposant est déterminé en étudiant la réponse du TRD dans différentes configurations de haute tension (figure 4.7) [134].

4.2.2.3 Correction de gaz c_4 .

⁴Et une petite correction tabulée en fonction de la tension des fils de potentiels.

L'influence de la qualité du gaz, des températures et des pressions est corrigée par le facteur c_4

$$\epsilon_l^{mip} \propto c_4(\text{qualité du gaz, températures, pressions}). \quad (4.12)$$

On mesure en permanence la qualité du gaz grâce à une petite chambre à dérive, de structure similaire à celle des chambres du TRD (figure 4.8). Une source de Zn^{65} émet en coïncidence un photon X de 8.04 keV et un photon γ de 1115 keV. Le γ est détecté par un scintillateur qui déclenche aussitôt un convertisseur analogique-digital connecté aux anodes de la petite chambre. L'amplitude g du signal généré par le photon X donne une mesure de la qualité q du gaz. Par ailleurs, les signaux g de la petite chambre et ϵ^{mip} dans le TRD sont décroissants en fonction du rapport $\frac{\text{pression}}{\text{température}}$

$$g \propto q \left(\frac{P_{\text{petite chambre}}}{T_{\text{petite chambre}}} \right)^{-7.1} \quad (4.13)$$

d'où

$$\epsilon^{fadc} \propto q \left(\frac{P_{\text{TRD}}}{T_{\text{TRD}}} \right)^{-7.1} \propto g \left(\frac{P_{\text{TRD}}}{T_{\text{TRD}}} \right)^{-7.1} \left(\frac{P_{\text{petite chambre}}}{T_{\text{petite chambre}}} \right)^{+7.1} \quad (4.14)$$

et donc

$$\begin{aligned} c_4 &= \frac{g^{\text{ nominale}}}{g^{\text{ mesurée}}} \left(\frac{T_{\text{TRD}}^{\text{ nominale}} T_{\text{petite chambre}}^{\text{ mesurée}}}{T_{\text{petite chambre}}^{\text{ nominale}} T_{\text{TRD}}^{\text{ mesurée}}} \right)^{+7.1} \left(\frac{P_{\text{TRD}}^{\text{ nominale}} P_{\text{petite chambre}}^{\text{ mesurée}}}{P_{\text{petite chambre}}^{\text{ nominale}} P_{\text{TRD}}^{\text{ mesurée}}} \right)^{-7.1} \\ &\simeq \frac{g^{\text{ nominale}}}{g^{\text{ mesurée}}} \left(\frac{T_{\text{petite chambre}}^{\text{ mesurée}}}{T_{\text{TRD}}^{\text{ mesurée}}} \right)^{+7.1} \end{aligned} \quad (4.15)$$

où T et P sont les températures et pressions et où l'on a négligé les variations de pression entre le TRD et la petite chambre et où l'on a pris les mêmes températures nominales pour le TRD et la petite chambre. L'étude de la réponse de la petite chambre en fonction de la température et de la pression permet de déterminer l'exposant 7.1.

4.2.2.4 Calibration c_0 .

Les données du TRD, une fois ramenées aux conditions nominales de DØ par les facteurs c_1 , c_2 , c_3 et c_4 , doivent ensuite passer par

- une première étape de calibration relative qui assure une réponse uniforme des trois chambres, stable dans le temps. Cette calibration est indispensable à toute méthode qui mélange, par exemple par sommation, les énergies des chambres, ou dès que l'on veut comparer des données de DØ prises à des époques différentes,
- une seconde étape de normalisation globale qui permet de comparer des données de DØ à celles de la simulation Monte Carlo.

Ces deux étapes sont regroupées dans les facteurs de calibration $c_0(1)$, $c_0(2)$, $c_0(3)$.

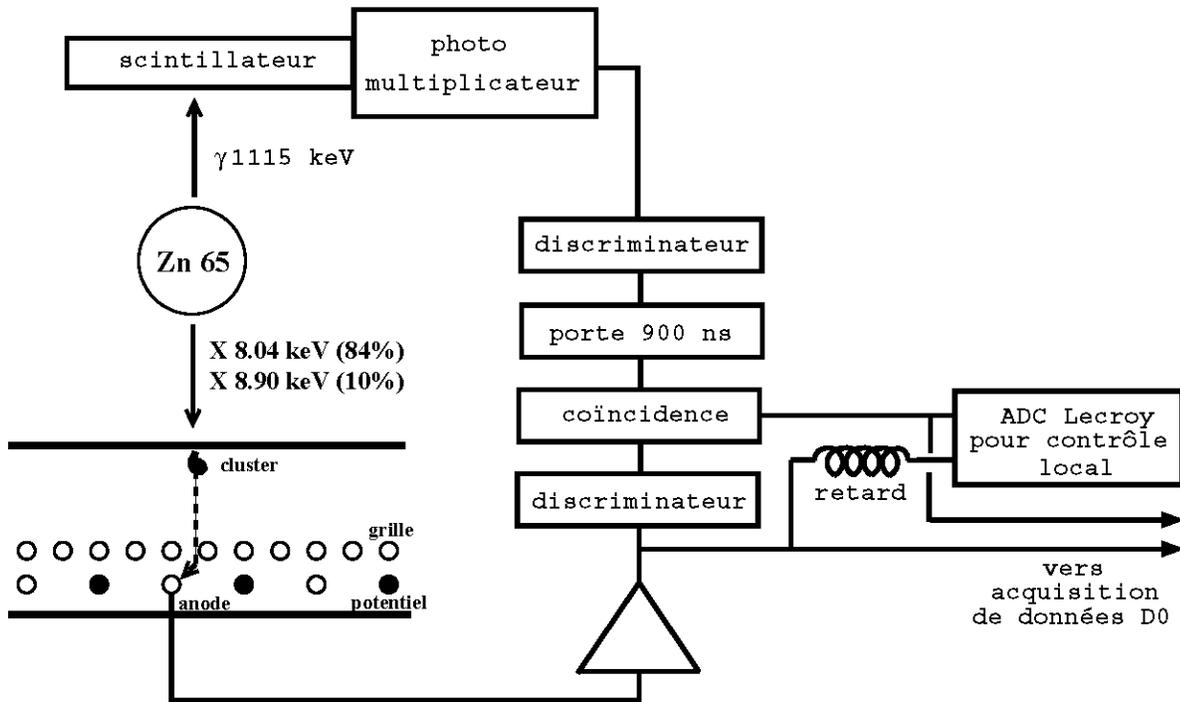


Figure 4.8 Mesure de la qualité du gaz par la petite chambre à dérive asymétrique. Le dispositif est installé dans la salle de contrôle du système de gaz du TRD. Le mélange $Xe(91\%)-CH_4(7\%)-C_2H_6(2\%)$ circule en circuit fermé en passant par la petite chambre à la sortie du TRD.

Calibration à partir d'événements à biais minimum .

Les événements à biais minimum offrent une source abondante de traces chargées, constituée essentiellement de pions, qui peut être mise à profit pour la calibration du TRD. Pour cela, on reconstruit la totalité des traces de chaque événement et on ne garde que celles passant les coupures suivantes

- la trace passe géométriquement dans les trois chambres du TRD,
- le vertex est à moins de 40 cm en z de la position moyenne du vertex,
- le paramètre d'impact de la trace dans le plan x, y est inférieur à 0.5 cm,
- l'ionisation mesurée dans le CDC est compatible avec une particule au minimum d'ionisation,
- la trace est isolée (seule dans sa cellule TRD).

On obtient ainsi une distribution d'énergie totale dans chaque chambre l , à partir desquelles on peut calculer la calibration relative, puis, par comparaison avec le Monte Carlo, la normalisation globale.

Il faut prendre quelques précautions lorsque l'on réalise une calibration à partir d'événements à biais minimum dans les situations de faible gain, dues par exemple à un gaz pollué, à un gain électronique insuffisant ou à des hautes tensions trop faibles. Dans ce cas en effet, l'algorithme de suppression de zéro⁵ élimine davantage de cellules candidates car les pions correspondent au bas du spectre en énergie mesuré par le TRD, ce qui se traduit par des baisses très sensibles (jusqu'à 50% pour un gaz très pollué au lieu d'au moins 90%) de l'efficacité ϵ dans chaque chambre

$$\epsilon = \frac{\text{nombre de cas où une trace reconstruite est accompagnée d'énergie} > 0 \text{ dans la chambre}}{\text{nombre total de traces reconstruites dans la chambre.}} \quad (4.16)$$

Soit la distribution d'énergie $p(u)$ *idéale* dans une chambre du TRD pour des pions. Si l'on suppose que l'algorithme de suppression de zéro a pour seul effet de tronquer la distribution $p(u)$ au dessous d'un seuil λ , la distribution d'énergie *mesurée* $q(v)$ sera (figure 4.9)

$$q(v) = p(v) \text{ si } v \geq \lambda,$$

$$q(v) = 0 \text{ sinon.}$$

L'efficacité ϵ du TRD mesurée vaut alors

$$\epsilon(\lambda) = \frac{\int_{\lambda}^{+\infty} p(u) du}{\int_{-\infty}^{+\infty} p(u) du}$$

⁵Voir chapitre 4.2.1.

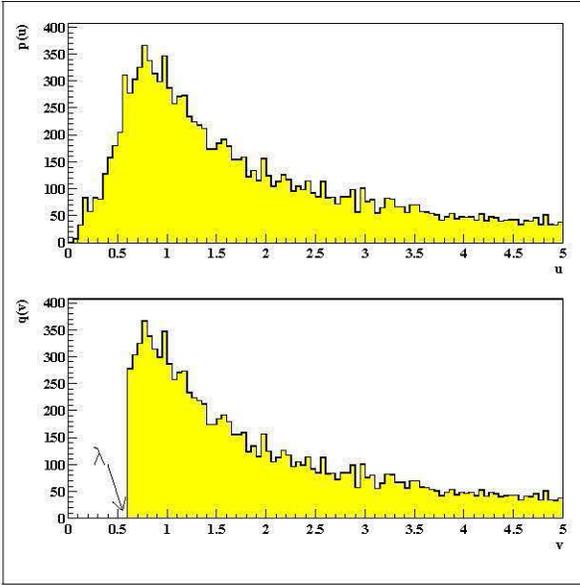


Figure 4.9 Déformation de la distribution d'énergie totale par l'algorithme de suppression de zéro.

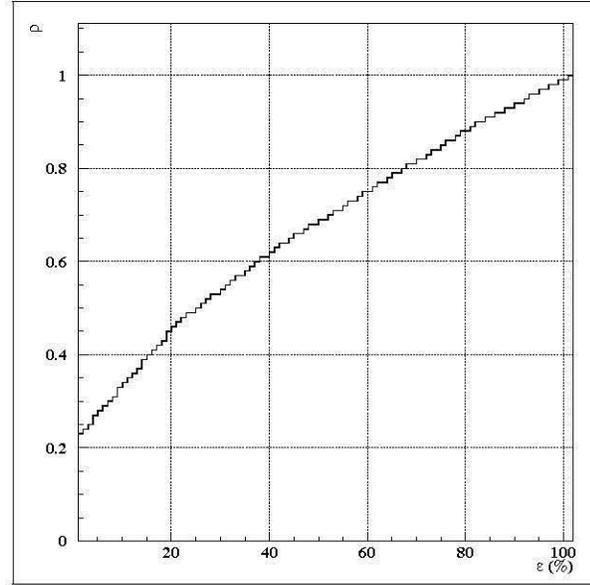


Figure 4.10 Facteur correctif ρ en fonction de l'efficacité mesurée.

et les valeurs moyennes des distributions $p(u)$ et $q(v)$ sont

$$\langle u \rangle = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} up(u)du}{\int_{-\infty}^{+\infty} p(u)du},$$

$$\langle v \rangle = \frac{\int_{\lambda}^{+\infty} vp(v)dv}{\int_{\lambda}^{+\infty} p(v)dv}.$$

Il est donc possible, mesurant ϵ et $\langle v \rangle$, de remonter à $\langle u \rangle$ par

$$\langle u \rangle = \rho(\epsilon) \langle v \rangle,$$

avec

$$\rho(\epsilon) = \frac{\langle u \rangle}{\langle v \rangle} = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} up(u)du \int_{\lambda}^{+\infty} p(v)dv}{\int_{-\infty}^{+\infty} p(u)du \int_{\lambda}^{+\infty} vp(v)dv},$$

où λ est connu en inversant la fonction $\epsilon(\lambda)$ et où la distribution p est connue par le Monte Carlo. La figure figure 4.10 montre la correction $\rho(\epsilon)$, valable pour les trois chambres du TRD. La figure 4.11 montre que cette méthode de calibration est capable se suivre fidèlement de très grandes variations de gain.

Calibration à partir d'électrons isolés.

La réaction $W \rightarrow e\nu$ fournit des électrons isolés qui peuvent servir à la calibration du TRD. Pour cela, on sélectionne un lot en demandant

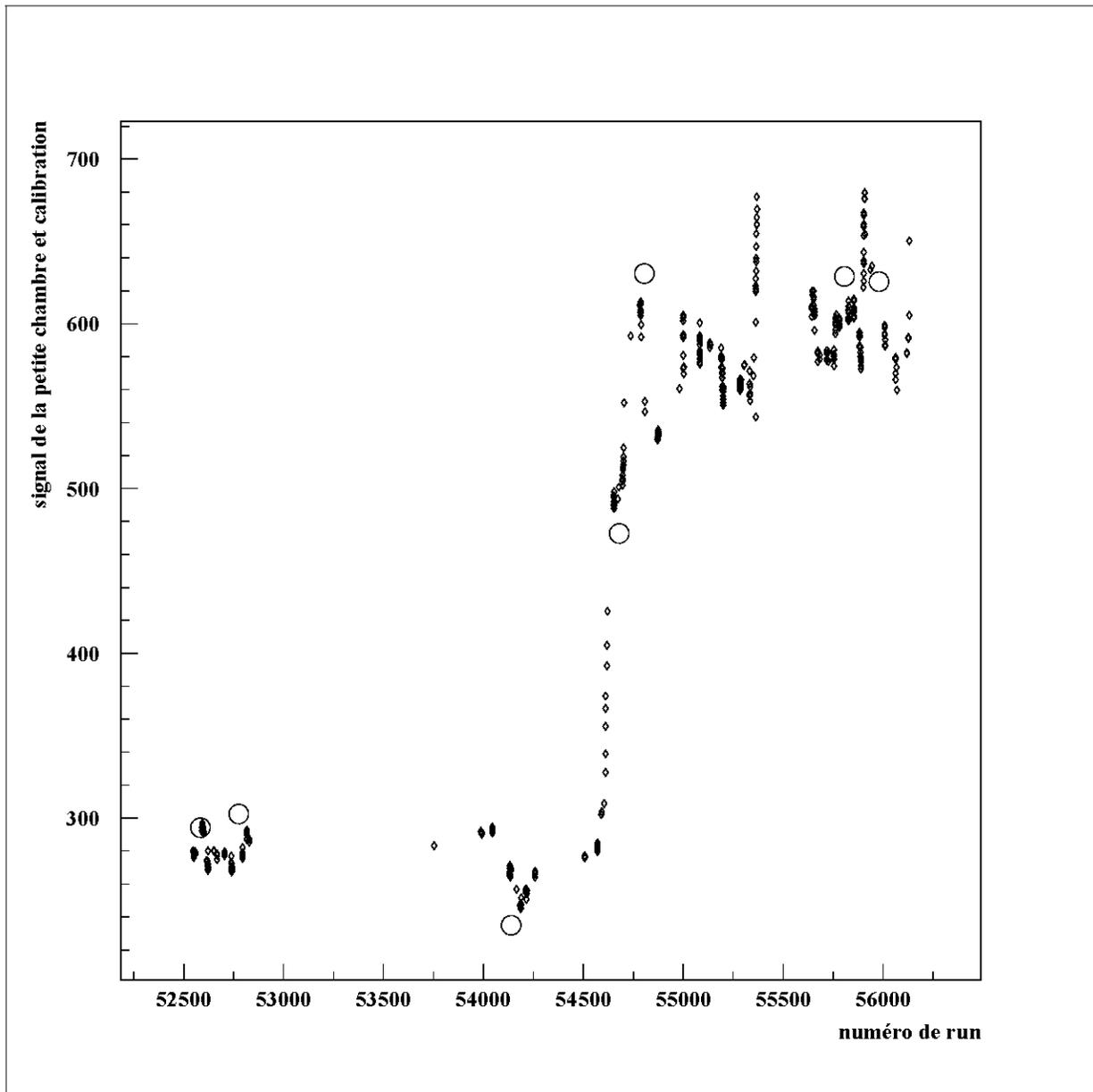


Figure 4.11 Comparaison du résultat de la calibration. Les losanges représentent l'évolution du signal g de la petite chambre dans une période de transition entre un gaz très pollué (à gauche) et un gaz propre (à droite). Les cercles représentent l'évolution de la calibration à partir d'événements à biais minimum, sans correction de gaz pour les besoins de la comparaison, avec correction d'efficacité ρ . Les deux courbes sont normalisées sur le premier point.

- au moins 20 GeV d'énergie transverse manquante,
- au moins 20 GeV d'énergie transverse pour l'électron,
- que l'électron passe les coupures standard de filtrage \mathcal{S} (voir chapitre 3.12) ,
- une ionisation compatible avec celle d'un électron unique,
- que l'électron soit isolé (seul dans sa cellule TRD).

On obtient ainsi une distribution d'énergie totale dans chaque chambre l , à partir desquelles on peut calculer la calibration relative, puis, par comparaison au Monte Carlo, la normalisation globale.

Calibration à partir de la radioactivité de l'uranium.

L'uranium appauvri U^{238} du calorimètre est une source de radioactivité dont le tableau 4.1 donne les principales composantes. Des test menés au CERN en 1987 [135] prévoaient qu'environ 1% des anodes du TRD recevrait un signal supérieur à 3 keV pour une porte en temps de 1 μ s. Lorsqu'un photon d'énergie E_γ est absorbé par le

isotope	type	énergie	branchement	parcours (U)	parcours (Al)	parcours (air)
U^{238}	α	4.19 MeV	77 %	7 μ m	17 μ m	27 mm
U^{238}	α	4.14 MeV	23 %	7 μ m	17 μ m	27 mm
Th^{234}	e^-	0.03 MeV	23 %	1 μ m	8 μ m	18 mm
Th^{234}	X	0.02 MeV	23 %	12 μ m	1.2 mm	16 m
Th^{234}	β	0.19 MeV	72 %	5 μ m	33 μ m	70 mm
Th^{234}	β	0.10 MeV	28 %	2 μ m	16 μ m	35 mm
Pa^{234}	γ	0.09 MeV	14 %	150 μ m	22 mm	350 m
Pa^{234}	γ	0.06 MeV	14 %	58 μ m	15 mm	280 m
Pa^{234}	e^-	0.01 MeV	14 %	0.1 μ m	1 μ m	2 mm
Pa^{234}	X	0.02 MeV	14 %	12 μ m	1.2 μ m	16 m
Pa^{234}	β	2.29 MeV	100 %	80 μ m	560 μ m	1.2 m

Tableau 4.1 Radioactivité attendue issue de l'uranium appauvri du calorimètre (d'après [135]).

gaz d'une chambre dans une couche d'énergie E_j , on sait qu'un photoélectron d'énergie $E_e = E_\gamma - E_j$ est émis et que l'atome excité retourne à son état de base par fluorescence (émission de photons d'énergie $E_j - E_i$) et/ou par émission d'électron Auger d'énergie E_j . Dans le cas du xénon, on s'attend à voir en particulier des photons de fluorescence K_α et K_β , d'énergie 30.4 keV [136] (moyenne pondérée par les probabilités des différentes raies), et de parcours voisin de 100 mm. Pour mettre ces photons en évidence dans les chambres à dérive du TRD, on acquiert des événements avec un trigger aléatoire, pendant les périodes

d'arrêt du faisceau de protons. On étudie les distributions d'énergie des clusters, où, dans ce contexte, un cluster est un groupe de cellules adjacentes ayant reçu de l'énergie dans une même chambre. Les distributions (figure 4.12) font apparaître un pic très net vers le haut du spectre, attribué aux photons de fluorescence de 30.4 keV, et un pic vers le bas du spectre, d'interprétation plus délicate⁶. La position du pic de 30.4 keV dans chaque chambre l , et la relation 1 MIP=12.3 keV, donnent $c_0(l)$.

Comparaison des méthodes de calibration.

Les trois méthodes de calibration étudiées ont chacune leurs avantages et inconvénients :

Méthode	Avantages	Inconvénients
Biais minimum	Statistique élevée, même pour un seul run, d'où possibilité de suivi dans le temps. Normalisation globale aisée, si l'on utilise les positions des <i>pics</i> des distributions d'énergie totale.	Sensible à l'algorithme de suppression de zéro. Normalisation globale biaisée par l'inexactitude du Monte Carlo, qui simule mal les queues de distributions, si l'on utilise les <i>moyennes</i> des distributions d'énergie totale.
Electrons	Peu sensible à l'algorithme de suppression de zéro.	Statistique faible, d'où nécessité de mélanger des runs pris à des époques très différentes. Normalisation globale délicate (faible statistique et pic peu marqué).
Uranium	Statistique élevée, même pour un seul run, d'où possibilité de suivi dans le temps. Peu sensible à l'algorithme de suppression de zéro. Pas de reconstruction, d'où aucun effet dû aux inefficacités de reconnaissance de traces.	Normalisation globale indirecte, via la relation 1 MIP=12.3 keV (Voir chapitre 4.2.2).

Aucune méthode ne donnant simultanément et de façon satisfaisante la calibration relative et la normalisation globale, on choisit de

- déterminer la calibration relative à partir des événements dûs à la radioactivité de l'uranium. Pour cela, on ramène les données uranium aux conditions nominales de DØ en appliquant la correction

$$c_1(l, s_{h_l})c_2(l, w_{h_l})c_3(l, s_{h_l})c_4,$$

puis l'on cherche des facteurs de calibration $c'_0(l)$ tels que les pics d'énergie de photons de fluorescence dans les trois chambres soient alignés. La qualité de cette calibration relative peut être contrôlée en l'appliquant aux événements à biais minimum

⁶Il peut s'agir d'un pic d'échappement dans le cuivre des cathodes du TRD.

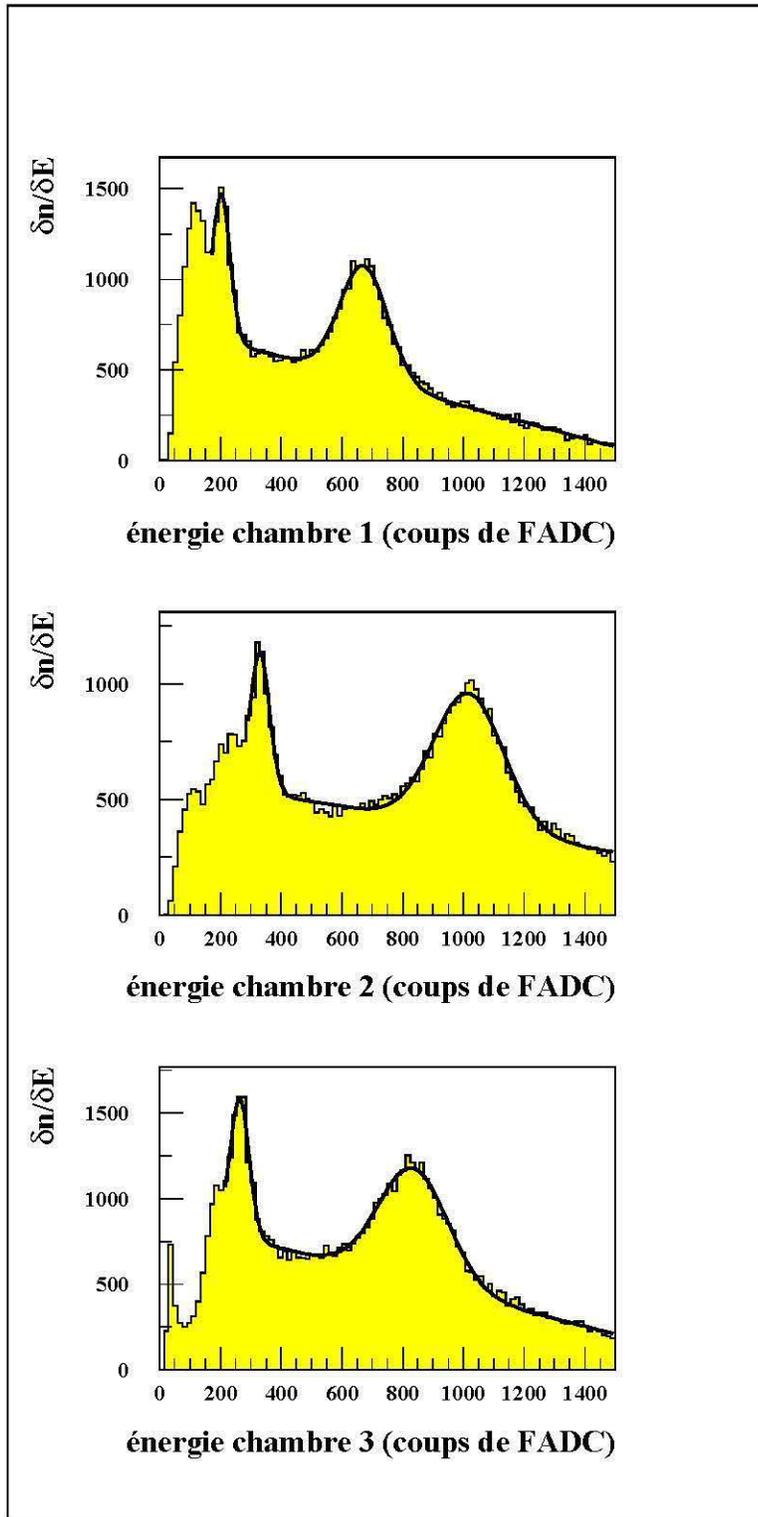


Figure 4.12 Distribution, dans les trois chambres du TRD, d'énergie des clusters dûs à la radioactivité de l'uranium du calorimètre.

et aux électrons de la réaction $W \rightarrow e\nu$: la figure 4.13 illustre le très bon résultat dans les deux cas.

- fixer la normalisation globale à partir des événements à biais minimum. Pour cela, on ramène les données à biais minimum aux conditions nominales de DØ et l'on utilise la calibration relative précédente en appliquant la correction

$$\frac{1}{c'_0(l)} |\sin \theta| c_1(l, s_{h_l}) c_2(l, w_{h_l}) c_3(l, s_{h_l}) c_4.$$

Enfin, en alignant les pics d'énergie totale des données avec ceux du Monte Carlo, on détermine le facteur global α tel que $c_0(l) = \alpha c'_0(l)$, où les $c_0(l)$ sont les facteurs de calibration définitifs

$$\begin{aligned} c_0(1) &= 320 \text{ coups de FADC/MIP,} \\ c_0(2) &= 493 \text{ coups de FADC/MIP,} \\ c_0(3) &= 402 \text{ coups de FADC/MIP.} \end{aligned}$$

Les différences entre les valeurs trouvées pour $c_0(1)$, $c_0(2)$, $c_0(3)$ sont bien expliquées par les calculs de champ électrique dans les chambres, en tenant compte de la géométrie et des hautes tensions appliquées. La normalisation globale peut être vérifiée en comparant les positions des pics d'énergie totale de la réaction $W \rightarrow e\nu$ pour les données et pour le Monte Carlo (figures 4.13 et 4.14). Cette comparaison ne peut toutefois être que qualitative en raison des imperfections de la simulation pour les événements $W \rightarrow e\nu$ et à biais minimum⁷. Une seconde vérification possible de la normalisation globale consiste à comparer la valeur du MIP TRD mesurée à DØ et celle mesurée pendant les essais au CERN⁸. A DØ, les pics de photons de fluorescence de 30.4 keV dans les trois chambres se situent, après calibration, à 2.4 MIP, soit $1 \text{ MIP} = \frac{30.4}{2.4} = 12.7 \text{ keV}$. Au CERN on avait $1 \text{ MIP} = 12.3 \text{ keV}$, soit un accord à 3%.

La méthode de calibration à partir de la radioactivité de l'uranium peut être étendue pour fournir les facteurs correctifs non plus chambre par chambre, mais secteur par secteur, voire cellule par cellule. Elle peut ainsi remédier aux défauts des procédures de détermination des corrections c_1 et c_2 (impulsions de référence mal calibrées, capacités d'injection mal connues) et c_3 (mauvaise mesure des hautes tensions).

4.3 Performances.

⁷Voir chapitre 4.3.3.4.

⁸Voir chapitre 4.3.2.

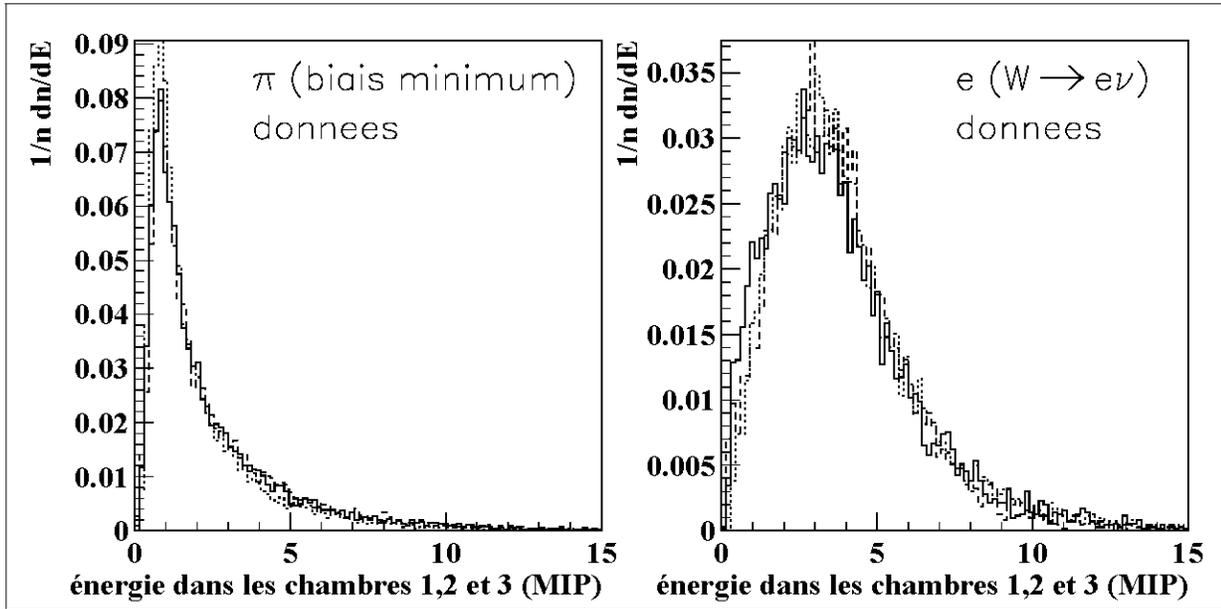


Figure 4.13 Distribution d'énergie totale dans les trois chambres du TRD, pour des événements réels à biais minimum et pour des électrons réels de la réaction $W \rightarrow e\nu$, après utilisation la calibration relative calculée avec les pics des photons de fluorescence de 30.4 keV.

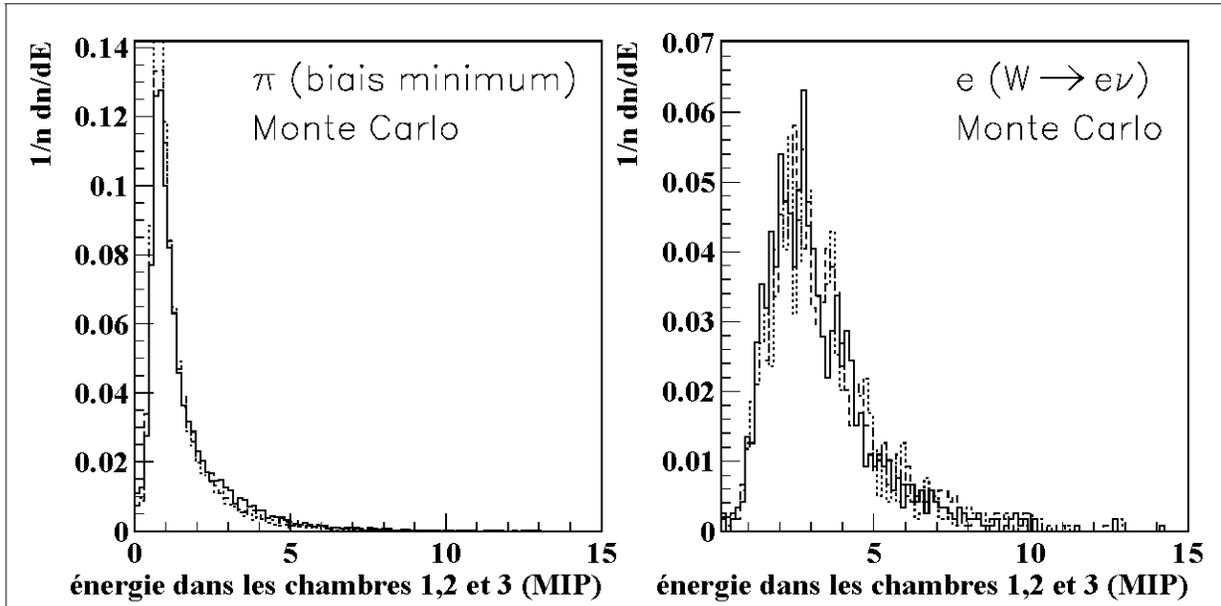


Figure 4.14 Distribution d'énergie totale dans les trois chambres du TRD, pour des événements simulés à biais minimum et pour des électrons simulés de la réaction $W \rightarrow e\nu$.

4.3.1 Méthodes d'analyse de l'information TRD.

4.3.1.1 Définitions.

L'analyse du signal fourni par le détecteur à radiation de transition doit permettre d'identifier les électrons et de rejeter les hadrons. Si l'on admet que le signal ne peut provenir que de l'une des deux situations

situation θ_e : la particule est un électron,

situation θ_π : la particule est un pion⁹,

alors il s'agit de construire un test d'hypothèses, permettant de choisir

l'hypothèse H_e : $\theta = \theta_e$ ou l'hypothèse H_π : $\theta = \theta_\pi$.

Deux types d'erreur sont possibles

- on choisit H_π alors que $\theta = \theta_e$ (électron pris pour un pion),
- on choisit H_e alors que $\theta = \theta_\pi$ (pion pris pour un électron),

et l'on définit pour les mesurer

- l'*inefficacité* α comme la probabilité de choisir H_π alors que $\theta = \theta_e$,
- la *contamination* β comme la probabilité de choisir H_e alors que $\theta = \theta_\pi$,
- le *rejet* R comme l'inverse $\frac{1}{\beta}$ de la contamination.

L'usage a consacré des variables légèrement différentes qui sont

- l'*efficacité électron* ϵ_e définie comme la probabilité de choisir H_e alors que $\theta = \theta_e$,
- l'*efficacité pion* ϵ_π définie comme la probabilité de choisir H_e alors que $\theta = \theta_\pi$ ¹⁰,
- la *réjection* $R_{e/\pi}$ définie par $R_{e/\pi} = \frac{\epsilon_e}{\epsilon_\pi}$,

qui se relie aux précédentes par

$$\beta = \epsilon_\pi \tag{4.17}$$

$$1 = \alpha + \epsilon_e \tag{4.18}$$

$$R_{e/\pi} = \epsilon_e R \tag{4.19}$$

Pour résumer les performances d'une méthode, on trace habituellement la courbe $R(\alpha)$ qui donne le rejet attendu en fonction de l'inefficacité tolérée, ou la courbe $R_{e/\pi}(\epsilon_e)$ qui donne la réjection en fonction de l'efficacité électron.

⁹Dans ce contexte, on dira pion pour toute particule hadronique chargée, sachant que le π^\pm est le plus léger des hadrons.

¹⁰Et non la probabilité de choisir H_π alors que $\theta = \theta_\pi$ comme son nom le laisse penser.

4.3.1.2 Les méthodes sans fonction de vraisemblance.

Méthode de la somme des énergies totales.

Une première méthode consiste à calculer l'énergie totale de chaque chambre¹¹ et d'en faire la somme

$$E_{\Sigma} \equiv \epsilon_1^{mip} + \epsilon_2^{mip} + \epsilon_3^{mip} \quad (4.20)$$

Si $E_{\Sigma} > E_{\Sigma_{min}}$ on choisira H_e , et H_{π} sinon.

Méthode du nombre de clusters.

On peut également compter dans le signal de chaque chambre l le nombre n_l de clusters d'énergie supérieure à un seuil, et en faire la somme

$$N_{\Sigma} \equiv n_1 + n_2 + n_3 \quad (4.21)$$

Si $N_{\Sigma} > N_{\Sigma_{min}}$ on choisira H_e , et H_{π} sinon.

Méthode de l'énergie tronquée.

Une méthode meilleure que les deux précédentes, en ce sens qu'elle diminue l'effet de moyenne de la somme sur les trois chambres, consiste à calculer l'énergie tronquée, c'est à dire la somme des deux plus petites énergies totales

$$E_{tr} \equiv \epsilon_1^{mip} + \epsilon_2^{mip} + \epsilon_3^{mip} - \max(\epsilon_1^{mip}, \epsilon_2^{mip}, \epsilon_3^{mip}). \quad (4.22)$$

Si $E_{tr} > E_{tr_{min}}$ on choisira H_e , et H_{π} sinon.

4.3.1.3 Les méthodes avec fonction de vraisemblance.

Le test de Neyman-Pearson, dont on trouvera une description à l'annexe G, garantit, pour une inefficacité α que l'on est prêt à tolérer, une contamination β minimale. Pour un jeu de quantités mesurées \vec{x} , on choisira H_e si $\frac{\mathcal{L}(\vec{x}, \theta_e)}{\mathcal{L}(\vec{x}, \theta_{\pi})} > c$ et H_{π} sinon.

Fonction de vraisemblance avec l'énergie totale.

Le choix le plus simple est de prendre comme jeu de variables les énergies totales des trois chambres

$$\vec{x} = (\epsilon_1^{mip}, \epsilon_2^{mip}, \epsilon_3^{mip}). \quad (4.23)$$

Fonction de vraisemblance avec le nombre de clusters.

On peut également partir du nombre de clusters n_l dans chaque chambre l et construire \vec{x} comme

$$\vec{x} = (n_1, n_2, n_3).$$

¹¹Voir chapitre 4.2.2 pour sa définition.

Fonction de vraisemblance avec la somme des énergies totales et l'information complète sur les clusters.

Si l'on souhaite utiliser l'information complète des clusters, on prend \vec{x} comme suit

$$\vec{x} = (e_1^1, x_1^1, \dots, e_1^{k_1}, x_1^{k_1}, e_2^1, x_2^1, \dots, e_2^{k_2}, x_2^{k_2}, e_3^1, x_3^1, \dots, e_3^{k_3}, x_3^{k_3}), \quad (4.24)$$

où

- e_i^j est l'énergie du $j^{\text{ème}}$ cluster dans la chambre i ,
- x_i^j est le temps d'arrivée du $j^{\text{ème}}$ cluster dans la chambre i ,
- k_i est le nombre de clusters dans la chambre i .

Cependant, il peut arriver que l'on ait l'information énergie totale e_i^{mip} pour la chambre i sans avoir le détail de tous les clusters. D'autre part, \vec{x} est un vecteur de dimension variable avec le nombre de clusters, ce qui fait que la méthode de Neyman-Pearson est inopérante. On peut éviter ces défauts en introduisant la somme sur les trois chambres des énergies totales et en appliquant le test de Neyman-Pearson à la nouvelle variable \vec{y} , de taille fixe

$$\vec{y} = \left(\prod_{i=1}^3 \prod_{j=1}^{k_i} \frac{p(e_i^j, x_i^j, \theta_e)}{p(e_i^j, x_i^j, \theta_\pi)}, \sum_{i=1}^3 e_i^{mip} \right) \quad (4.25)$$

à condition que les densités de probabilité $p(e_i^j, x_i^j, \theta_\pi)$ et $p(e_i^j, x_i^j, \theta_e)$ ne dépendent pas du nombre de clusters. Cette méthode, utilisée pour le prototype [130], nécessite d'une part une parfaite connaissance de la position de la trace dans les cellules du TRD afin de déterminer précisément les temps d'arrivée des clusters et, d'autre part, des lots importants de pions et d'électrons pour pouvoir calculer les différentes distributions de probabilité. Pour ces raisons, elle ne peut pas être appliquée à DØ.

4.3.2 Les performances attendues.

Lors d'essais au CERN, les performances d'un prototype [130, 97], puis du détecteur à radiation de transition complet [98], ont été mesurées avec des faisceaux de pions et d'électrons isolés de 5 GeV. La figure 4.15 montrent les réjections obtenues pour les différentes méthodes décrites ci-dessus. Avec la méthode de l'énergie tronquée, on obtenait une réjection des pions de 27 pour une efficacité électron de 90%¹². Cette méthode, à la fois performante et facile à mettre en œuvre, servira dans la suite de l'exposé de point de comparaison. Un programme de simulation Monte Carlo ([99]) reproduit correctement les données et les performances mesurées au CERN ainsi que l'illustrent les figures 4.16 et 4.17. Cette simulation du détecteur à radiation de transition a été intégrée au programme général de simulation du détecteur DØ.

¹²C'est à dire un rejet R de 30 et une inefficacité α de 10% pour reprendre les valeurs portées sur la figure.

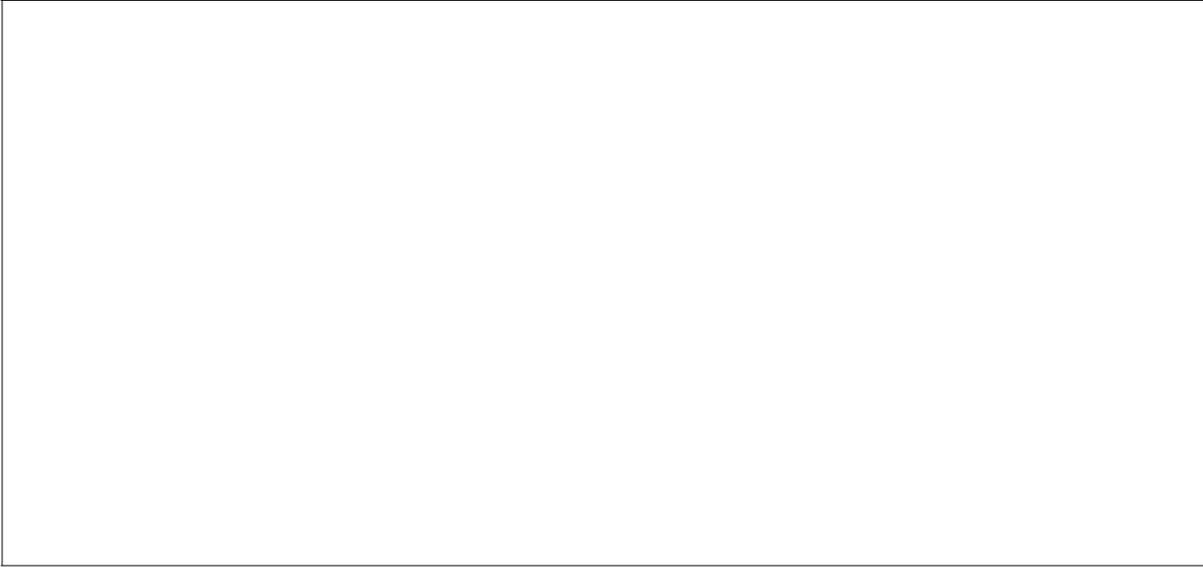


Figure 4.15 *A gauche* : performances mesurées sur le prototype pour différentes méthodes [130]. *A droite* : performances mesurées sur le détecteur complet pour la méthode de l'énergie tronquée et comparées aux précédentes (pions et électrons isolés de 5 GeV dans les deux cas).

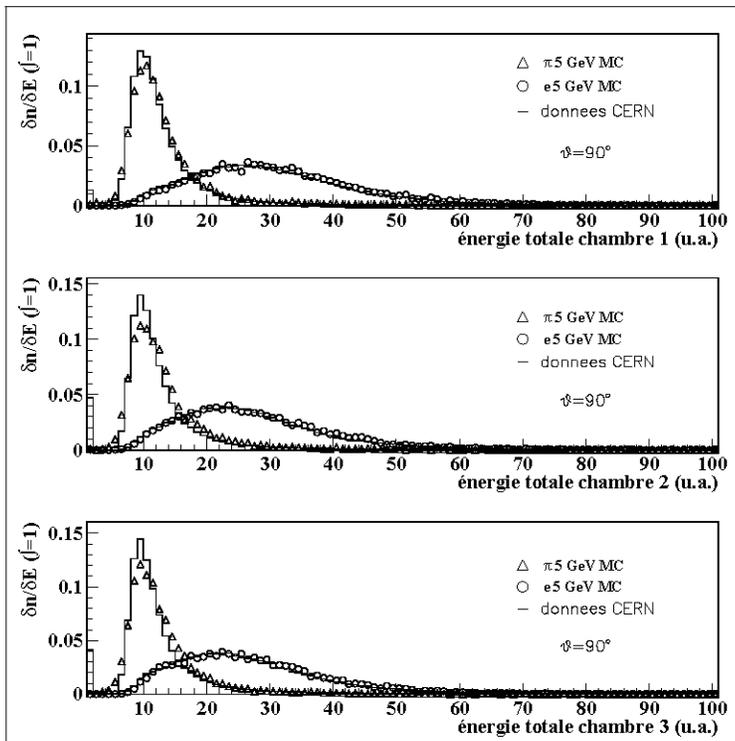


Figure 4.16 Comparaison entre des données prises au CERN en 1988 avec le TRD complet et la simulation Monte Carlo du TRD seul. Il s'agit de pions et d'électrons isolés de 5 GeV dans les deux cas.

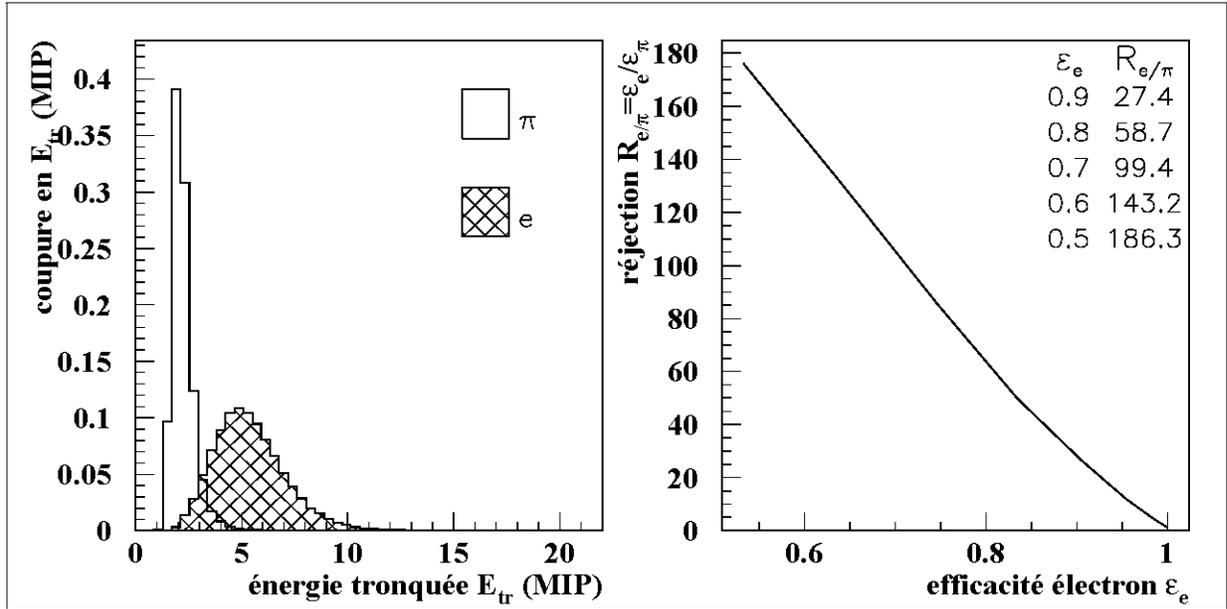


Figure 4.17 Performances du TRD. Données simulées (TRD seul) : pions et électrons isolés de 5 GeV. Méthode de l'énergie tronquée.

4.3.3 Les performances mesurées.

4.3.3.1 Mise en évidence de la radiation de transition.

Avant de rentrer dans le détail de l'étude des performances, il est bon de s'assurer que l'on observe bien la radiation de transition dans les données de $D\bar{O}$. La figure 4.18 en apporte la preuve, puisque les électrons se distinguent nettement des pions par la remontée caractéristique de la charge collectée pour les grands temps de dérive.

4.3.3.2 Comment mesurer les performances du TRD à $D\bar{O}$?

Le premier problème posé par la mesure des performances du TRD à $D\bar{O}$ est de trouver des réactions produisant des lots propres et abondants de pions et d'électrons isolés. Les pions proviendront, comme pour la calibration, d'événements à biais minimum auxquels on appliquera les coupures suivantes :

- la trace passe géométriquement dans les trois chambres du TRD,
- le vertex est à moins de 40 cm en z de la position moyenne du vertex,

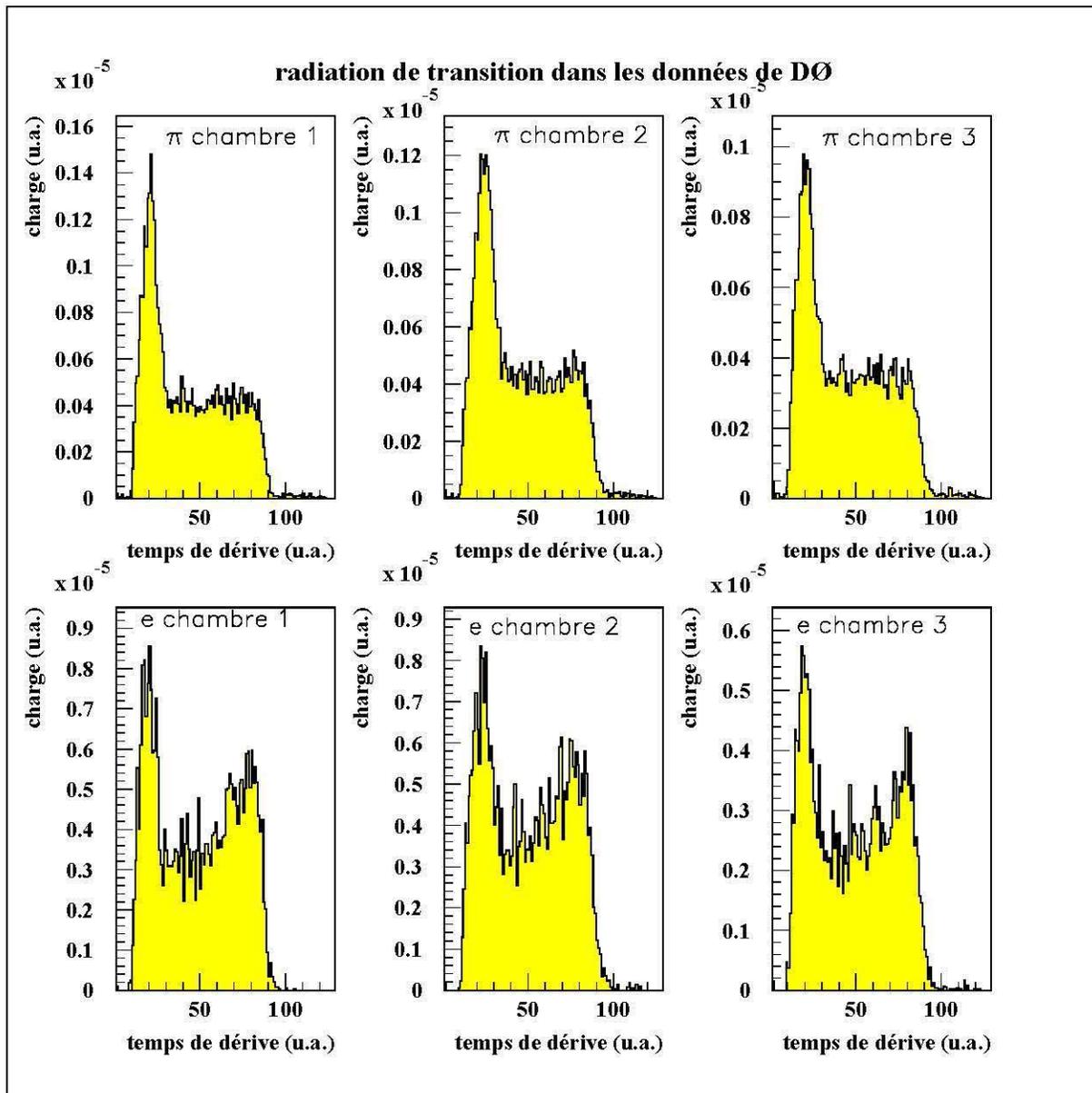


Figure 4.18 Charge collectée en fonction du temps de dérive pour des pions (*en haut*) et des électrons (*en bas*) mesurés à DØ .

- le paramètre d'impact de la trace dans le plan x, y est inférieur à 0.5 cm,
- l'ionisation est compatible avec une particule au minimum d'ionisation,

Les électrons seront ceux de la réaction $W \rightarrow e\nu_e$, sélectionnés en demandant

- au moins 20 GeV d'énergie transverse manquante,
- au moins 20 GeV d'énergie transverse pour l'électron,
- que l'électron passe les coupures standard de filtrage \mathcal{S} (voir 3.12),
- une ionisation compatible avec celle d'un électron unique.

La taille du lot de pions n'est en fait limitée que par le temps de calcul, puisque chaque événement à biais minimum donne une cinquantaine de traces chargées reconstruites, dont une vingtaine traversant le TRD. Parmi les 17000 événements du lot d'électrons, 10000 peuvent être utilisés pour étudier les performances du TRD. Les bruits de fond des deux lots seront négligés. En effet, d'une part, la section efficace de production d'événements à biais minimum acceptés par le trigger domine au moins d'un facteur 1000 celle de production d'électrons dans la partie centrale du détecteur¹³. D'autre part, on estime [137] le bruit de fond de l'échantillon $W \rightarrow e\nu_e$ à $3.6 \pm 1.2\%$, dont une part, sans inconvénient pour le TRD, est constituée d'électrons ($Z \rightarrow e^+e^-$ où l'un des électrons n'est pas reconstruit, $W \rightarrow \tau\nu_\tau \rightarrow e\nu_e\nu_\tau$).

4.3.3.3 Résultats bruts.

Si l'on ne prend aucune précaution, les résultats des différentes méthodes sont tous nettement inférieurs aux performances attendues (figures 4.20 à 4.23). Par exemple, la réjection à 90% d'efficacité électron, avec la méthode de l'énergie tronquée, ne vaut que 5.2 au lieu des 27 attendus, ainsi que le montre la figure 4.20.

4.3.3.4 Interprétation.

La dégradation de la réjection s'explique par l'apport d'énergie excédentaire qui tend à augmenter les queues des distributions d'énergie totale, aussi bien pour les pions que pour les électrons. La réjection $R_{e/\pi}$ est particulièrement sensible à une telle augmentation pour les pions. En effet, en prenant comme exemple la méthode de l'énergie tronquée, on a

$$R_{e/\pi} = \frac{\epsilon_e}{\epsilon_\pi} = \frac{\left(\frac{\text{nombre d'électrons au dessus de la coupure en énergie tronquée}}{\text{nombre total d'électrons}} \right)}{\left(\frac{\text{nombre de pions au dessus de la coupure en énergie tronquée}}{\text{nombre total de pions}} \right)} \quad (4.26)$$

¹³Voir annexe E.

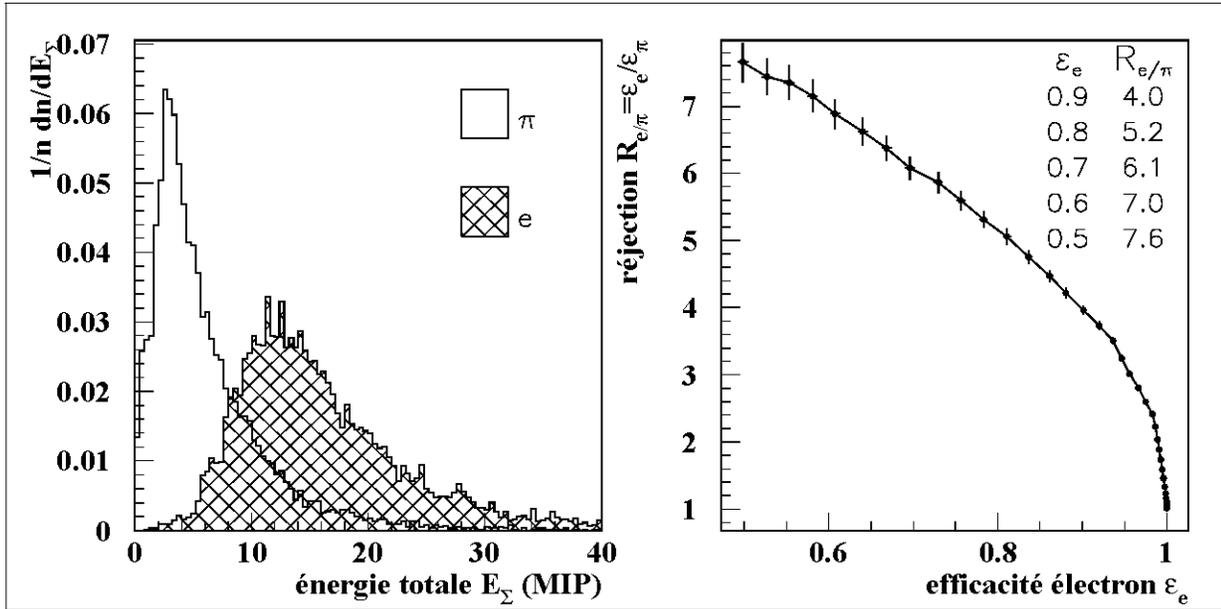


Figure 4.19 Performances du TRD. Données DØ : $W \rightarrow e\nu$ et biais minimum. Méthode de la somme des énergies totales, sans traitement particulier.

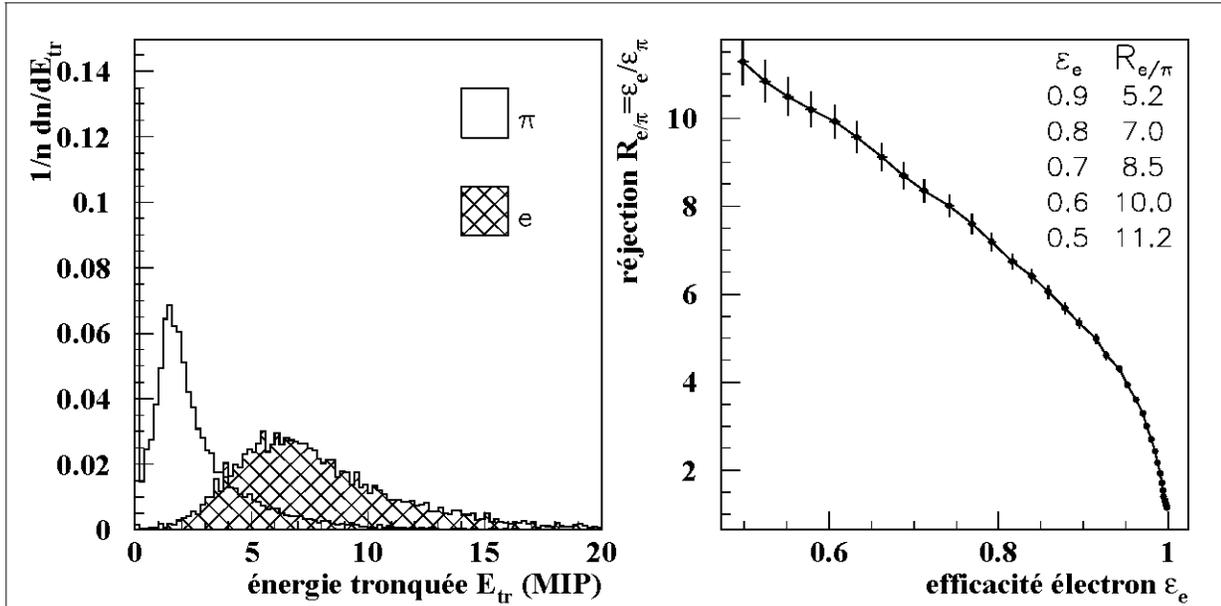


Figure 4.20 Performances du TRD. Données DØ : $W \rightarrow e\nu$ et biais minimum. Méthode de l'énergie tronquée, sans traitement particulier.

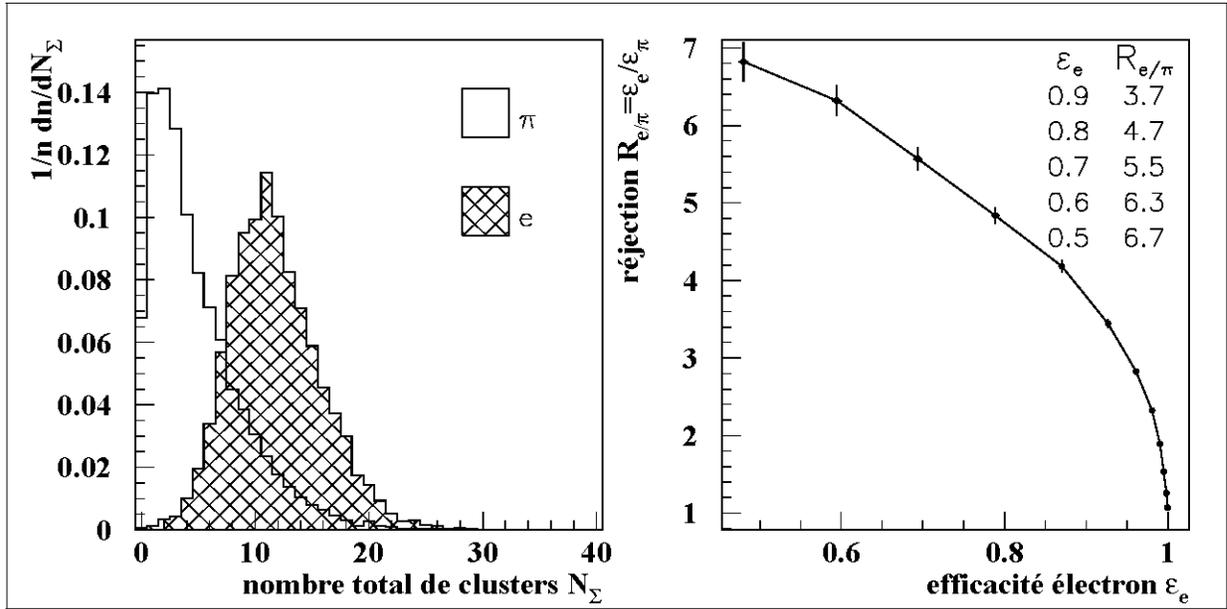


Figure 4.21 Performances du TRD. Données DØ : $W \rightarrow e\nu$ et biais minimum. Méthode du nombre de clusters (supérieurs à 0.3 MIP), sans traitement particulier.

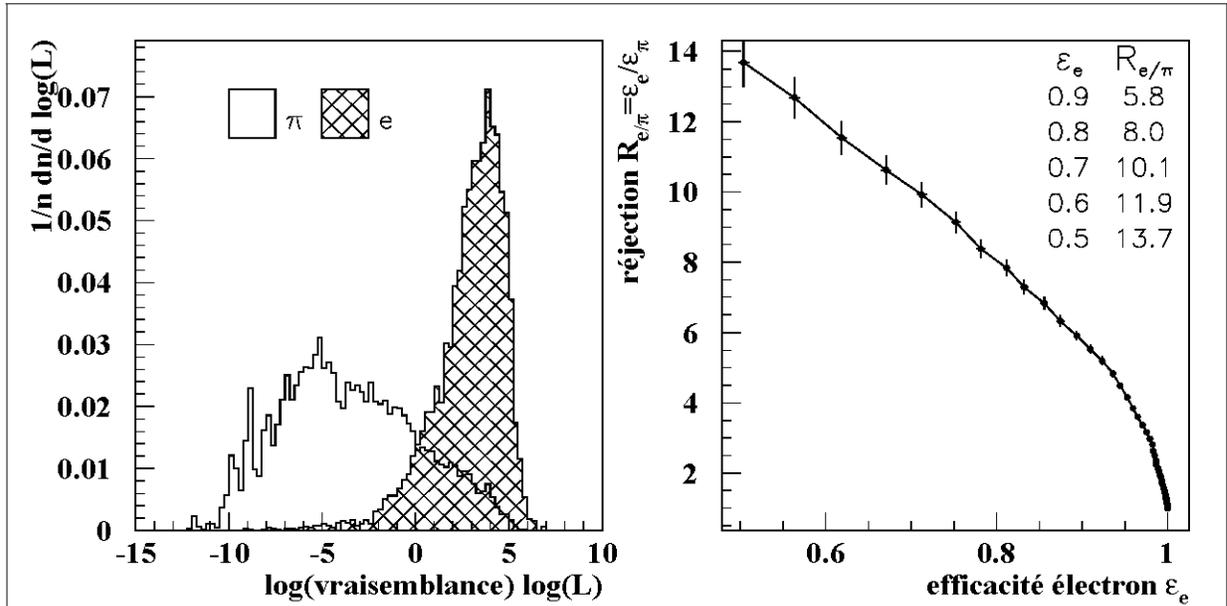


Figure 4.22 Performances du TRD. Données DØ : $W \rightarrow e\nu$ et biais minimum. Méthode de la fonction de vraisemblance des énergies totales, sans traitement particulier.

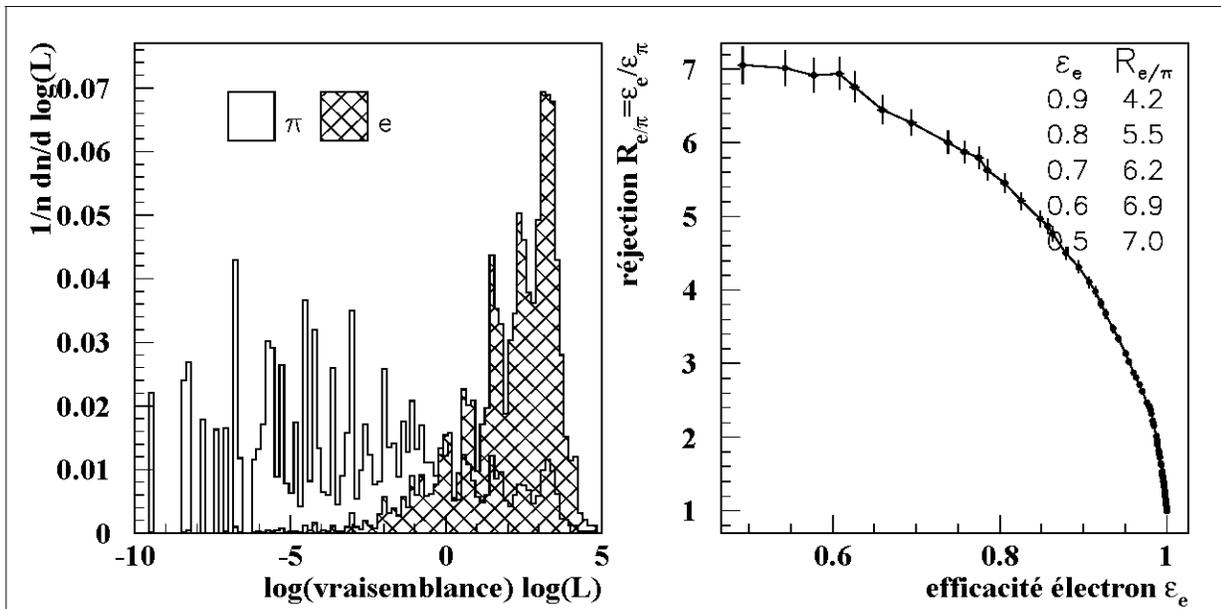


Figure 4.23 Performances du TRD. Données $D\emptyset : W \rightarrow e\nu$ et biais minimum. Méthode de la fonction de vraisemblance des nombres de clusters, sans traitement particulier.

qui dépend fortement du nombre de pions au dessus de la coupure (le plus petit des quatre nombres en présence), c'est à dire de l'importance des queues de distribution d'énergie totale. La présence d'énergie excédentaire dans les données de $D\emptyset$, et sa nature peuvent être mises en évidence de plusieurs manières.

Traces chargées supplémentaires.

Toute trace chargée supplémentaire, reconstruite ou non, dans une cellule du TRD (figure 4.24) apporte un excédent d'énergie qui peut faire prendre plusieurs pions pour un électron. La figure 4.25 montre que les cellules par lesquelles sont passées des traces supplémentaires reconstruites ont d'avantage d'énergie. Si l'on recalcule les performances du TRD en demandant une unique trace reconstruite, alors la réjection s'améliore sensiblement par rapport au résultat brut (7.2 à 90% d'efficacité électron pour la méthode de l'énergie tronquée) (figure 4.26). Il faut ici insister sur le fait que les performances du TRD à $D\emptyset$ dépendent largement de celles des détecteurs de traces et de la reconstruction, puisque toute inefficacité de reconnaissance de traces se paye par une perte de réjection. L'effet est d'autant plus marqué que les cellules du TRD sont très étroites en ϕ ($\frac{2\pi}{256}$), mais très longues en z ($\simeq 1.6$ m), de sorte que les efficacités médiocres de reconnaissance de traces quelconques¹⁴ dans dans la zone de transition entre le CDC et le FDC, dans le FDC et, dans une moindre mesure, dans le CDC, pénalisent le TRD. De plus, le critère

¹⁴Les valeurs calculées au chapitre 3.2.4 concernaient des électrons isolés ayant passé toutes les coupures de filtrage. Il doit en être tout autrement pour des traces quelconques, pour lesquelles on ne peut pas mesurer l'efficacité *réelle* de reconnaissance de traces.

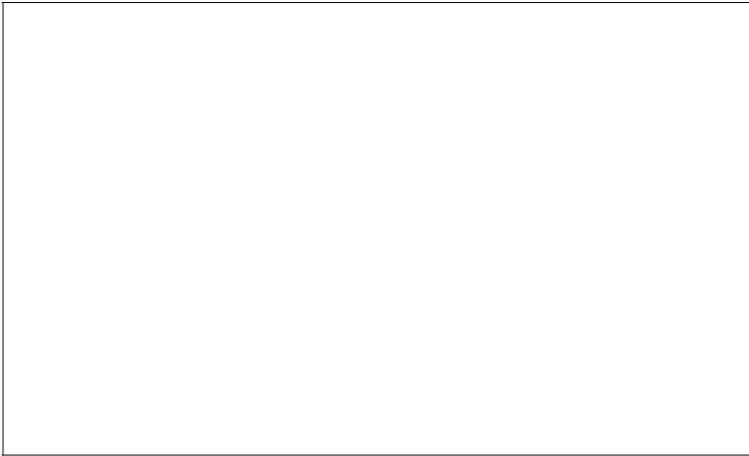


Figure 4.24 Traces supplémentaires dans une cellule du TRD, s'ajoutant à la trace étudiée.

d'unicité de trace reconstruite que l'on peut employer pour améliorer la réjection, est lui-même biaisé par les inefficacités de reconnaissance de traces.

Cellules multiples.

On a vu¹⁵ que l'énergie déposée dans une chambre pouvait se répartir dans plusieurs cellules voisines. Dans les données de DØ, on trouve une proportion d'événements à cellules multiples environ cinq fois plus importante que celle mesurée au CERN. La figure 4.27 montre que les traces à cellules multiples ont d'avantage d'énergie, indiquant que le phénomène n'est pas uniquement dû à un partage de l'énergie entre cellules (qui donnerait, en moyenne, 50% dans chacune), mais aussi à une activité hadronique importante ou à des sources de bruit. Si l'on recalcule les performances du TRD en demandant une seule cellule touchée par chambre, alors la réjection s'améliore sensiblement par rapport au résultat brut (7.8 à 90% d'efficacité électron pour la méthode de l'énergie tronquée) (figure 4.28).

La proportion importante de cellules multiples incitera plus loin¹⁶ à utiliser comme variable de base, non plus l'énergie totale par chambre prenant en compte *toutes* les cellules, mais l'énergie totale par chambre prenant en compte une *unique* cellule, qui sera soit celle ayant reçu l'énergie maximale, soit encore celle touchée géométriquement par la trace (ces deux variantes donnent des performances très voisines, avec un léger avantage pour la seconde).

Activité hadronique.

Plus l'activité hadronique dans le détecteur central est grande, moins le TRD est performant, car de l'énergie excédentaire vient se superposer au signal. La figure 4.29 montre que l'énergie moyenne par chambre augmente avec le nombre total de segments du CDC donnant un signal¹⁷. L'effet n'est qu'atténué lorsque l'on demande une seule trace

¹⁵Voir 4.2.2.

¹⁶Voir chapitre 5.2.

¹⁷Le choix de cette mesure, un peu déroutante, de l'activité hadronique dans le détecteur central est

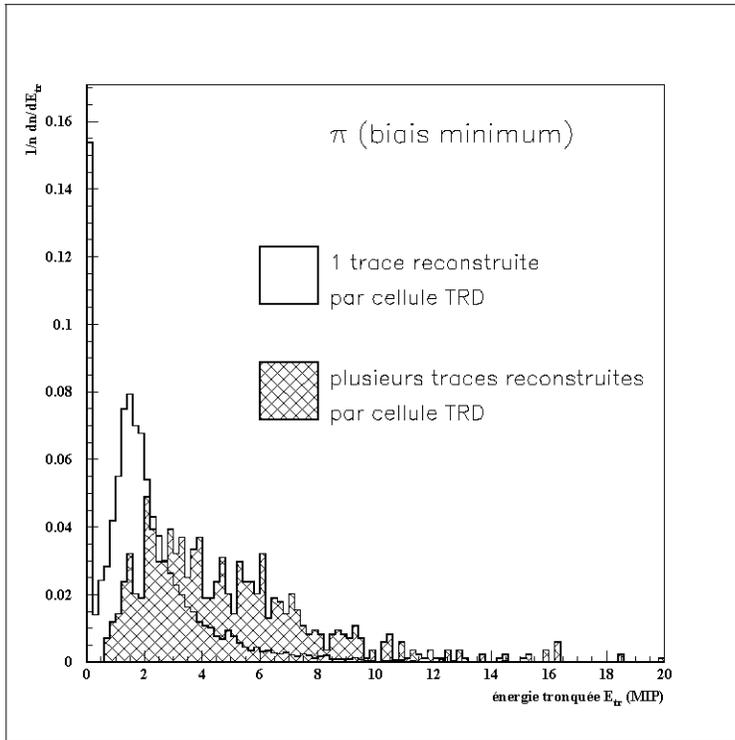


Figure 4.25 Distribution d'énergie tronquée et multiplicité de traces chargées. *En blanc* : une trace reconstruite par cellule TRD. *En hachuré* : plusieurs traces reconstruites par cellule TRD. Données DØ à biais minimum.

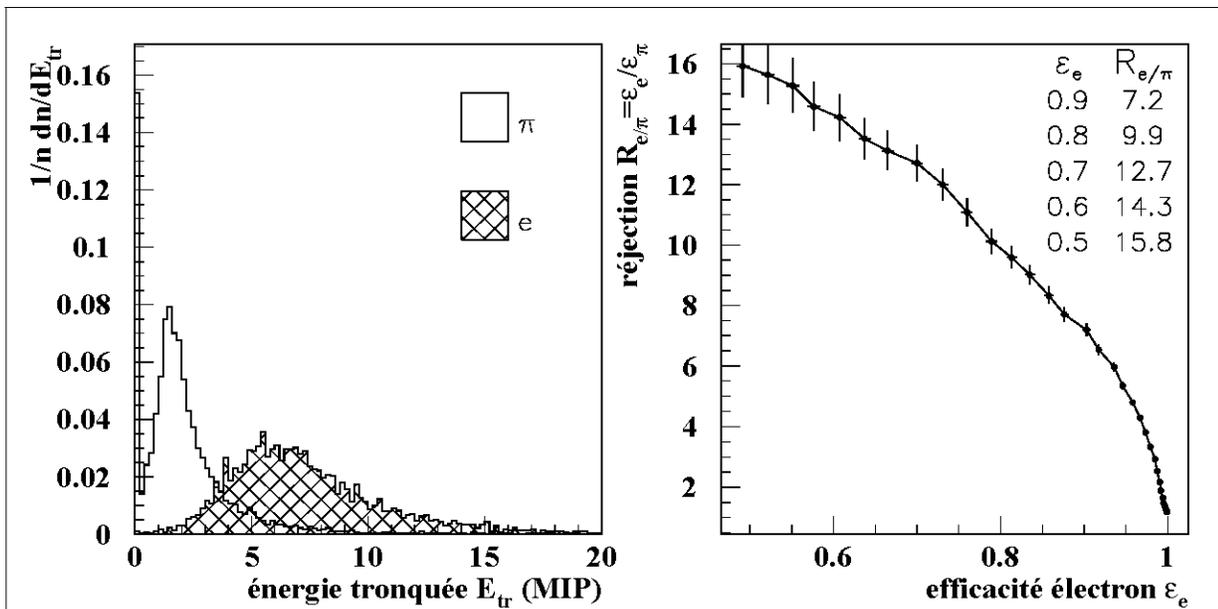


Figure 4.26 Performances du TRD. Données DØ : $W \rightarrow e\nu$ et biais minimum. Méthode de l'énergie tronquée, une trace reconstruite par cellule TRD.

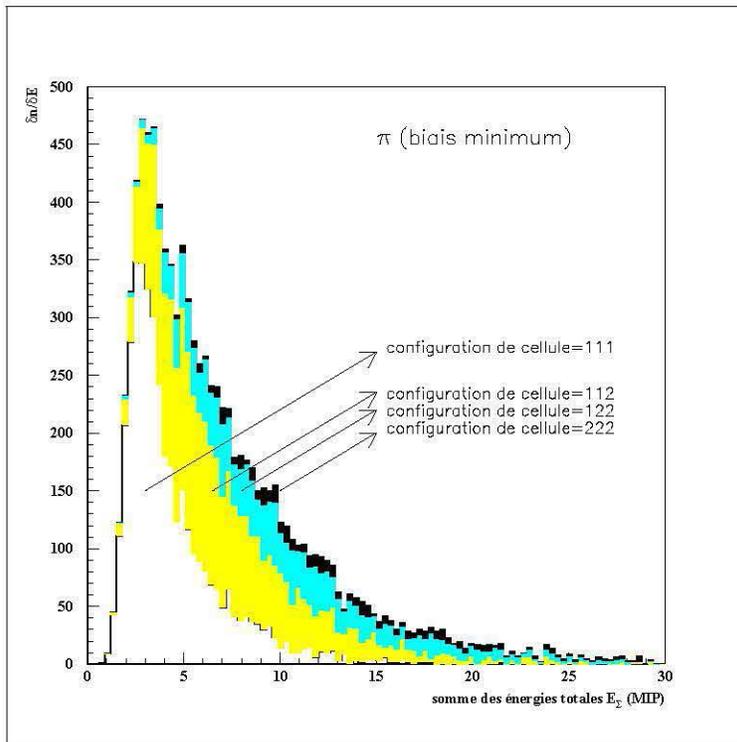


Figure 4.27 Distribution de somme des énergies totales. *En blanc* : configuration de cellule 111, c'est à dire une seule cellule touchée par chambre, *en sombre* : configurations de cellule 111,112,122,222 où $i_1 i_2 i_3$ signifie i_1 cellule(s) dans la chambre 1, i_2 cellule(s) dans la chambre 2, i_3 cellule(s) dans la chambre 3 (ou permutations circulaires).

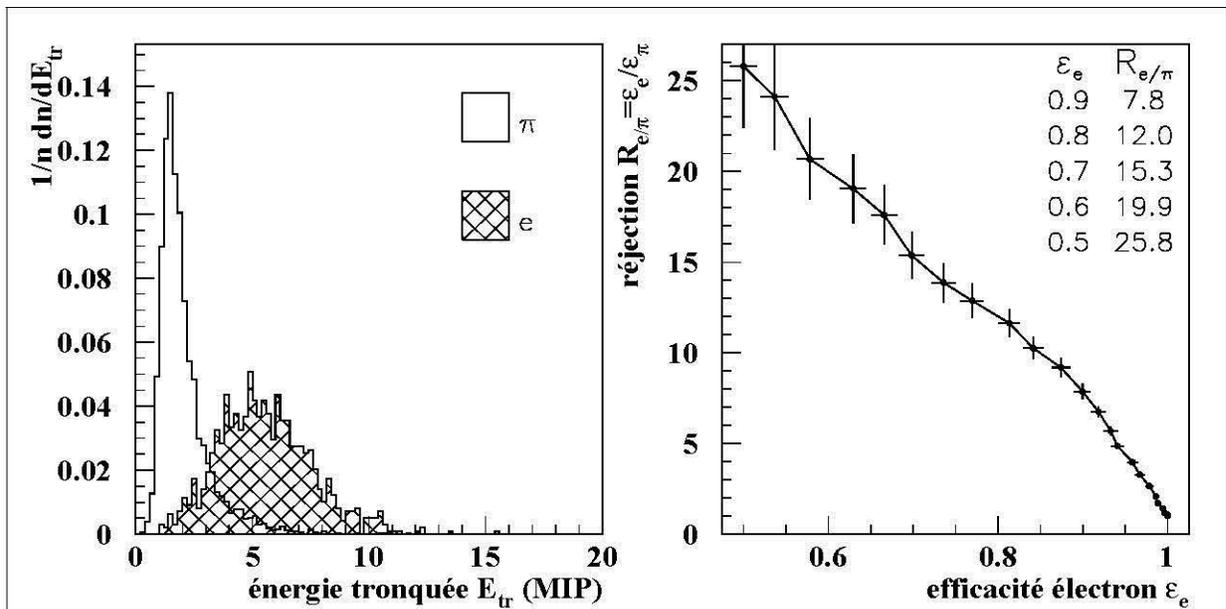


Figure 4.28 Performances du TRD. Données DØ : $W \rightarrow e\nu$ et biais minimum. Méthode de l'énergie tronquée, une cellule touchée par chambre.

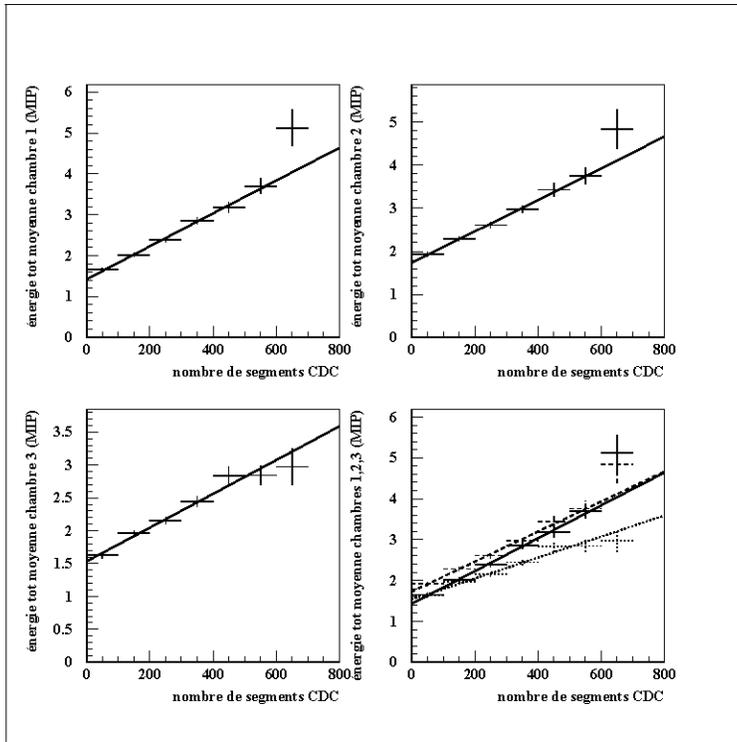


Figure 4.29 Augmentation de l'énergie totale moyenne par chambre avec l'activité hadronique dans le détecteur central (mesurée par le nombre de segments CDC ayant donné un signal). Il s'agit d'événements à biais minimum.

reconstruite et/ou un seule cellule touchée par chambre. Si l'on recalcule les performances du TRD en demandant un nombre modéré de segments CDC, alors la réjection s'améliore sensiblement par rapport au résultat brut (10.8 à 90% d'efficacité électron pour la méthode de l'énergie tronquée) (figure 4.30).

Dépendance angulaire du rapport signal sur bruit.

Les essais du CERN montraient une légère variation de la réjection en fonction de l'angle d'incidence des particules qui traversent le TRD [130, 97]. La variation est faible (quelques %) sauf pour l'incidence strictement normale (environ 20%) pour laquelle un effet de charge d'espace autour du fil d'anode a un effet néfaste. A $D\bar{O}$, on observe sur les données une dépendance de la réjection en fonction de l'angle beaucoup plus franche (méthode de l'énergie tronquée sans traitement particulier) :

zone	$0 \leq \eta < 0.4$	$0.4 \leq \eta < 0.8$	$0.8 \leq \eta < 1.2$
réjection $R_{e/\pi}$	4.0	5.4	7.3

L'absence de variation significative en fonction de η de l'efficacité ϵ_{TRD} de chaque chambre

$$\epsilon_{TRD} = \frac{\text{nombre de cas où une trace reconstruite est accompagnée d'énergie} > 0 \text{ dans la chambre}}{\text{nombre total de traces reconstruites dans la chambre.}} \quad (4.27)$$

essentiellement historique : c'était la seule variable globale disponible avec le programme de reconstruction version 10.12 qui a servi à cette analyse.

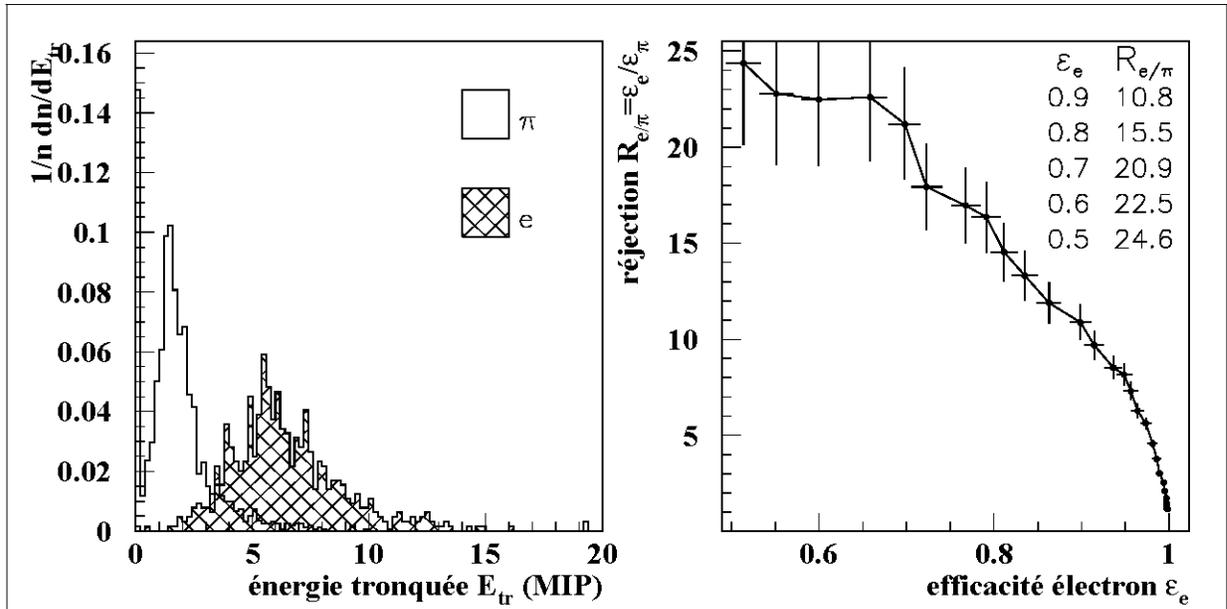


Figure 4.30 Performances du TRD. Données $D\bar{O} : W \rightarrow e\nu$ et biais minimum. Méthode de l'énergie tronquée, moins de 100 segments CDC.

exclut un effet dû une augmentation de l'efficacité aux pions quand $|\eta|$ augmente¹⁸. Par contre, il est plausible que les nombreuses sources de bruit présentes à $D\bar{O}$,

- de nature électronique : canaux bruyants, tendances à l'oscillation de la chaîne d'amplification, fluctuation des piédestaux, diaphonie, etc.,
- de nature physique : activité de l'uranium du calorimètre, rayons cosmiques, halo du faisceau, traces non radiales résultant des interactions des particules produites avec les structures du détecteur, traces supplémentaires reconstruites ou non, etc.,

contribuent à ajouter au signal de la particule étudiée, d'angle polaire θ connu, une composante bruyante indépendante de θ . Le signal de la particule étudiée variant comme $\frac{1}{|\sin \theta|} = \text{ch}|\eta|$, il est donc logiquement corrigé¹⁹ par le facteur $|\sin \theta|$. La composante bruyante, indissociable du signal, subit la même correction, de sorte que le rapport signal sur bruit, et donc la réjection, s'améliorent quand $|\eta|$ augmente.

Comparaison entre données simulées et données réelles.

¹⁸Quand $|\eta|$ augmente, la particule traverse une épaisseur de gaz dans les chambres du TRD de plus en plus importante ($\propto \frac{1}{|\sin \theta|} = \text{ch}|\eta|$) et passe donc de plus en plus facilement l'algorithme de suppression de zéro. L'absence de variation de ϵ_{TRD} en fonction de η indique que l'algorithme de suppression de zéro est correctement ajusté.

¹⁹Voir chapitre 4.2.2.

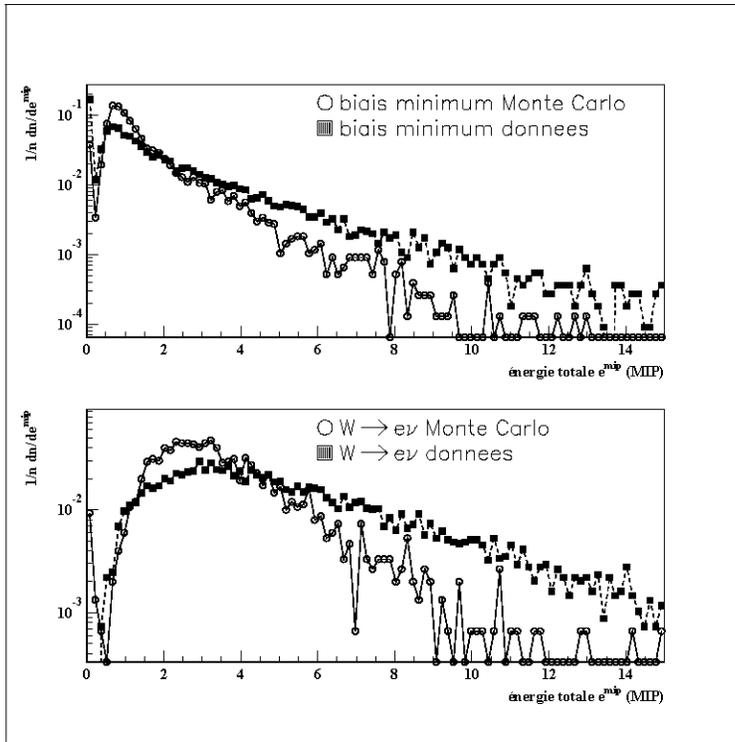


Figure 4.31 Distribution d'énergie totale e^{mip} dans la chambre médiane du TRD, pour des événements à biais minimum et $W \rightarrow e\nu_e$, simulés et réels, sans traitement particulier limitant la présence d'énergie excédentaire.

La comparaison entre données simulées et données réelles confirme la présence d'excès d'énergie à $D\bar{O}$ mal décrite par le Monte Carlo²⁰. A conditions équivalentes, les distributions d'énergie totale par chambre s'allongent vers les énergies élevées davantage pour les données réelles que pour les données simulées. L'effet est très nettement visible sur la figure 4.31, où l'on n'a fait aucune sélection particulière. L'effet reste sensible sur la figure 4.32 où l'on a limité sévèrement l'apport d'énergie excédentaire en demandant l'unicité de la trace reconstruite et qu'il n'y ait qu'une cellule touchée par chambre.

4.3.3.5 Un cas idéal.

A la lumière des résultats précédents, il est clair qu'une comparaison entre les performances mesurées au CERN et celles mesurées à $D\bar{O}$ n'a de sens que si elle tient compte de la disparité des situations. Dans le premier cas les conditions optimales sont remplies (pions et électrons isolés et monoénergétiques, pas d'ambiguïté sur la nature des particules, pas d'effets néfastes d'autres sous-détecteurs, etc.), alors que dans le second on doit faire face aux difficultés liées aux collisionneurs hadroniques (bruit important, traces nombreuses) et aux inefficacités des détecteurs de traces et de la reconstruction. En guise de conclusion, il est intéressant de calculer les performances du TRD pour des événements

²⁰Une version plus fidèle de la simulation du détecteur est en cours d'élaboration. De même, un nouveau programme de reconstruction, qui tire profit des enseignements du run 1A, bénéficie d'une meilleure efficacité de reconstruction de traces, mais n'a été utilisé que sur une faible partie des données.

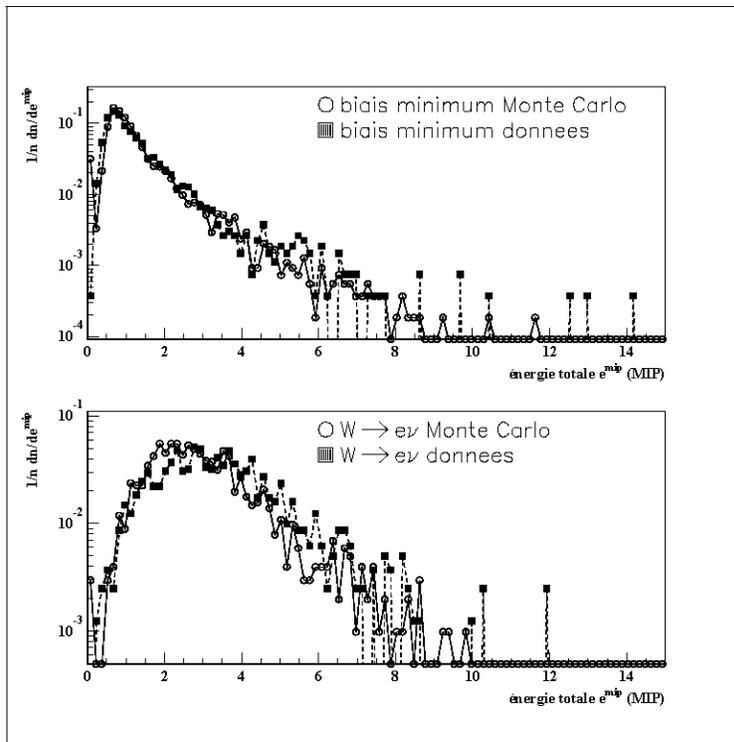


Figure 4.32 Distribution d'énergie totale e^{mip} dans la chambre médiane du TRD, pour des événements à biais minimum et $W \rightarrow e\nu_e$, simulés et réels, en limitant la présence d'énergie excédentaire.

particulièrement propres. On sélectionne donc pour cela un lot tel que, simultanément,

- il n'y ait qu'une trace reconstruite dans les cellules TRD considérées,
- l'activité hadronique soit modérée (moins de 100 segments CDC),
- l'énergie soit déposée dans une seule cellule par chambre,
- la pseudo-rapacité $|\eta|$ soit supérieure à 0.2.

La figure 4.33 montre que, dans ce cas, la réjection par la méthode de l'énergie tronquée atteint 20.9 à 90% d'efficacité électron, c'est à dire une valeur certes inférieure mais comparable à celle mesurée au CERN.

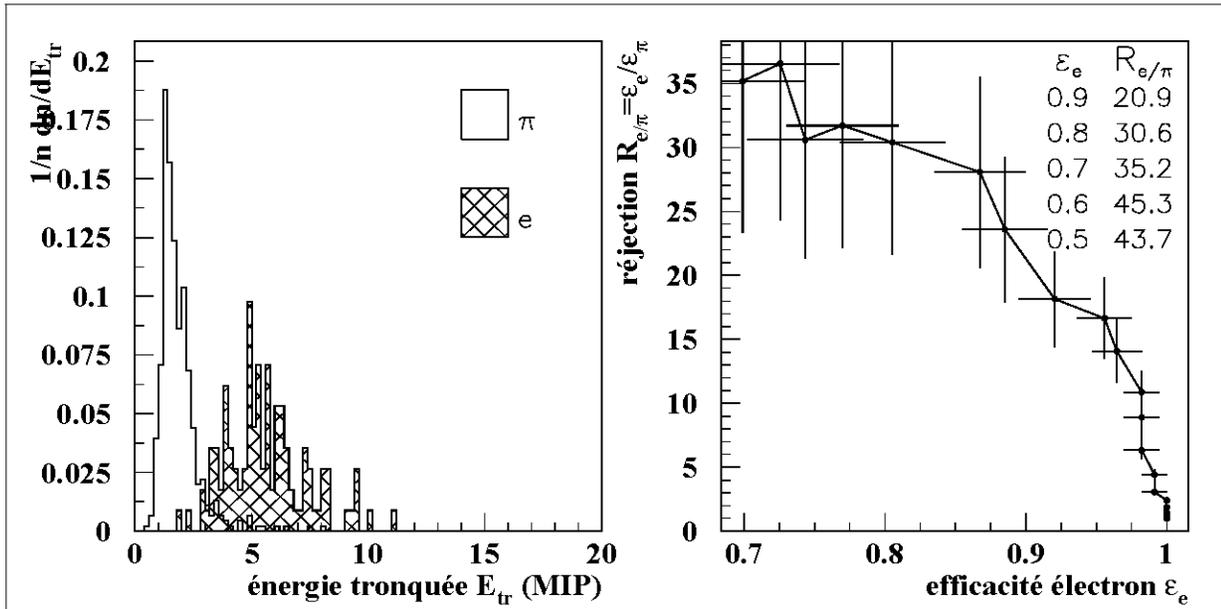


Figure 4.33 Performances du TRD. Données DØ: $W \rightarrow e\nu$ et biais minimum. Méthode de l'énergie tronquée, une trace reconstruite, une cellule touchée par chambre, moins de 100 segments CDC et $|\eta| > 0.4$.

Chapitre 5

Applications de l'identification de l'électron

5.1 Les données du run 1A.

Durant le run 1A, entre le 22 août 1992 et le 30 mai 1993, le Tevatron a délivré une luminosité intégrée de 31.1 pb^{-1} , dont 16.7 pb^{-1} de données physiques (figure 5.1) et 1 pb^{-1} de données spéciales (calibrations, mises au point, etc.) ont été enregistrés sur 3000 bandes magnétiques, représentant environ 13 millions d'événements. Les inefficacités de mise sur bande proviennent

- des interruptions de l'acquisition pour changements de trigger, alarmes, disjonctions d'alimentations en hautes tensions, etc. ($\simeq 10\%$),
- des temps morts de l'électronique d'acquisition ($\simeq 10\%$),
- des véto imposés par le passage de l'anneau principal à travers le détecteur DØ (figures 2.3 et 2.4) ($\simeq 9\%$ pour l'injection et $\simeq 15\%$ pour les passages de protons ou d'antiprotons dans l'anneau principal).

5.2 Outils retenus pour l'identification de l'électron.

Outre les triggers et filtres d'analyse étudiés au chapitre 3, l'identification de l'électron doit exploiter l'information fournie par le TRD selon une procédure qu'il faut ici préciser. Le désaccord entre données simulées et données réelles, dû à la présence d'énergie

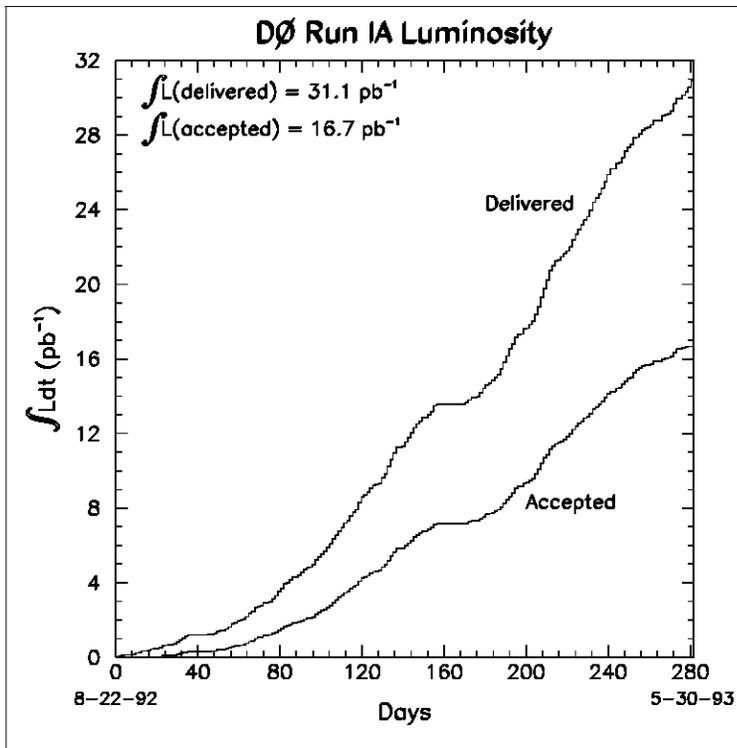


Figure 5.1 Evolution de la luminosité intégrée du run 1A.

excédentaire¹, invalide pour l'instant² l'utilisation du Monte Carlo pour l'analyse des informations du TRD et impose la construction d'une méthode fondée uniquement sur les quantités mesurées à DØ. Pour éviter à l'utilisateur la manipulation de grandeurs intermédiaires peu parlantes, un logiciel d'analyse de l'information du TRD [138]

- vérifie que le candidat électron étudié entre bien dans l'acceptance du TRD (géométrie, conditions expérimentales correctes),
- applique les corrections et calibration nécessaires,
- calcule l'efficacité électron $\epsilon_e^{\text{candidat}}$ du candidat, selon la méthode suivante.

5.2.1 Calcul de l'efficacité électron d'un candidat.

Afin de combattre la présence néfaste d'énergie excédentaire, on commence par remplacer, partout dans l'analyse, l'énergie totale³ e_l^{mip} par l'énergie totale à cellule unique $e_{l1\text{ cell}}^{\text{mip}}$ définie par

¹Voir chapitre 4.3.3.4.

²Une version plus fidèle de la simulation du détecteur est en cours d'élaboration. De même, un nouveau programme de reconstruction, qui tire profit des enseignements du run 1A, bénéficie d'une meilleure efficacité de reconstruction de traces, mais n'a été utilisé que sur une faible partie des données.

³Voir chapitre 4.2.2.

- $e_{l\ 1\ cell}^{mip} = e_l^{mip}$ s'il n'y a eu qu'une cellule touchée dans la chambre l ,
- $e_{l\ 1\ cell}^{mip}$ est l'énergie totale de la cellule géométriquement touchée s'il y a eu plusieurs cellules touchées dans la chambre l .

L'emploi de $e_{l\ 1\ cell}^{mip}$ améliore les réjections, en moyenne de 20%, de toutes les méthodes étudiées au chapitre 4. Parmi celles-ci, on choisit pour sa robustesse, sa souplesse et ses performances satisfaisantes, la méthode de l'énergie tronquée⁴ et l'on calcule donc une énergie tronquée à cellule unique $E_{tr\ 1\ cell}$

$$E_{tr\ 1\ cell} \equiv e_{1\ 1\ cell}^{mip} + e_{2\ 1\ cell}^{mip} + e_{3\ 1\ cell}^{mip} - \max(e_{1\ 1\ cell}^{mip}, e_{2\ 1\ cell}^{mip}, e_{3\ 1\ cell}^{mip}). \quad (5.1)$$

Si le candidat électron étudié a pour énergie tronquée à cellule unique $E_{tr\ 1\ cell}^{candidat}$, alors $\epsilon_e^{candidat}$ est définie comme étant l'efficacité de la coupure

$$E_{tr\ 1\ cell} > E_{tr\ 1\ cell}^{candidat} \quad (5.2)$$

sur un lot d'électrons de référence

$$\epsilon_e^{candidat} = \frac{\text{nombre d'électrons du lot référence au dessus de la coupure}}{\text{nombre total d'électrons du lot référence}}. \quad (5.3)$$

Les électrons du lot de référence proviennent de la réaction $W \rightarrow e\nu$, sélectionné en demandant au moins 20 GeV d'énergie transverse pour l'électron et au moins 20 GeV d'énergie transverse manquante. Ces électrons doivent satisfaire les critères de filtrage standard⁵

$$\mathcal{S} = \begin{cases} f_{em} & \geq 0.9 \\ \chi^2 & \leq 100 \text{ (CC)} \\ f_{iso} & \leq 0.15 \\ \sigma_{trace} & \leq 10. \end{cases} \quad (5.4)$$

ainsi qu'une coupure sur l'ionisation (moins de 1.6 MIP déposé dans le CDC) et ont un environnement comparable à celui de l'électron candidat (figure 5.2). Le terme d'environnement désigne ici l'ensemble des paramètres⁶ qui, malgré l'emploi de $e_{l\ 1\ cell}^{mip}$, influent sur les distributions d'énergie dans le TRD, comme le nombre de traces reconstruites, le nombre de cellules touchées ou l'activité hadronique de l'événement. Puisque l'on utilise des lots d'électrons de référence distincts pour des nombres de cellules touchées distincts, et du fait de la très faible proportion⁷ d'électrons de référence donnant une énergie nulle (c'est à dire zéro cellule touchée) dans au moins une des trois chambres du TRD, on est amené à poser $\epsilon_e^{candidat} = 1$ si le candidat a donné une énergie nulle dans au moins une des trois chambres.

⁴Voir chapitre 4.3.1.2.

⁵Voir chapitre 3.3.5.

⁶Voir chapitre 4.3.3.4.

⁷Respectivement dans les trois chambres 1.1%, 0.8%, 1.6 % soit un ordre de grandeur plus petit que pour des pions.

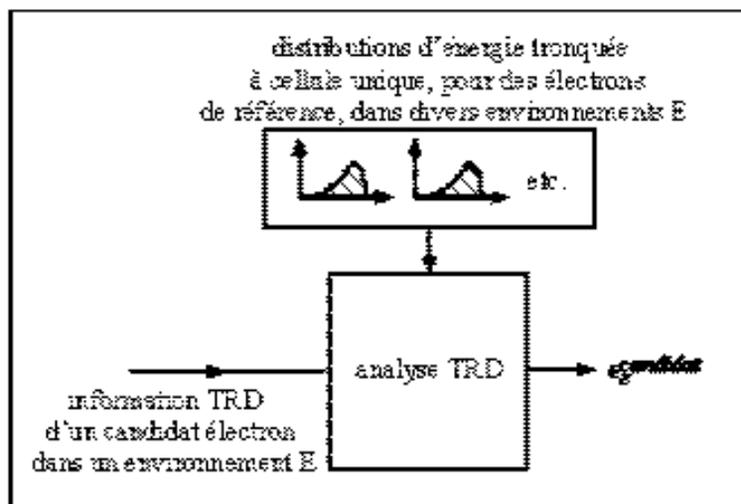


Figure 5.2 Principe du calcul de $\epsilon_e^{\text{candidat}}$ (voir texte).

5.2.2 Propriétés de l'efficacité électron d'un candidat.

La figure 5.3 montre la distribution de $\epsilon_e^{\text{candidat}}$ quand les candidats sont

- les électrons des lots de référence eux mêmes, tous lots confondus (cette distribution est plate par construction),
- les électrons de la réaction $Z \rightarrow e^+e^-$, sélectionnés en demandant deux électrons d'énergie transverse supérieure à 20 GeV, vérifiant les critères du filtre standard \mathcal{S} et ayant déposé moins de 1.6 MIP dans le CDC,
- des pions d'événements à N_{vis} minimum vérifiant les critères déjà présentés au chapitre 4.3.2,
- des pions d'événements $W \rightarrow ee$ ou l'on a reconstruit toutes les traces.

Les électrons donnent une distribution plate entre 0 et 1, tandis que les pions génèrent un pic caractéristique vers la valeur 1. La figure 5.4 reprend les quatre exemples précédents lorsque plus de 1.6 MIP a été déposé dans le CDC, c'est à dire quand il y a probablement eu conversion $\gamma \rightarrow e^+e^-$ entre le point d'interaction et le CDC. Dans le cas d'une conversion dans le détecteur de vertex⁶, les énergies mesurées dans le TRD augmentent, de sorte que l'efficacité électron $\epsilon_e^{\text{candidat}}$ diminue. L'effet se traduit sur la figure par l'apparition d'une accumulation vers les basses efficacités pour les électrons et par un épaulement plus important à la gauche du pic caractéristique pour les pions. Dans le cas d'une conversion dans le détecteur à radiation de transition, les chambres situées avant le point de conversion ne reçoivent pas d'énergie. L'effet se traduit, sur la même figure, par une proportion

⁶Le détecteur de vertex souffre d'un taux d'occupation. Les ses cellules sont rétroéclairées et sont d'une efficacité de reconstruction de traces très faible. On ne peut donc pas espérer régler les conversions avant le TRD à partir d'un mesure de l'émission dans le détecteur de vertex.

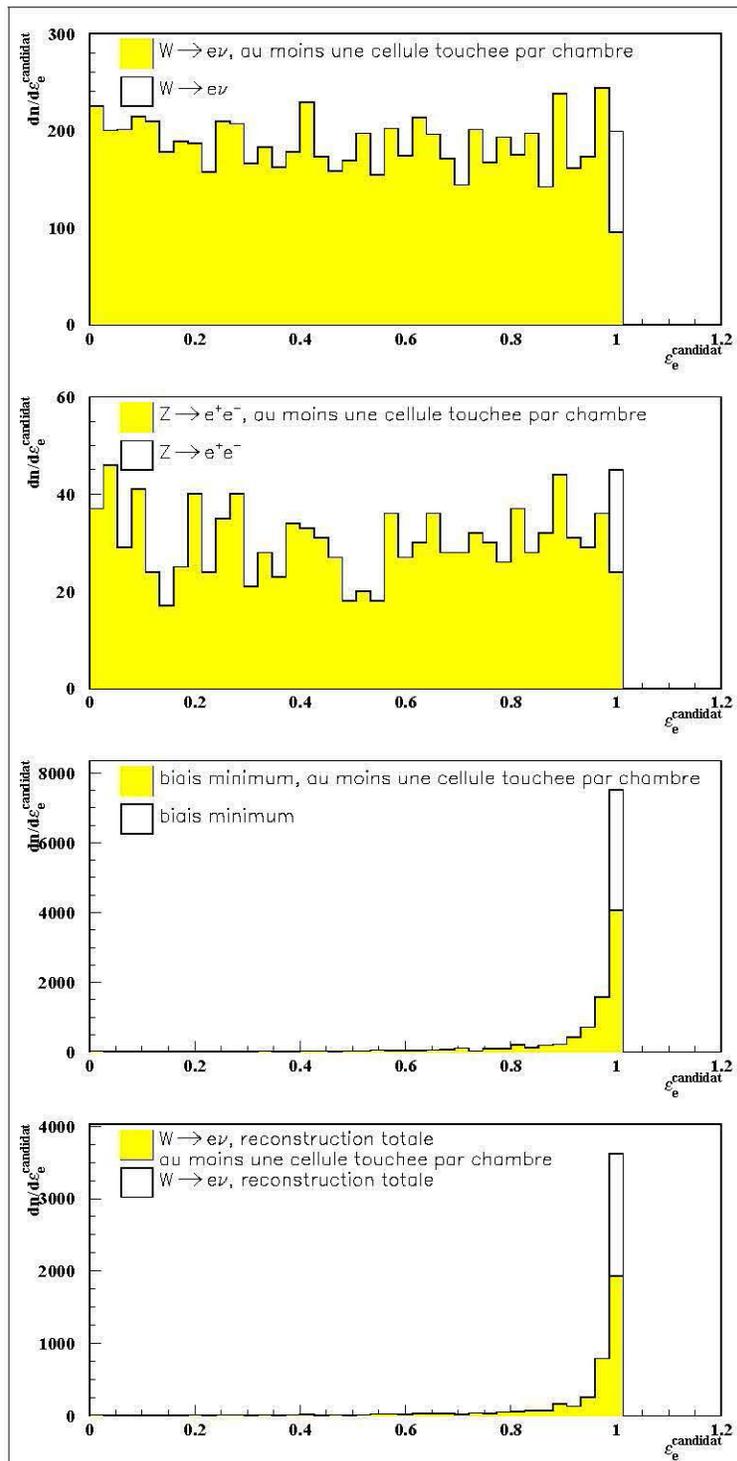


Figure 5.3 Distribution d'efficacité $\epsilon_e^{\text{candidat}}$ pour, de haut en bas, les électrons des lots de référence, les électrons de la réaction $Z \rightarrow e^+e^-$, des événements à biais minimum et des traces (électron excepté) d'événements $W \rightarrow e\nu$ complètement reconstruits.

plus importante d'efficacité égales à l'unité du fait de l'absence d'énergie dans une des chambres (partie blanche du pic à 1), aussi bien pour les électrons que pour les pions.

La variable $\epsilon_e^{\text{candidat}}$ reste stable vis à vis du nombre de jets dans les événements $W \rightarrow e\nu + n$ jets (figure 5.5) ce qui justifie son emploi dans les réactions complexes comme, par exemple, la production du quark top.

5.3 Exemples d'application.

5.3.1 Jets simulant des électrons.

La section efficace de production de jets domine largement celle des autres réactions étudiées à DØ. Par exemple, sept ordres de grandeur séparent la production de paire de jets, dont au moins un dépasse un seuil en énergie transverse de 20 GeV, de la réaction $W \rightarrow e\nu + 1\text{jet}$, dont elle constitue le bruit de fond. Un jet ordinaire est rejeté par les étapes successives de l'identification de l'électron, mais une fluctuation de la fragmentation du jet ou de la réponse du détecteur peuvent néanmoins simuler un électron. En particulier, la situation (figure 5.6) où un π^0 énergétique se superpose à un ou plusieurs π^\pm peu énergiques a les caractéristiques d'un électron, à savoir un cluster calorimétrique de caractère électromagnétique et la présence d'une trace chargée.

La probabilité de simulation d'un électron par un jet s'obtient [139] en comptant, dans un lot d'événements à deux jets, les cas où l'un des jets a été reconstruit comme électron. Ces événements proviennent des triggers

- JET_MIN (au moins un jet d'énergie transverse supérieure à 20 GeV),
- JET_LOW (au moins un jet d'énergie transverse supérieure à 30 GeV),
- JET_MED (au moins un jet d'énergie transverse supérieure à 50 GeV),
- JET_HIGH (au moins un jet d'énergie transverse supérieure à 85 GeV),
- JET_MAX (au moins un jet d'énergie transverse supérieure à 115 GeV),

et l'énergie transverse de l'électron doit être supérieure à 10 GeV. La figure 5.7 montre l'évolution de la probabilité de simulation d'un électron par un jet en fonction de l'énergie transverse de l'électron.

Le détecteur à radiation de transition permet d'éliminer une partie de ces faux électrons, malgré les difficultés liées à l'analyse de jets plutôt que de particules isolées. La figure 5.8 montre la distribution de $\epsilon_e^{\text{candidat}}$ pour des faux électrons d'énergie transverse supérieure à 15 GeV, sans puis avec les différentes coupures de filtrage standard \mathcal{S} . Les tableaux 5.1

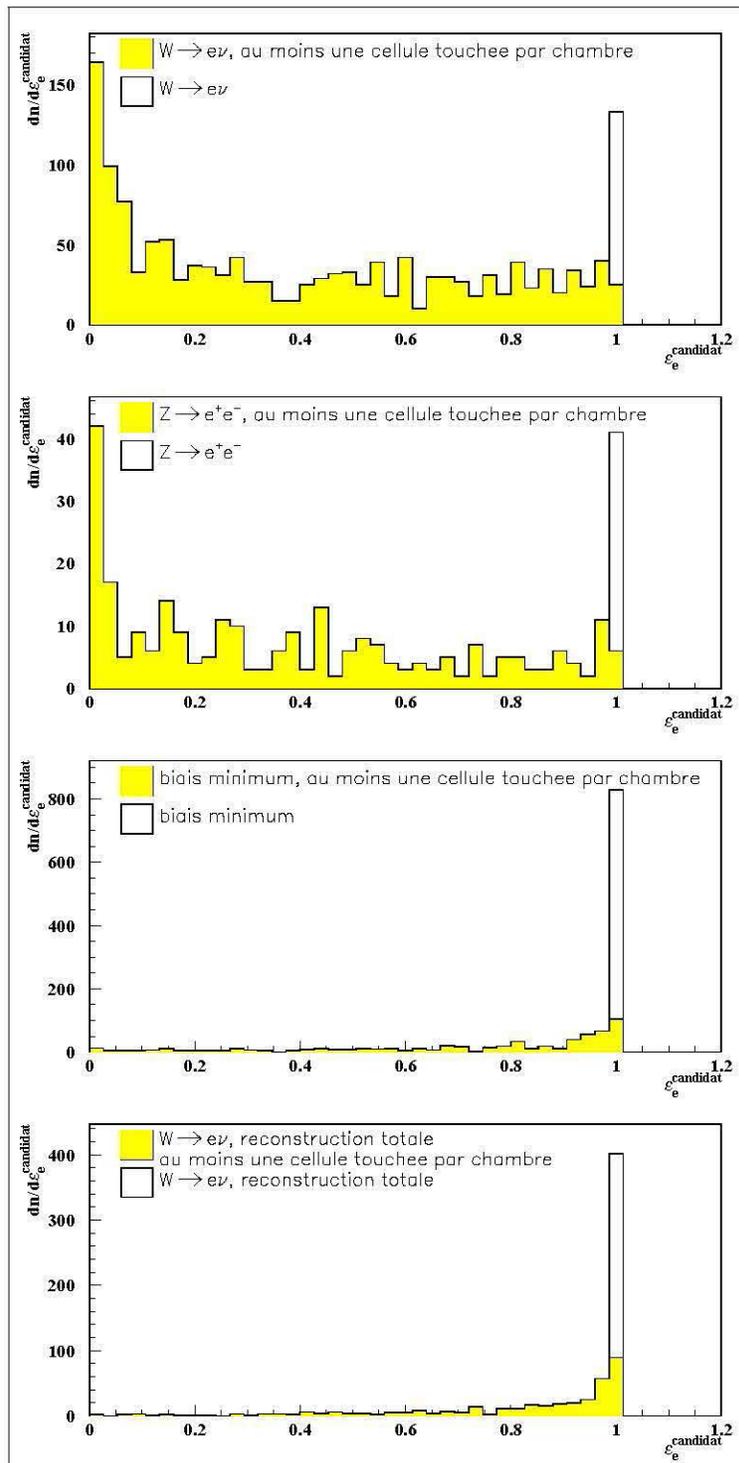


Figure 5.4
Même figure que la précédente, mais pour des ionisations dans le CDC supérieures à 1.6 MIP.

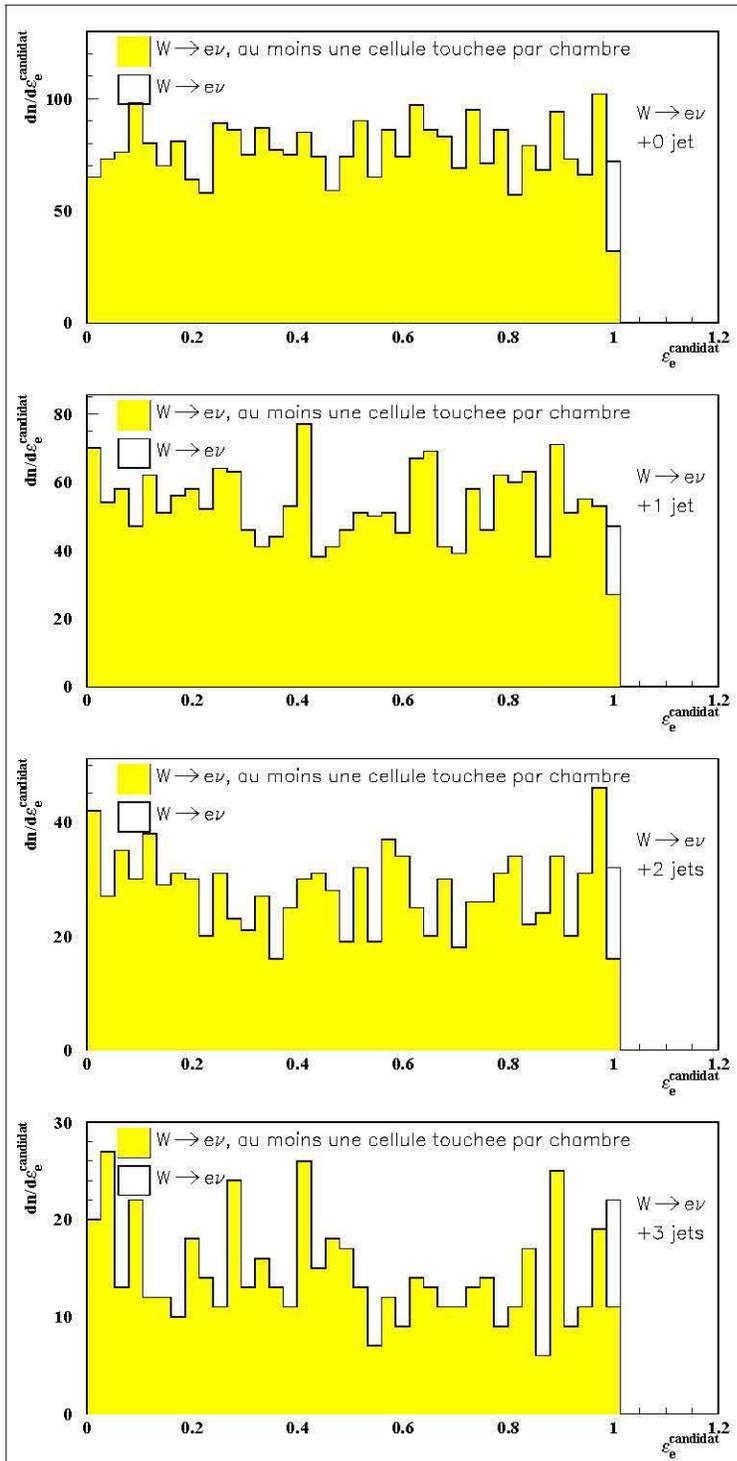


Figure 5.5 Distribution d'efficacité $\epsilon_e^{\text{candidate}}$ pour, de haut en bas, les électrons des réactions $W \rightarrow e\nu + 0, 1, 2$ et 3 jets.

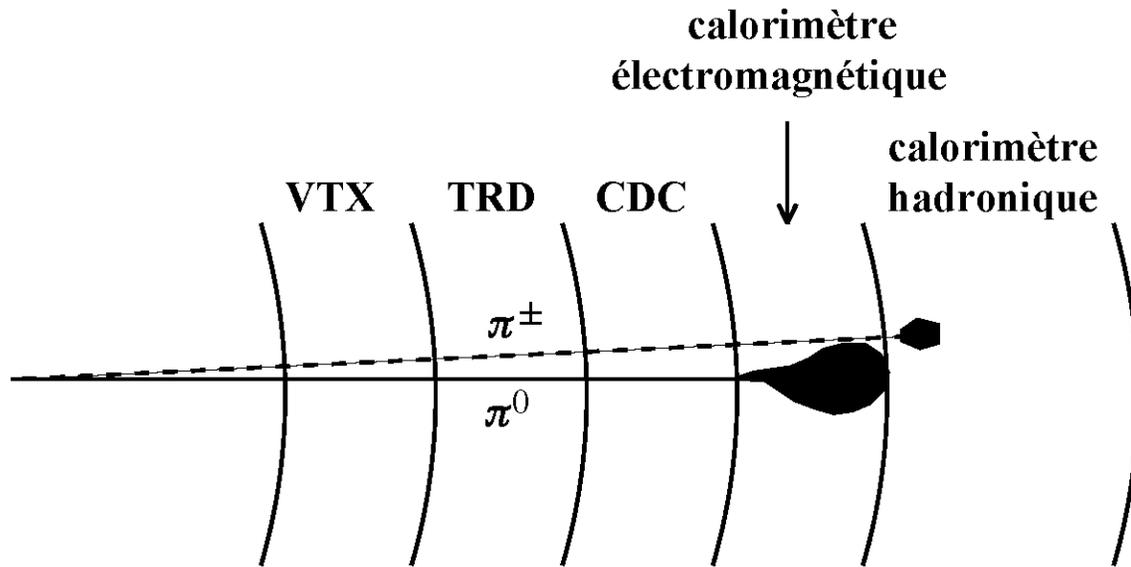


Figure 5.6 Jet simulant un électron par superposition d'un π^0 énergétique et de π^\pm peu énergiques.

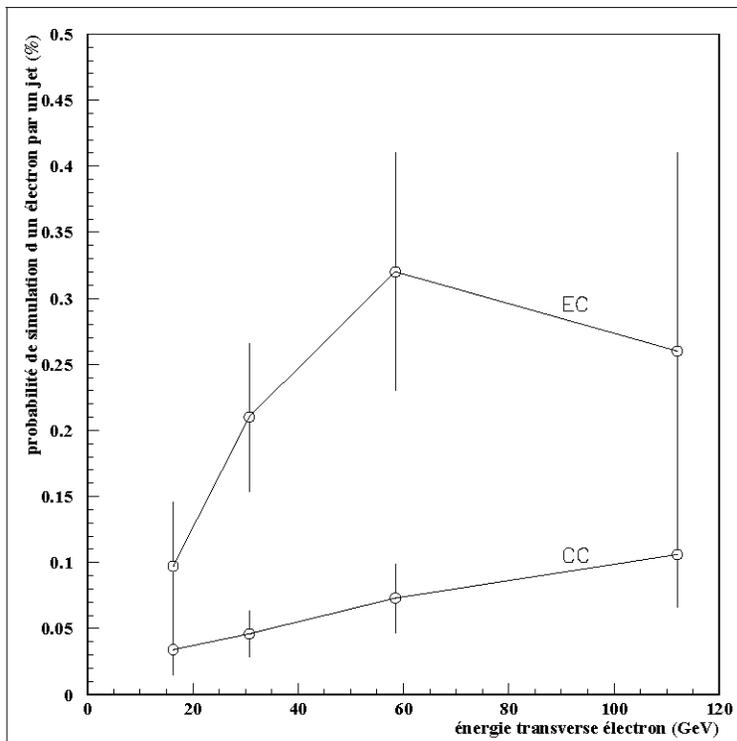


Figure 5.7 Probabilité de simulation d'un électron par un jet en fonction de l'énergie transverse de l'électron, dans le calorimètre central (CC) et les calorimètres avant/arrière (EC).

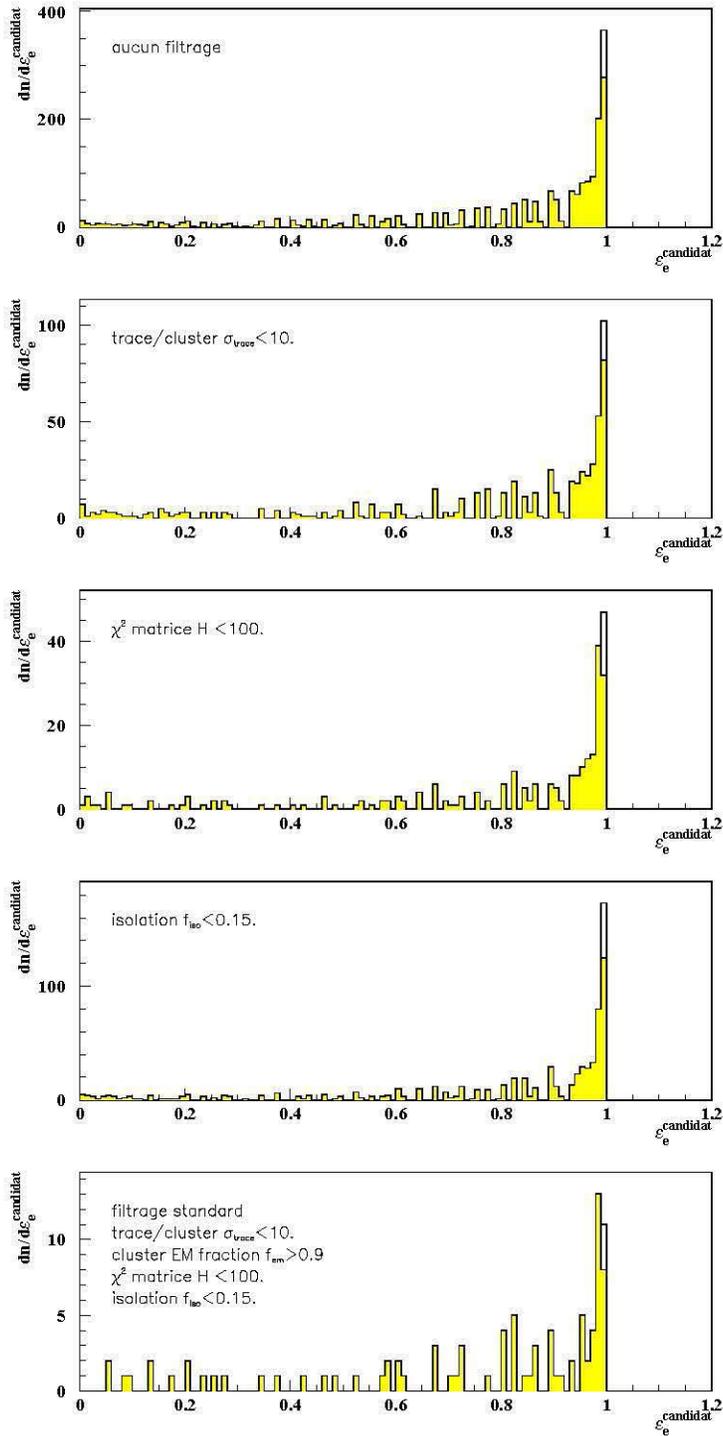


Figure 5.8 Distribution de $\epsilon_e^{\text{candidat}}$ pour des faux électrons d'énergie transverse supérieure à 15 GeV. De haut en bas : sans filtrage, coupure sur σ_{trace} (géométrie trace/cluster), coupure sur le χ^2 de la matrice H , coupure sur le facteur d'isolation f_{iso} , puis filtrage standard \mathcal{S} (la coupure sur f_{em} est faite dès la reconstruction).

et 5.2 donnent les facteurs correspondants de rejet R_{fe} des faux électrons

$$R_{fe} = \frac{\text{nombre de faux électrons}}{\text{nombre de faux électrons pris pour des électrons par le TRD}}, \quad (5.5)$$

en distinguant deux cas de part et d'autre de la coupure à 1.6 MIP en ionisation déposée dans le CDC. Les tableaux 5.3 et 5.4 redonnent de même facteur de rejet R_{fe} sur un lot plus large d'événements à *au moins* deux jets dont un simulant un électron. Dans tous les cas, en particulier même après coupure sur le χ^2 de la matrice H , le TRD améliore typiquement le rejet des jets simulant un électron d'un facteur 2 à 90% d'efficacité électron. Notons que toute contamination du lot de *faux* électrons par de *vrais* électrons se traduit évidemment par une sous estimation du rejet.

filtrage	R_{fe}^{90}	R_{fe}^{80}	R_{fe}^{70}	R_{fe}^{60}	R_{fe}^{50}
aucun	2.38 ± 0.20	3.19 ± 0.30	3.89 ± 0.40	4.95 ± 0.55	5.65 ± 0.67
$\sigma_{trace} \leq 10.$	1.94 ± 0.25	2.76 ± 0.40	3.25 ± 0.50	3.79 ± 0.62	4.44 ± 0.77
$\chi^2 \leq 100$	2.27 ± 0.43	3.44 ± 0.75	4.04 ± 0.94	5.47 ± 1.44	5.81 ± 1.57
$f_{iso} \leq 0.15$	2.39 ± 0.29	3.52 ± 0.50	4.35 ± 0.68	6.00 ± 1.07	6.94 ± 1.31
\mathcal{S}	1.86 ± 0.44	2.89 ± 0.79	3.06 ± 0.85	3.47 ± 1.02	3.71 ± 1.12

Tableau 5.1 Facteur de rejet R_{fe} des faux électrons, mesuré sur des événements à deux jets, sans coupure sur l'ionisation déposée dans le CDC, à 90%, 80%, 70% 60% et 50% d'efficacité électron. Le filtrage standard \mathcal{S} combine les trois coupures sur σ_{trace} , χ^2 et f_{iso} (la coupure sur f_{em} est faite dès la reconstruction).

filtrage	R_{fe}^{90}	R_{fe}^{80}	R_{fe}^{70}	R_{fe}^{60}	R_{fe}^{50}
aucun	2.67 ± 0.29	4.01 ± 0.50	5.26 ± 0.74	6.98 ± 1.10	8.45 ± 1.452
$\sigma_{trace} \leq 10.$	2.04 ± 0.36	3.70 ± 0.80	5.26 ± 1.32	6.25 ± 1.68	8.33 ± 2.55
$\chi^2 \leq 100$	3.14 ± 0.96	7.33 ± 3.19	11.00 ± 5.74	22.00 ± 15.91	22.00 ± 15.91
$f_{iso} \leq 0.15$	2.92 ± 0.49	5.38 ± 1.15	7.37 ± 1.80	12.73 ± 3.99	15.56 ± 5.35
\mathcal{S}	2.25 ± 0.96	6.00 ± 3.74	9.00 ± 6.71	18.00 ± 18.49	18.00 ± 18.49

Tableau 5.2 Facteur de rejet R_{fe} des faux électrons, mesuré sur des événements à deux jets, avec une ionisation déposée dans le CDC inférieure à 1.6 MIP, à 90%, 80%, 70% 60% et 50% d'efficacité électron. Le filtrage standard \mathcal{S} combine les trois coupures sur σ_{trace} , χ^2 et f_{iso} (la coupure sur f_{em} est faite dès la reconstruction).

5.3.2 Identification de l'électron et recherche du quark top.

filtrage	R_{fe}^{90}	R_{fe}^{80}	R_{fe}^{70}	R_{fe}^{60}	R_{fe}^{50}
aucun	2.06 ± 0.07	2.78 ± 0.11	3.34 ± 0.14	4.22 ± 0.19	5.01 ± 0.24
$\sigma_{trace} \leq 10.$	1.86 ± 0.10	2.40 ± 0.14	2.79 ± 0.18	3.31 ± 0.22	3.77 ± 0.27
$\chi^2 \leq 100$	2.05 ± 0.18	2.72 ± 0.26	3.08 ± 0.31	3.90 ± 0.42	4.35 ± 0.49
$f_{iso} \leq 0.15$	2.14 ± 0.12	2.89 ± 0.18	3.35 ± 0.22	4.26 ± 0.31	4.91 ± 0.37
\mathcal{S}	1.65 ± 0.20	2.23 ± 0.29	2.43 ± 0.33	2.80 ± 0.40	3.14 ± 0.47

Tableau 5.3 Facteur de rejet R_{fe} des faux électrons, mesuré sur des événements à deux jets ou plus, sans coupure sur l'ionisation déposée dans le CDC, à 90%, 80%, 70% 60% et 50% d'efficacité électron. Le filtrage standard \mathcal{S} combine les trois coupures sur σ_{trace} , χ^2 et f_{iso} (la coupure sur f_{em} est faite dès la reconstruction).

filtrage	R_{fe}^{90}	R_{fe}^{80}	R_{fe}^{70}	R_{fe}^{60}	R_{fe}^{50}
aucun	2.28 ± 0.10	3.36 ± 0.17	4.30 ± 0.24	5.71 ± 0.36	7.34 ± 0.51
$\sigma_{trace} \leq 10.$	2.06 ± 0.16	3.05 ± 0.26	3.99 ± 0.38	5.03 ± 0.53	6.31 ± 0.73
$\chi^2 \leq 100$	2.40 ± 0.28	3.58 ± 0.49	4.26 ± 0.62	6.02 ± 1.02	7.48 ± 1.39
$f_{iso} \leq 0.15$	2.41 ± 0.17	3.64 ± 0.30	4.55 ± 0.41	6.35 ± 0.66	7.74 ± 0.88
\mathcal{S}	1.76 ± 0.31	2.73 ± 0.56	3.33 ± 0.73	4.29 ± 1.04	5.29 ± 1.40

Tableau 5.4 Facteur de rejet R_{fe} des faux électrons, mesuré sur des événements à deux jets ou plus, avec une ionisation déposée dans le CDC inférieure à 1.6 MIP, à 90%, 80%, 70% 60% et 50% d'efficacité électron. Le filtrage standard \mathcal{S} combine les trois coupures sur σ_{trace} , χ^2 et f_{iso} (la coupure sur f_{em} est faite dès la reconstruction).

5.3.2.1 Canal à deux électrons.

La recherche du quark top dans le canal $p\bar{p} \rightarrow t\bar{t}X \rightarrow W^+W^-b\bar{b}X \rightarrow b\bar{b}e^+\nu_e e^-\bar{\nu}_e X$ utilise les trois triggers

- `em_miss/ele_miss`, c'est à dire au moins un électron d'énergie transverse supérieure à 15 GeV, et au moins 20 GeV d'énergie transverse manquante,
- `em_2_high/ele_2_max`, c'est à dire au moins deux électrons d'énergie transverse supérieure à 20 GeV,
- `em_jet/ele_jet_max`, c'est à dire au moins un électron d'énergie transverse supérieure à 15 GeV, au moins 20 GeV d'énergie transverse manquante, et au moins un jet d'énergie transverse supérieure à 16 GeV.

Les éventuels candidats doivent répondre aux critères de sélection suivants

- les deux électrons ont plus de 20 GeV d'énergie transverse et passent les coupures de filtrage standard \mathcal{S} ,
- l'énergie transverse manquante excède 25 GeV,
- la masse invariante électron-électron m_{ee} diffère de celle du boson Z de plus de 12 GeV ou bien l'énergie transverse manquante excède 40 GeV (rejet des événements proches du pic du Z),
- l'événement comprend au moins un jet d'énergie transverse supérieure à 15 GeV.

Sur une luminosité intégrée analysée de $15.2 \pm 1.8 \text{ pb}^{-1}$, seul un événement reste (run 55642, événement 166). Le tableau 5.5 résume les caractéristiques des deux électrons, tous deux acceptés par le TRD avec des efficacités respectives de 8.6% et 52%. Cependant la valeur élevée de l'ionisation mesurée dans le CDC pour le premier électron limite la validité du résultat donné par le TRD. Outre ces deux électrons, l'événement présente (figures 5.9 et 5.10) deux jets d'énergies transverses respectives $63 \pm 11 \text{ GeV}$ et $19 \pm 3 \text{ GeV}$ et une énergie transverse manquante de $47 \pm 11 \text{ GeV}$.

5.3.2.2 Canal électron-muon.

La recherche du quark top dans le canal $p\bar{p} \rightarrow t\bar{t}X \rightarrow W^+W^-b\bar{b}X \rightarrow b\bar{b}e\nu_e\mu\nu_\mu X$ utilise les trois triggers

- `mu_em_1/mu_ele`, c'est à dire au moins un électron d'énergie transverse supérieure à 7 GeV, et au moins un muon d'impulsion transverse supérieure à 5 GeV/c,

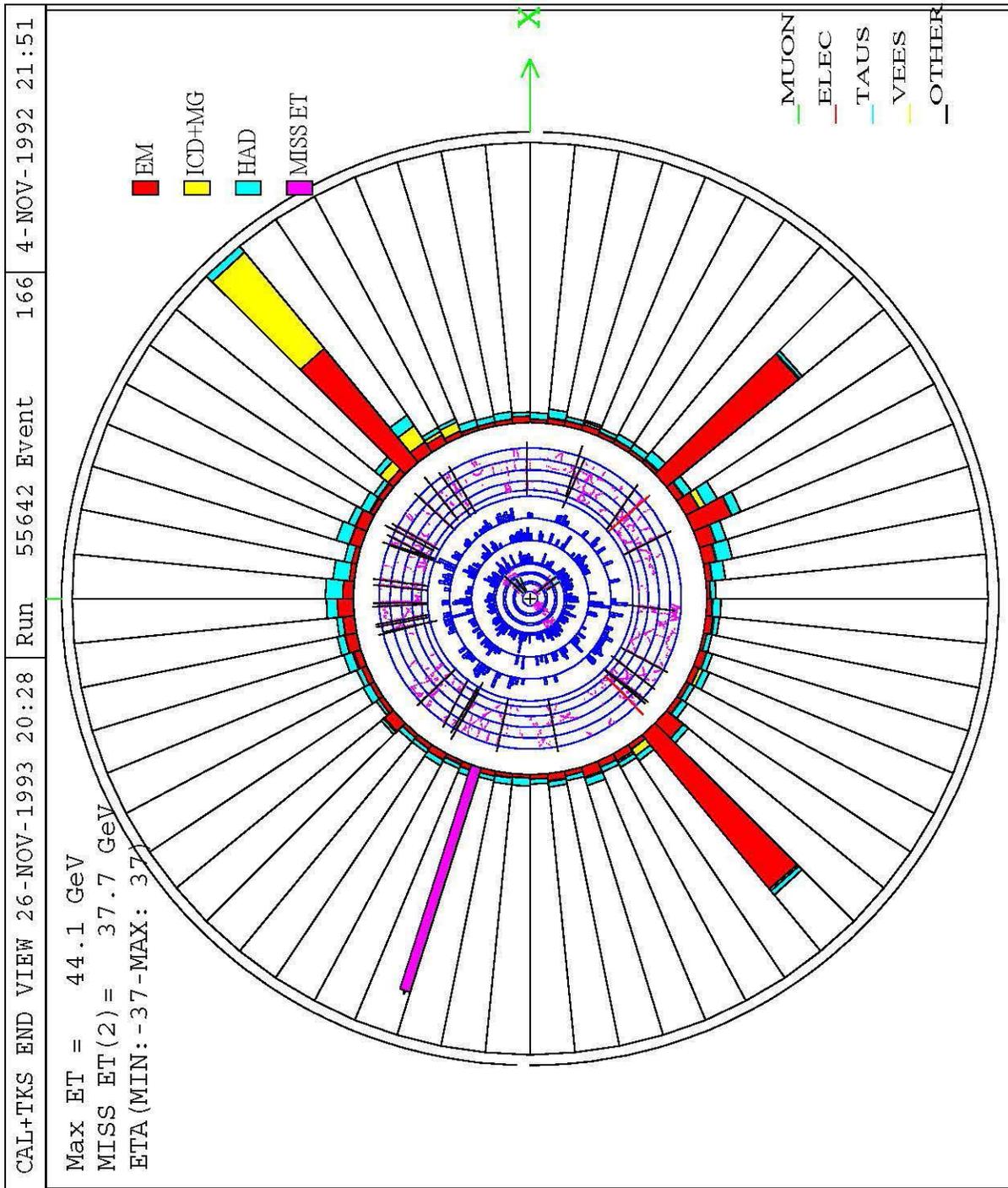


Figure 5.9 Vue transverse du détecteur DØ pour l'événement 166 du run 55642.

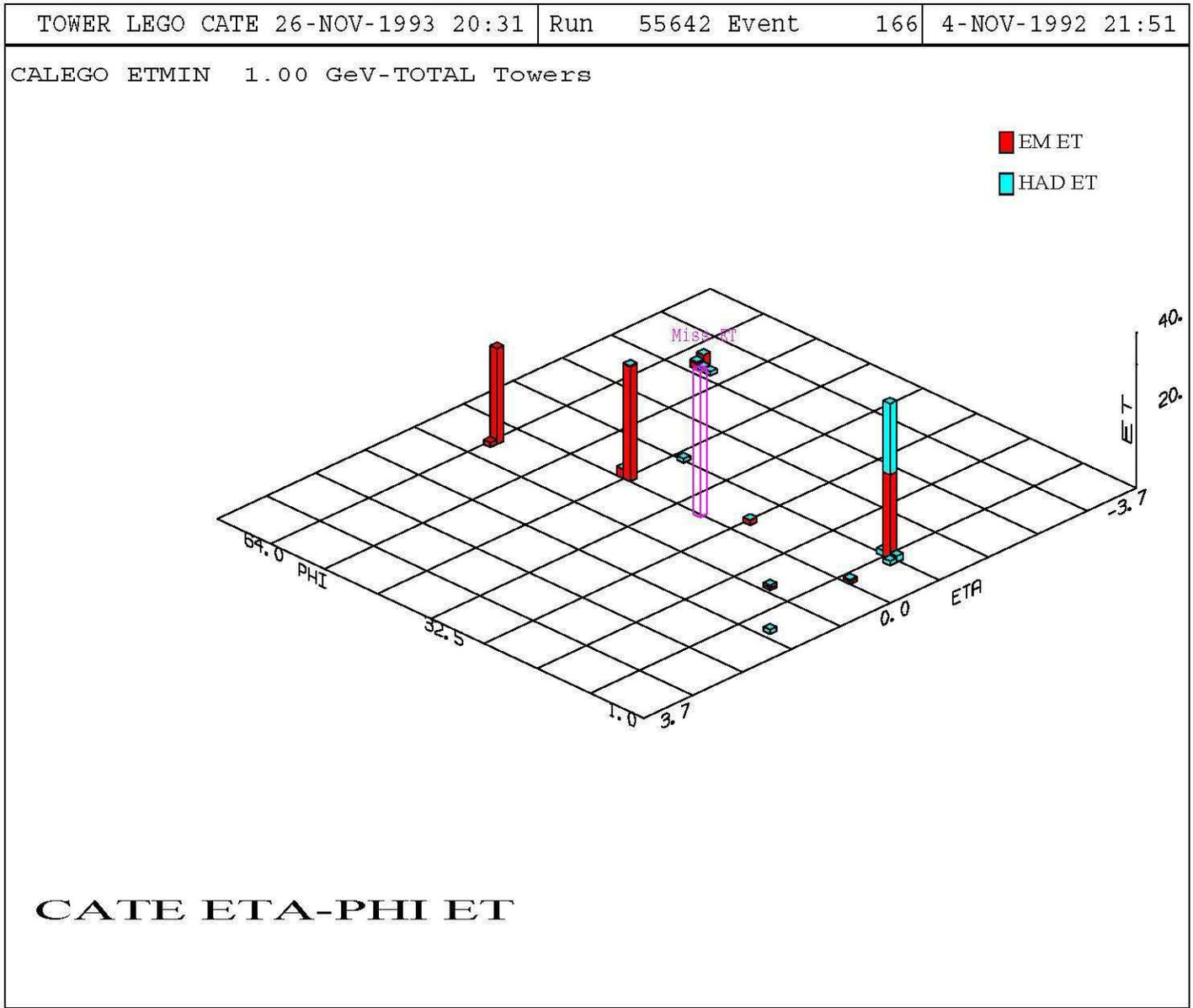


Figure 5.10 Objets identifiés dans l'événement 166 du run 55642.

		électron 1	électron 2
calorimétrie et tracking	énergie transverse E_t	36 ± 1 GeV	29 ± 1 GeV
	pseudo-rapacité η	-0.13	0.51
	azimuth ϕ	3.91 radians	5.43 radians
	fraction électromagnétique f_{em}	0.99	0.99
	isolation f_{iso}	0.035	0.0035
	χ^2 matrice H	14.7	15.4
	géométrie trace/cluster σ_{trace}	0.53 cm	1.44 cm
	ionisation $\frac{dE}{dx}$	2.9 MIP	1.06 MIP
TRD	énergie tronquée cellule unique $E_{tr\ 1\ cell}$	9.48 MIP	5.64MIP
	efficacité TRD $\epsilon_e^{candidat}$	0.086	0.52
	nombre de cellules touchées (chambre 1,2,3)	3,2,1	3,2,2
	nombre de traces dans les cellules (chambre 1,2,3)	1,1,1	1,1,1
	nombre de segments CDC	306	306

Tableau 5.5 Caractéristiques des deux électrons de l'événement 166 du run 55642.

- mu_jet/mu_jet_x, c'est à dire au moins un muon d'impulsion transverse supérieure à 5 GeV/c, au moins 12 GeV d'énergie transverse manquante et au moins un jet d'énergie transverse supérieure à 15 GeV,
- em_jet/ele_jet_max, c'est à dire c'est à dire au moins un électron d'énergie transverse supérieure à 15 GeV, au moins 20 GeV d'énergie transverse manquante et au moins un jet d'énergie transverse supérieure à 16 GeV.

Les éventuels candidats doivent répondre aux critères de sélection suivants

- l'électron a plus de 15 GeV d'énergie transverse et passe les coupures de filtrage standard \mathcal{S} ,
- le muon a plus de 15 GeV/c d'impulsion transverse et est isolé,
- l'énergie transverse manquante excède 20 GeV (rejette $Z \rightarrow \tau^+ \tau^-$, QCD, Drell-Yan)
- électron et muon sont séparés spatialement :

$$\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta(\text{électron,muon}))^2 + (\Delta\phi(\text{électron,muon}))^2} > 0.25)$$

(rejette le bremsstrahlung des muons),

- l'événement comprend au moins un jet d'énergie transverse supérieure à 15 GeV.

Sur une luminosité intégrée analysée de 15.2 ± 1.8 pb⁻¹, seul un événement reste (run 58796, événement 417) (figures 5.11 et 5.12). L'électron est indentifié sans ambiguïté

comme le montre le tableau 5.6 et accepté par le TRD avec une efficacité $\epsilon_e^{\text{candidat}}$ de 58%. L'impulsion mesurée du muon vaut 195 GeV/c et est supérieure à 40 GeV/c à 95% de niveau de confiance. La valeur mesurée de l'énergie transverse manquante est de 101 GeV et est supérieure à 54 GeV/c à 95% de niveau de confiance, compte tenu de l'incertitude sur l'impulsion du muon. L'événement comprend également trois jets d'énergies transverses respectives 26.1 ± 4.1 GeV, 23.0 ± 2.4 GeV et 7.9 ± 1.2 GeV.

calorimétrie et tracking	énergie transverse E_t	98.8 ± 1.6 GeV
	pseudo-rapacité η	0.41
	azimuth ϕ	4.84 radians
	fraction électromagnétique f_{em}	0.99
	isolation f_{iso}	0.02
	χ^2 matrice H	50.5
	géométrie trace/cluster σ_{trace}	1.2 cm
	ionisation $\frac{dE}{dx}$	1.2 MIP
TRD	énergie tronquée cellule unique $E_{tr\ 1\ cell}$	5.04 MIP
	efficacité TRD $\epsilon_e^{\text{candidat}}$	0.58
	nombre de cellules touchées (chambre 1,2,3)	1,2,2
	nombre de traces dans les cellules (chambre 1,2,3)	1,1,1
	nombre de segments CDC	252
	réjection TRD approximative	5.1

Tableau 5.6 Caractéristiques de l'électron de l'événement 417 du run 58796.

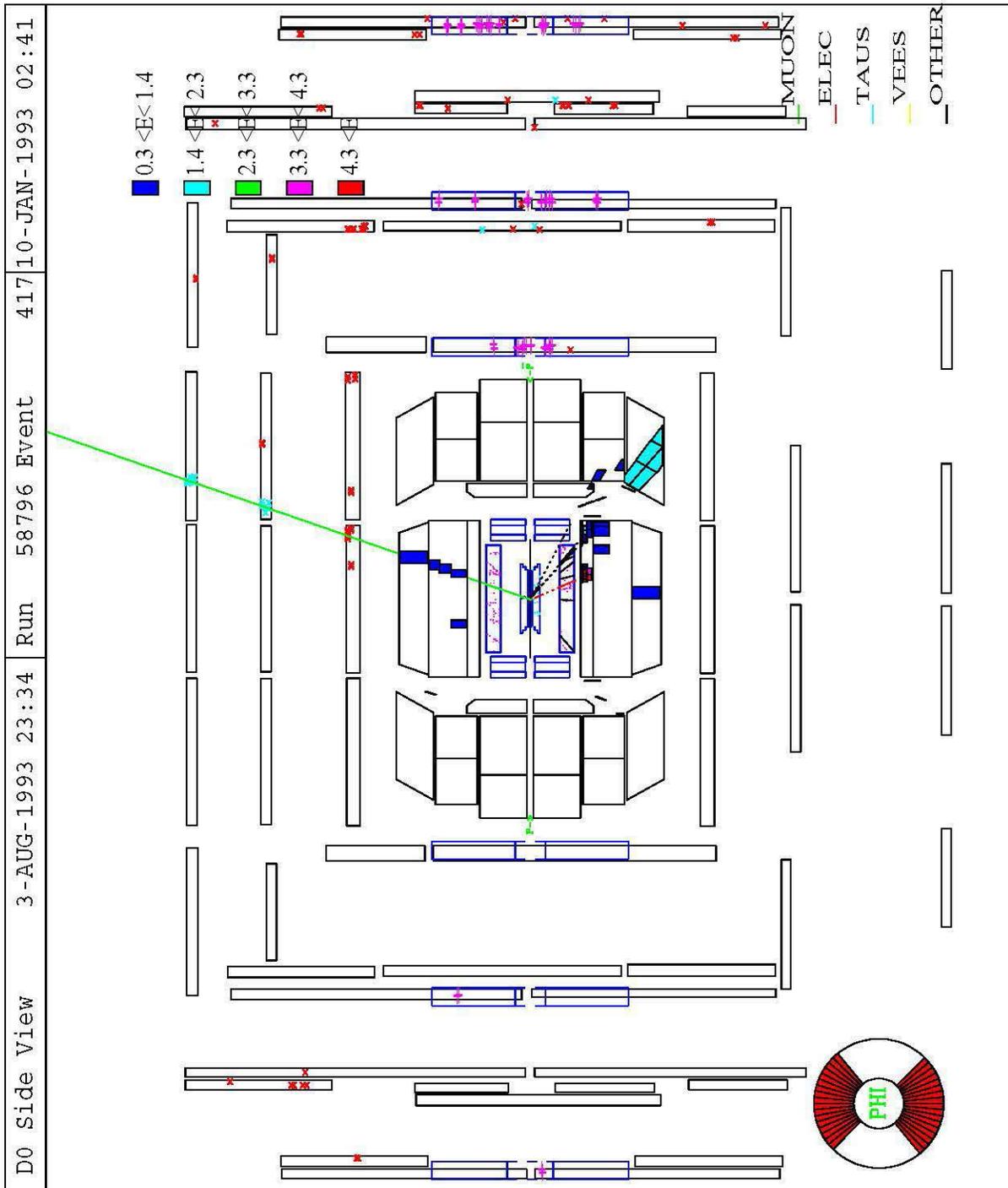


Figure 5.11 Vue de côté du détecteur DØ pour l'événement 417 du run 58796.

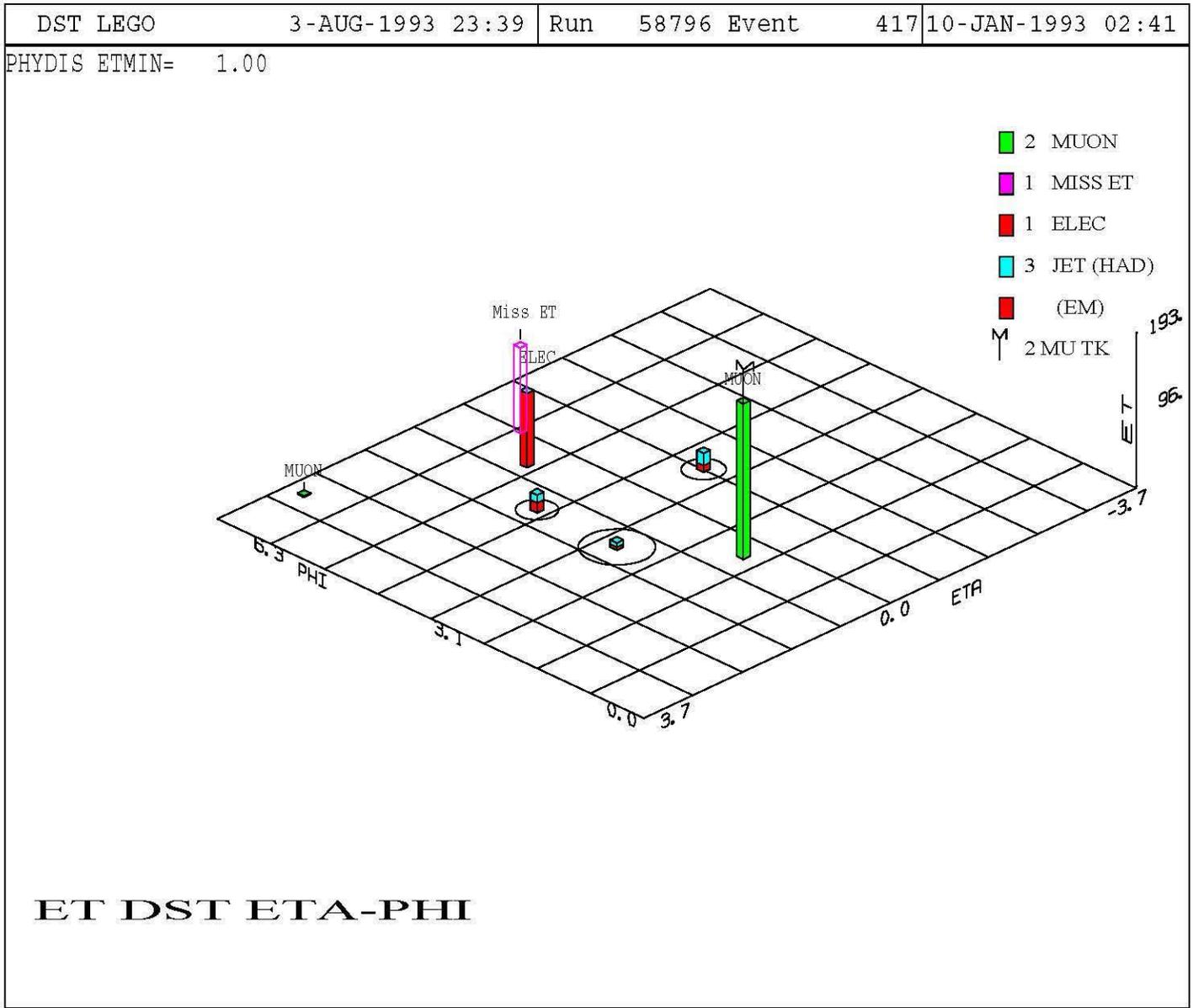


Figure 5.12 Objets identifiés dans l'événement 417 du run 58796.

Conclusion

Le détecteur DØ a montré, dès sa mise en service, sa capacité d'acquérir un volume important de données physiques. Parmi les outils essentiels de l'analyse de ces données, l'identification de l'électron revêt une importance toute particulière puisqu'elle participe à des sujets aussi intéressants que la physique électrofaible ou la recherche du quark top. Sa maîtrise passe par une étude détaillée du détecteur, puis des algorithmes successifs dont on a ici mesuré les performances.

Le détecteur à radiation de transition, construit par Saclay, renforce l'identification de l'électron malgré des conditions très difficiles dues à l'activité hadronique importante et aux inefficacités des détecteurs dont dépend le TRD. Les principaux résultats obtenus sont

- un contrôle satisfaisant de la calibration et des corrections, par des méthodes utilisant la radioactivité de l'uranium du calorimètre, les événements à biais minimum et la réaction $W \rightarrow e\nu$,
- la mise en évidence de la radiation de transition dans les données,
- la mesure des performances pour différents tests d'hypothèse,
- l'analyse des facteurs qui limitent ces performances, tous liés à la présence d'énergie supplémentaire,
- la mise au point d'une méthode d'analyse destinée à l'ensemble des physiciens de la collaboration, dont on a illustré le fonctionnement dans un cas où le TRD rejette des candidats (jets simulant des électrons) et dans un cas où il les accepte (recherche du quark top).

Dans un futur proche, de nouveaux programmes de reconstruction et de simulation bénéficieront pleinement des enseignements tirés des premières analyses du run 1A et permettront d'améliorer l'ensemble des performances.

Annexe A

Cinématique $\bar{p}p \rightarrow abX \rightarrow cdX$.

A.1 Définitions.

On définit pour le processus $\bar{p}p \rightarrow abX \rightarrow cdX$ illustré par la figure A.1 les grandeurs suivantes

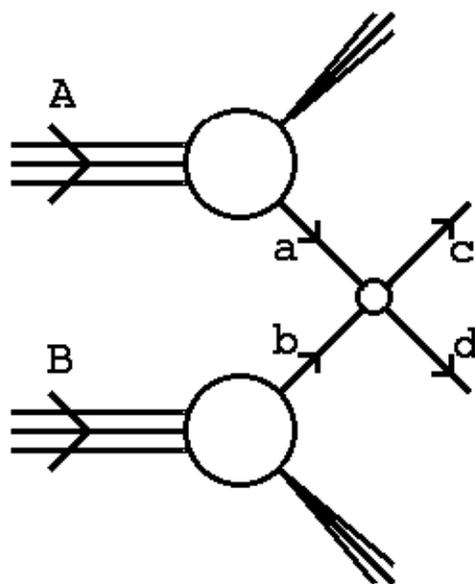


Figure A.1 Processus $\bar{p}p \rightarrow abX \rightarrow cdX$.

- A, B, a, b, c, d sont respectivement les quadrivecteurs énergie-impulsion de l'antiproton, du proton et des particules du sous-processus $ab \rightarrow cd$,
- les invariants de Mandelstam $s = (A + B)^2, \hat{s} = (a + b)^2, \hat{t} = (a - c)^2, \hat{u} = (a - d)^2$,
- l'angle de diffusion $\hat{\theta}$ entre \vec{a} et \vec{c} mesuré dans le centre de masse (a,b),
- les fractions d'impulsion x_a et x_b telles que $a = x_a A$ et $b = x_b B$,
- les rapidités y_c, y_d des particule c et d dans le référentiel du laboratoire,
- les rapidités \hat{y}_c, \hat{y}_d des particules c et d dans le référentiel du centre de masse (a,b),
- la rapidité y du système (c,d) dans le référentiel du laboratoire.

En négligeant les masses des particules a,b,c,d, les composantes des quadrivecteurs dans les deux référentiels sont données par le tableau A.1 et la transformation de Lorentz par le tableau A.2.

A.2 Relations.

On démontre facilement de proche en proche les relations suivantes :

$$\hat{s} = 2ab = 2cd = x_a x_b s, \quad (\text{A.1})$$

$$\hat{t} = -2ac = -2bd = -\frac{\hat{s}}{2}(1 - \cos \hat{\theta}), \quad (\text{A.2})$$

$$\hat{u} = -2ad = -2bc = -\frac{\hat{s}}{2}(1 + \cos \hat{\theta}), \quad (\text{A.3})$$

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{x_a}{x_b}, \quad (\text{A.4})$$

$$\hat{y}_c = \frac{1}{2} \ln \frac{1 + \cos \hat{\theta}}{1 - \cos \hat{\theta}} = \ln \cotg \frac{\hat{\theta}}{2} = \frac{y_c - y_d}{2}, \quad (\text{A.5})$$

$$\hat{y}_d = \ln \tg \frac{\hat{\theta}}{2} = -\frac{y_c - y_d}{2}, \quad (\text{A.6})$$

$$y_c = \hat{y}_c + y, \quad (\text{A.7})$$

$$y_d = \hat{y}_d + y, \quad (\text{A.8})$$

et surtout les relations permettant de passer des quantités mesurées dans le laboratoire aux variables décrivant le sous-processus :

$$\cos \hat{\theta} = \text{th} \frac{y_c - y_d}{2} \quad (\text{A.9})$$

quadrivecteur	centre de masse (a,b)	laboratoire
A	$\frac{\sqrt{\hat{s}}}{2x_a} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix}$	$\frac{\sqrt{s}}{2} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix}$
B	$\frac{\sqrt{\hat{s}}}{2x_b} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ -1 \end{pmatrix}$	$\frac{\sqrt{s}}{2} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ -1 \end{pmatrix}$
a	$\frac{\sqrt{\hat{s}}}{2} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix}$	$\frac{\sqrt{s}}{2} \begin{pmatrix} x_a \\ 0 \\ 0 \\ x_a \end{pmatrix}$
b	$\frac{\sqrt{\hat{s}}}{2} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ -1 \end{pmatrix}$	$\frac{\sqrt{s}}{2} \begin{pmatrix} x_b \\ 0 \\ 0 \\ -x_b \end{pmatrix}$
c	$\frac{\sqrt{\hat{s}}}{2} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ \sin \hat{\theta} \\ \cos \hat{\theta} \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \frac{\sqrt{s}}{4} \left((x_a(1 + \cos \hat{\theta}) + x_b(1 - \cos \hat{\theta})) \right) \\ 0 \\ \frac{\sqrt{\hat{s}}}{2} \sin \hat{\theta} \\ \frac{\sqrt{s}}{4} \left((x_a(1 + \cos \hat{\theta}) - x_b(1 - \cos \hat{\theta})) \right) \end{pmatrix}$
d	$\frac{\sqrt{\hat{s}}}{2} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ -\sin \hat{\theta} \\ -\cos \hat{\theta} \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \frac{\sqrt{s}}{4} \left((x_a(1 - \cos \hat{\theta}) + x_b(1 + \cos \hat{\theta})) \right) \\ 0 \\ -\frac{\sqrt{\hat{s}}}{2} \sin \hat{\theta} \\ \frac{\sqrt{s}}{4} \left((x_a(1 - \cos \hat{\theta}) - x_b(1 + \cos \hat{\theta})) \right) \end{pmatrix}$

Tableau A.1 Composantes des quadrivecteurs.

centre de masse (a,b) → laboratoire	laboratoire → centre de masse (a,b)
$\begin{pmatrix} \frac{x_a+x_b}{2\sqrt{x_ax_b}} & 0 & 0 & \frac{x_a-x_b}{2\sqrt{x_ax_b}} \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ \frac{x_a-x_b}{2\sqrt{x_ax_b}} & 0 & 0 & \frac{x_a+x_b}{2\sqrt{x_ax_b}} \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \frac{x_a+x_b}{2\sqrt{x_ax_b}} & 0 & 0 & -\frac{x_a-x_b}{2\sqrt{x_ax_b}} \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ -\frac{x_a-x_b}{2\sqrt{x_ax_b}} & 0 & 0 & \frac{x_a+x_b}{2\sqrt{x_ax_b}} \end{pmatrix}$

Tableau A.2 Transformation de Lorentz centre de masse (a,b) ↔ laboratoire.

$$\sin \hat{\theta} = \frac{1}{\operatorname{ch} \frac{y_c - y_d}{2}} \quad (\text{A.10})$$

$$x_a = \frac{2p_t}{\sqrt{s}} e^{\frac{y_c + y_d}{2}} \operatorname{ch} \frac{y_c - y_d}{2} \quad (\text{A.11})$$

$$x_b = \frac{2p_t}{\sqrt{s}} e^{-\frac{y_c + y_d}{2}} \operatorname{ch} \frac{y_c - y_d}{2} \quad (\text{A.12})$$

où p_t est l'impulsion transverse de c ou d, commune aux deux référentiels. On note par un indice t les impulsions transverses (communes aux deux référentiels) et l'on définit la masse transverse du système (c,d) par $m_t = (|\vec{c}_t| + |\vec{d}_t|)^2 - (\vec{c}_t + \vec{d}_t)^2$.

Annexe B

Production et désintégration du boson W

B.1 Désintégration.

La section efficace différentielle de désintégration du W^+ en un fermion et un antifermion quelconques \bar{c} et d (figure B.1) s'écrit

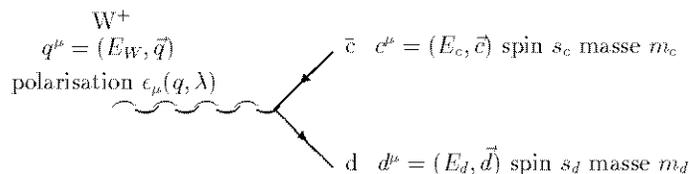


Figure B.1 Désintégration du W.

$$d^6\sigma \quad (W^+ \rightarrow \bar{c}d) = \frac{d^6\text{Lips}}{\Phi} \frac{K}{3} \sum_{\lambda=0,+,-} \sum_{s_c, s_d=\uparrow\downarrow} |\mathcal{M}|^2 \quad (\text{B.1})$$

$$= \frac{8KG_F m_W^4}{3\sqrt{2}} \left(1 - \frac{1}{2} \frac{m_c^2}{m_W^2} - \frac{1}{2} \frac{m_d^2}{m_W^2} - \frac{1}{2} \frac{(m_c^2 - m_d^2)^2}{m_W^4}\right) \delta^{(4)}(q - c - d) \frac{1}{(2\pi)^2 2E_W} \frac{d^3\vec{c}}{2E_c} \frac{d^3\vec{d}}{2E_d} \quad (\text{B.2})$$

où

- $d^6\text{Lips}$ est l'élément d'espace de phase

$$d^6\text{Lips} = \delta^{(4)}(q - c - d) \frac{1}{(2\pi)^2} \frac{d^3\vec{c}}{2E_c} \frac{d^3\vec{d}}{2E_d} \quad (\text{B.3})$$

- $\Phi = \frac{1}{2E_W}$ est le facteur de flux,
- K regroupe les corrections QCD,
- $\frac{1}{3} \sum_{\lambda=0,+,-} \sum_{s_c, s_d=\uparrow\downarrow} |\mathcal{M}|^2$ est la moyenne sur les polarisations du W et la somme sur les spins du fermion et de l'antifermion de l'élément de matrice au carré

$$-i\mathcal{M} = \frac{-ig}{\sqrt{2}} \bar{u}(d, s_d) \not{\epsilon}(q, \lambda) \frac{1 - \gamma^5}{2} v(c, s_c), \quad (\text{B.4})$$

$$\frac{1}{3} \sum_{\lambda=0,+,-} \sum_{s_c, s_d=\uparrow\downarrow} |\mathcal{M}|^2 = \sum_{\lambda=0,+,-} \frac{G_F m_W^2}{3\sqrt{2}} \epsilon_\mu(q, \lambda) \epsilon_\nu^*(q, \lambda) \text{Tr}(\gamma^\mu (1 - \gamma^5) \not{\epsilon} (1 - \gamma^5) \not{\epsilon}) = \quad (\text{B.5})$$

$$\frac{8G_F m_W^4}{3\sqrt{2}} \left(1 - \frac{1}{2} \frac{m_c^2}{m_W^2} - \frac{1}{2} \frac{m_d^2}{m_W^2} - \frac{1}{2} \frac{(m_c^2 - m_d^2)^2}{m_W^4}\right). \quad (\text{B.6})$$

En intégrant B.1 celle ci on obtient la largeur partielle $\Gamma(W^+ \rightarrow \bar{c}d)$

$$\Gamma(W \rightarrow \bar{c}d) = \int \frac{d\text{Lips}}{\Phi} \frac{1}{3} \sum_{\lambda=0,+,-} \sum_{s_c, s_d=\uparrow\downarrow} |\mathcal{M}|^2 \quad (\text{B.7})$$

$$= \frac{KG_F m_W^3}{6\pi\sqrt{2}} \lambda^{\frac{1}{2}}\left(1, \frac{m_c^2}{m_W^2}, \frac{m_d^2}{m_W^2}\right) \left(1 - \frac{1}{2} \frac{m_c^2}{m_W^2} - \frac{1}{2} \frac{m_d^2}{m_W^2} - \frac{1}{2} \frac{(m_c^2 - m_d^2)^2}{m_W^4}\right), \quad (\text{B.8})$$

où λ est la fonction cinématique définie par $\lambda(x, y, z) = x^2 + y^2 + z^2 - 2xy - 2yz - 2xz$. Dans le cas d'une désintégration leptonique en $\nu_\ell \bar{\ell}^+$, m_c et m_d sont négligeables devant m_W , de sorte qu'il reste seulement

$$\Gamma(W^+ \rightarrow \nu_\ell \bar{\ell}^+) = \frac{KG_F m_W^3}{6\pi\sqrt{2}}. \quad (\text{B.9})$$

Dans le cas d'une désintégration hadronique en un quark q et un antiquark \bar{q}' , il faut multiplier l'élément de matrice au carré par 3 puisque qu'il y a 3 couleurs de quarks, et par $|V_{qq'}|^2$ module au carré de l'élément de matrice de Kobayashi-Maskawa, pour obtenir

$$\Gamma(W^+ \rightarrow q\bar{q}') = \frac{KG_F m_W^3}{2\pi\sqrt{2}} \lambda^{\frac{1}{2}}\left(1, \frac{m_c^2}{m_W^2}, \frac{m_d^2}{m_W^2}\right) \left(1 - \frac{1}{2} \frac{m_c^2}{m_W^2} - \frac{1}{2} \frac{m_d^2}{m_W^2} - \frac{1}{2} \frac{(m_c^2 - m_d^2)^2}{m_W^4}\right) |V_{qq'}|^2, \quad (\text{B.10})$$

avec $q = u, c$ et $q' = d, s, b$, le quark top étant exclu car $m_{top} > m_W$. En négligeant la masse des quarks u,c,d,s,b les différentes largeurs valent

$$\Gamma(W^+ \rightarrow q\bar{q}') = \frac{KG_F m_W^3}{2\pi\sqrt{2}} |V_{qq'}|^2. \quad (\text{B.11})$$

Les valeurs numériques des largeurs sont regroupées dans le tableau B.1

état final X	$\Gamma(W^+ \rightarrow X)$ (GeV)	$\Gamma(W^+ \rightarrow X)/\Gamma_W$
$e^+ \nu_e$	2.38×10^{-1}	1.11×10^{-1}
$\mu^+ \nu_\mu$	2.38×10^{-1}	1.11×10^{-1}
$\tau^+ \nu_\tau$	2.38×10^{-1}	1.11×10^{-1}
$\bar{d}u$	6.80×10^{-1}	3.17×10^{-1}
$\bar{s}u$	3.50×10^{-2}	1.63×10^{-2}
$\bar{b}u$	1.15×10^{-5}	5.33×10^{-6}
$\bar{d}c$	3.50×10^{-2}	1.63×10^{-2}
$\bar{s}c$	6.79×10^{-1}	3.16×10^{-1}
$\bar{b}c$	1.39×10^{-3}	6.45×10^{-4}
total	2.15	1.

Tableau B.1 Largeurs partielles de désintégration du W.

B.2 Production hadronique.

La section efficace différentielle de production du W^+ à partir d'un antiquark \bar{a} et d'un quark b quelconques (figure B.2) s'obtient par le même calcul que précédemment

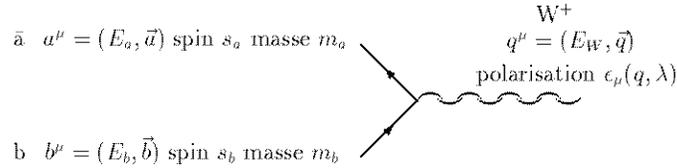


Figure B.2 Production du W.

aux constantes près :

$$d^6\sigma(\bar{a}b \rightarrow W^+) = \frac{d^6\text{Lips}}{\Phi} \frac{K'}{4} \sum_{\lambda=0,+,-} \sum_{s_a, s_b=\uparrow\downarrow} |\mathcal{M}|^2 \quad (\text{B.12})$$

$$= \frac{2K'G_F m_W^4}{\sqrt{2}} \left(1 - \frac{1}{2} \frac{m_a^2}{m_W^2} - \frac{1}{2} \frac{m_b^2}{m_W^2} - \frac{1}{2} \frac{(m_a^2 - m_b^2)^2}{m_W^4}\right) \delta^{(4)}(a + b - c) \frac{1}{(2\pi)^2 2\hat{s}} \frac{d^3\vec{a}}{2E_a} \frac{d^3\vec{b}}{2E_b}. \quad (\text{B.13})$$

En intégrant celle ci on obtient la section efficace $\hat{\sigma}(\bar{q}q' \rightarrow W^+)$ de production *partonique* du W^+

$$\hat{\sigma}(\bar{q}q' \rightarrow W^+) = \int \frac{d\text{Lips}}{\Phi} \frac{1}{4} \sum_{\lambda=0,+,-} \sum_{s_a, s_b=\uparrow\downarrow} |\mathcal{M}|^2 = \quad (\text{B.14})$$

$$= \frac{2\pi K' G_F m_W^2}{\sqrt{2}} |V_{qq'}|^2 \delta(\hat{s} - m_W^2). \quad (\text{B.15})$$

La section efficace $\sigma(p\bar{p} \rightarrow W^+ X)$ de production *hadronique* du W^+ s'obtient en multipliant $\hat{\sigma}$ par les densités de quark et d'antiquark dans le proton et l'antiproton, en multipliant par un facteur de couleur $\frac{1}{3} = 3 \times \frac{1}{3} \times \frac{1}{3}$, et en intégrant sur x_a et x_b

$$\sigma(p\bar{p} \rightarrow W^+ X) = \frac{K'}{3} \int_0^1 dx_a \int_0^1 dx_b \sum_{q,q'} f_{\bar{q}}^{\bar{p}}(x_a) f_{q'}^p(x_b) \hat{\sigma} + (\bar{q} \leftrightarrow q'), \quad (\text{B.16})$$

où

- l'on suppose que $q^2 = m_W^2 = \hat{s}$ est l'échelle d'énergie appropriée pour évaluer les densités $f_{\bar{q}}^{\bar{p}}(x_a)$ de quark q dans le proton et $f_{\bar{q}'}^{\bar{p}}(x_b)$ d'antiquark \bar{q}' dans l'antiproton,
- $+(q \leftrightarrow \bar{q}')$ prend en compte le fait que le quark peut venir de l'antiproton et l'antiquark du proton.

Avec les nouvelles grandeurs cinématiques définies dans l'annexe A, le changement de variable

$$\left(\begin{array}{l} x_a = \sqrt{\frac{\hat{s}}{s}} e^{+y} \\ x_b = \sqrt{\frac{\hat{s}}{s}} e^{-y} \end{array} \right) \leftrightarrow \left(\begin{array}{l} \hat{s} = x_a x_b s \\ y_W = \frac{1}{2} \ln \frac{x_a}{x_b} \end{array} \right) \quad (\text{B.17})$$

admet pour jacobien

$$\left| \frac{\partial(\hat{s}, y)}{\partial(x_a, x_b)} \right| = s, \quad (\text{B.18})$$

et permet de calculer l'intégrale double précédente

$$\sigma(p\bar{p} \rightarrow W^+ X) = \frac{K}{3} \int_{-\infty}^{+\infty} dy \int_0^s \frac{d\hat{s}}{s} \sum_{q,q'} f_{\bar{q}}^{\bar{p}}(x_a) f_{q'}^p(x_b) \frac{2\pi G_F m_W^2}{\sqrt{2}} |V_{qq'}|^2 \delta(\hat{s} - m_W^2) + (q \leftrightarrow \bar{q}') \quad (\text{B.19})$$

$$= \frac{2\pi K G_F m_W^2}{3s\sqrt{2}} \int_{-\ln \frac{\sqrt{s}}{m_W}}^{+\ln \frac{\sqrt{s}}{m_W}} dy \sum_{q,q'} f_{\bar{q}}^{\bar{p}}(x_a) f_{q'}^p(x_b) |V_{qq'}|^2 + (q \leftrightarrow \bar{q}'), \quad (\text{B.20})$$

avec $x^\pm = \frac{m_W e^{\pm y}}{\sqrt{s}}$. Si l'on ne garde que les réactions dominantes il reste

$$\sigma(p\bar{p} \rightarrow W^+ X) = \frac{2\pi K G_F m_W^2}{3s\sqrt{2}} \int_{-\ln \frac{\sqrt{s}}{m_W}}^{+\ln \frac{\sqrt{s}}{m_W}} dy f_{\bar{d}}^{\bar{p}}(x_+) f_u^p(x_-) \quad (\text{B.21})$$

$$= \frac{2\pi K G_F}{3\sqrt{2}} \int_{-\ln \frac{\sqrt{s}}{m_W}}^{+\ln \frac{\sqrt{s}}{m_W}} dy x^+ f_{\bar{d}}^{\bar{p}}(x_+) x^- f_u^p(x_-). \quad (\text{B.22})$$

que l'on peut calculer numériquement avec la paramétrisation des distribution de quark et d'antiquark de son choix.

B.3 Production hadronique puis désintégration.

Avec l'élément de matrice

$$-i\mathcal{M} = \frac{-ig}{\sqrt{2}} \bar{u}(d, s_d) \gamma^\mu \frac{1 - \gamma^5}{2} v(c, s_c) \frac{-i(g_{\mu\nu} - \frac{q_\mu q_\nu}{m_W^2})}{q^2 - m_W^2 + im_W \Gamma_W} \frac{-ig}{\sqrt{2}} \bar{v}(a, s_a) \gamma^\nu \frac{1 - \gamma^5}{2} u(b, s_b) V_{qq'} \quad (\text{B.23})$$

et son carré sommé sur les spins s_c, s_d et moyenné sur les spins s_a, s_b

$$\begin{aligned} & \frac{1}{4} \sum_{s_a, s_b, s_c, s_d = \uparrow \downarrow} |\mathcal{M}|^2 = \\ & \frac{m_W^4 G^2}{8} |V_{qq'}|^2 \frac{1}{(\hat{s} - m_W^2)^2 + (m_W \Gamma_W)^2} \frac{1}{4} \sum_{s_a, s_b, s_c, s_d = \uparrow \downarrow} |\mathcal{M}|^2 \\ & \times \text{Tr}(\gamma^\mu (1 - \gamma^5) \not{b} (1 - \gamma^5) \gamma^\nu \not{d}) \text{Tr}(\gamma_\mu (1 - \gamma^5) \not{c} (1 - \gamma^5) \gamma_\nu \not{a}) = \\ & 8m_W^4 G^2 |V_{qq'}|^2 \frac{\hat{u}^2}{(\hat{s} - m_W^2)^2 + (m_W \Gamma_W)^2} \end{aligned} \quad (\text{B.24})$$

on obtient, à partir de la formule générale

$$\frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}} = \frac{1}{16\pi \lambda(\hat{s}, m_a^2, m_b^2)} \frac{1}{4} \sum_{s_a, s_b, s_c, s_d = \uparrow \downarrow} |\mathcal{M}|^2 \quad (\text{B.25})$$

la section efficace différentielle du processus complet $\bar{q}q' \rightarrow W^+ \rightarrow e^+ \nu_e$

$$\frac{d\hat{\sigma}(\bar{q}q' \rightarrow W^+ \rightarrow e^+ \nu_e)}{d\hat{t}} = \frac{m_W^4 G^2}{2\pi \hat{s}^2} |V_{qq'}|^2 \frac{\hat{u}^2}{(\hat{s} - m_W^2)^2 + (m_W \Gamma_W)^2}. \quad (\text{B.26})$$

A partir de cette section efficace et de la relation

$$\hat{u} = -\frac{\hat{s}}{2}(1 + \cos \hat{\theta}) \quad \Rightarrow \quad d\hat{u} = \frac{\hat{s}}{2} d \cos \hat{\theta}, \quad (\text{B.27})$$

on peut récrire l'égalité précédente

$$\frac{d\hat{\sigma}(\bar{q}q' \rightarrow W^+ \rightarrow e^+ \nu_e)}{d \cos \hat{\theta}} = \frac{m_W^4 G^2}{16\pi} |V_{qq'}|^2 \frac{\hat{s}(1 + \cos \hat{\theta})^2}{(\hat{s} - m_W^2)^2 + (m_W \Gamma_W)^2}, \quad (\text{B.28})$$

puis intégrer

$$\hat{\sigma}(\bar{q}q' \rightarrow W^+ \rightarrow e^+ \nu_e) = \frac{m_W^4 G^2}{6\pi} |V_{qq'}|^2 \frac{\hat{s}}{(\hat{s} - m_W^2)^2 + (m_W \Gamma_W)^2}. \quad (\text{B.29})$$

En utilisant de plus les relations suivantes (voir A)

$$y_c = \frac{1}{2} \ln \frac{1 + \cos \hat{\theta}}{1 - \cos \hat{\theta}} \quad \Rightarrow \quad \frac{d \cos \hat{\theta}}{dy} = \sin^2 \hat{\theta}, \quad (\text{B.30})$$

$$\cos \hat{\theta} = \pm \sqrt{1 - \frac{4\hat{c}_t^2}{\hat{s}}} \quad \Rightarrow \quad \frac{d \cos \hat{\theta}}{d\hat{c}_t^2} = \mp \frac{2}{\hat{s}} \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{4\hat{c}_t^2}{\hat{s}}}}, \quad (\text{B.31})$$

$$m_t^2 = 4\hat{c}_t^2 \quad \Rightarrow \quad \frac{d\hat{c}_t^2}{dm_t^2} = 4, \quad (\text{B.32})$$

on obtient les distributions angulaire, en rapidité du positron, en impulsion transverse du positron et en masse transverse du système (positron-neutrino)

$$\frac{d\hat{\sigma}(\bar{q}q' \rightarrow W^+ \rightarrow e^+\nu_e)}{d\cos\hat{\theta}} = \frac{3}{8}\hat{\sigma}(\bar{q}q' \rightarrow W^+ \rightarrow e^+\nu_e)(1 + \cos\hat{\theta})^2, \quad (\text{B.33})$$

$$\frac{d\hat{\sigma}(\bar{q}q' \rightarrow W^+ \rightarrow e^+\nu_e)}{d\hat{y}} = \frac{3}{8}\hat{\sigma}(\bar{q}q' \rightarrow W^+ \rightarrow e^+\nu_e)\frac{(1 + \text{th}\hat{y})^2}{\text{ch}^2\hat{y}}, \quad (\text{B.34})$$

$$\frac{d\hat{\sigma}(\bar{q}q' \rightarrow W^+ \rightarrow e^+\nu_e)}{d\vec{c}_t^2} = \frac{3}{2}\frac{\hat{\sigma}(\bar{q}q' \rightarrow W^+ \rightarrow e^+\nu_e)}{\hat{s}}\frac{1 - 2\vec{c}_t^2/\hat{s}}{\sqrt{1 - 4\vec{c}_t^2/\hat{s}}}, \quad (\text{B.35})$$

$$\frac{d\hat{\sigma}(\bar{q}q' \rightarrow W^+ \rightarrow e^+\nu_e)}{dm_t^2} = \frac{3}{16}\frac{\hat{\sigma}(\bar{q}q' \rightarrow W^+ \rightarrow e^+\nu_e)}{\hat{s}}\frac{2 - m_t^2/\hat{s}}{\sqrt{1 - m_t^2/\hat{s}}}, \quad (\text{B.36})$$

où l'on n'a gardé pour les deux dernières lignes que les termes pairs en $\cos\hat{\theta}$.

Annexe C

Désintégration du quark top

Dans le cadre du modèle standard, le quark top supposé plus massif que le boson W se désintègre en $t \rightarrow W^+q$ où q est l'un des quarks d, s, b (figure C.1). La section efficace

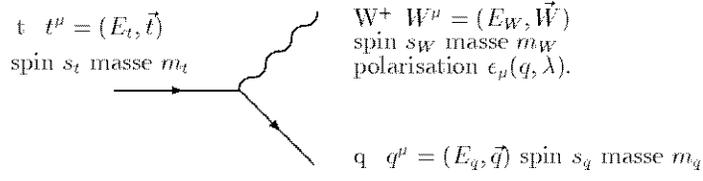


Figure C.1 Désintégration du quark top.

différentielle de désintégration s'écrit

$$d^6\sigma(t \rightarrow qW^+) = \frac{d^6\text{Lips}}{\Phi} \frac{1}{2} \sum_{\lambda=0,+,-} \sum_{s_t, s_q=\uparrow\downarrow} |\mathcal{M}|^2 \quad (\text{C.1})$$

$$= \sqrt{2}G_F m_W^4 |V_{tq}|^2 \left(\left(\frac{m_t^2}{m_W^2} - \frac{m_q^2}{m_W^2} \right)^2 + \frac{m_t^2}{m_W^2} + \frac{m_q^2}{m_W^2} - 2 \right) \delta^{(4)}(t - q - W) \frac{1}{(2\pi)^2} \frac{d^3\vec{W}}{2E_t} \frac{d^3\vec{q}}{2E_W} \frac{d^3\vec{q}}{2E_q} \quad (\text{C.2})$$

où

- $d^6\text{Lips}$ est l'élément d'espace de phase

$$d^6\text{Lips} = \delta^{(4)}(t - q - w) \frac{1}{(2\pi)^2} \frac{c^3 \vec{q}}{2E_q} \frac{d^3\vec{W}}{2E_W} \quad (\text{C.3})$$

- $\Phi = \frac{1}{2E_t}$ est le facteur de flux,

- $\frac{1}{3} \sum_{\lambda=0,+,-} \sum_{s_c, s_d=\uparrow\downarrow} |\mathcal{M}|^2$ est la somme sur les polarisations du W^+ et sur les spins du quark q et la moyenne sur les spins du top de l'élément de matrice au carré

$$-i\mathcal{M} = \frac{-ig}{\sqrt{2}} \bar{u}(q, s_q) \not{\epsilon}^*(W, \lambda) \frac{1 - \gamma^5}{2} v(t, s_t), \quad (\text{C.4})$$

$$\frac{1}{2} \sum_{\lambda=0,+,-} \sum_{s_c, s_d=\uparrow\downarrow} |\mathcal{M}|^2 = \sum_{\lambda=0,+,-} \frac{Gm_W^2}{2\sqrt{2}} |V_{tq}|^2 \epsilon_\mu(W, \lambda) \epsilon_\nu^*(W, \lambda) \times \\ \text{Tr}(\gamma^\mu (1 - \gamma^5) (\not{q} + m_q) \gamma^\nu (1 - \gamma^5) (\not{t} + m_t)) \quad (\text{C.5})$$

$$= \frac{2Gm_W^4}{\sqrt{2}} |V_{tq}|^2 \left(\left(\frac{m_t^2}{m_W^2} - \frac{m_q^2}{m_W^2} \right)^2 + \frac{m_t^2}{m_W^2} + \frac{m_q^2}{m_W^2} - 2 \right). \quad (\text{C.6})$$

En intégrant celle ci on obtient la largeur partielle $\Gamma(t \rightarrow qW^+)$

$$\Gamma(t \rightarrow qW^+) = \int \frac{d\text{Lips}}{\Phi} \frac{1}{2} \sum_{\lambda=0,+,-} \sum_{s_t, s_q=\uparrow\downarrow} |\mathcal{M}|^2 \quad (\text{C.7})$$

$$= \frac{G_F m_t^4}{8\pi \sqrt{2} E_t} |V_{tq}|^2 \lambda^{\frac{1}{2}} \left(1, \frac{m_q^2}{m_t^2}, \frac{m_W^2}{m_t^2} \right) \left(\left(1 - \frac{m_q^2}{m_t^2} \right)^2 + \frac{m_W^2}{m_t^2} \left(1 + \frac{m_q^2}{m_t^2} \right) - 2 \frac{m_W^4}{m_t^4} \right), \quad (\text{C.8})$$

où λ est la fonction cinématique définie par $\lambda(x, y, z) = x^2 + y^2 + z^2 - 2xy - 2yz - 2xz$. En particulier, dans le référentiel de repos du top, où $E_t = m_t$,

$$\Gamma(t \rightarrow qW^+) = \frac{G_F m_t^3}{8\pi \sqrt{2}} |V_{tq}|^2 \lambda^{\frac{1}{2}} \left(1, \frac{m_q^2}{m_t^2}, \frac{m_W^2}{m_t^2} \right) \left(\left(1 - \frac{m_q^2}{m_t^2} \right)^2 + \frac{m_W^2}{m_t^2} \left(1 + \frac{m_q^2}{m_t^2} \right) - 2 \frac{m_W^4}{m_t^4} \right). \quad (\text{C.9})$$

Comme de plus $m_q \ll m_t$, il ne reste que (figure C.2)

$$\Gamma(t \rightarrow qW^+) = \frac{G_F m_t^3}{8\pi \sqrt{2}} |V_{tq}|^2 \left(1 - \frac{m_W^2}{m_t^2} \right)^2 \left(1 + 2 \frac{m_W^2}{m_t^2} \right). \quad (\text{C.10})$$

Les rapports de branchement $B(t \rightarrow qW^+)$ valent alors

$$V_{tb} = 0.9990 \pm 0.0004 \Rightarrow B(t \rightarrow bW^+) \simeq 1, \quad (\text{C.11})$$

$$V_{ts} = 0.044 \pm 0.010 \Rightarrow B(t \rightarrow sW^+) \simeq 0.2\%, \quad (\text{C.12})$$

$$V_{td} = 0.011 \pm 0.009 \Rightarrow B(t \rightarrow dW^+) \simeq 0.01\%. \quad (\text{C.13})$$

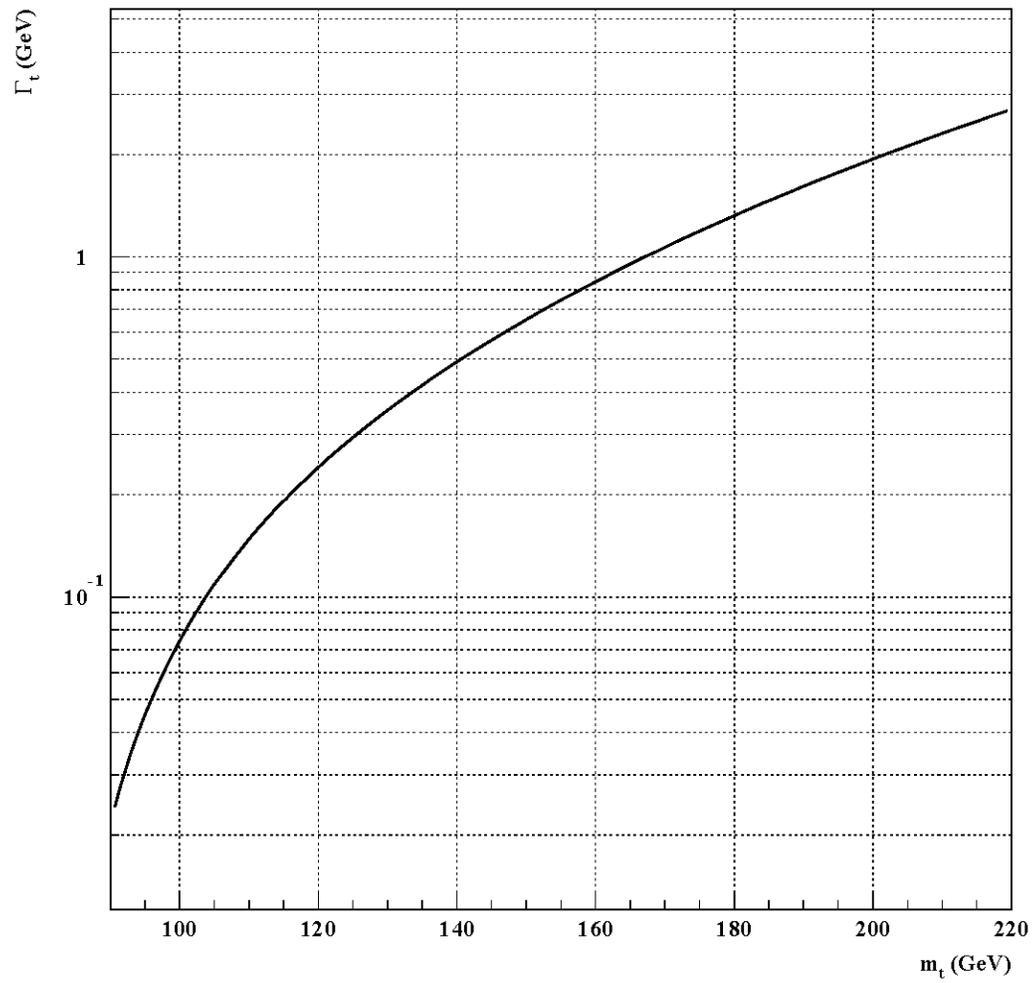


Figure C.2 Largeur $\Gamma(t \rightarrow qW^+)$ (pour $V_{tq} = 1$) en fonction de la masse du quark top.

Annexe D

La collaboration DØ

Universidad de los Andes, Bogota, Colombia
University of Arizona
Brookhaven National Laboratory
Brown University
University of California, Irvine
University of California, Riverside
Centro Brasileiro de Pesquisas Fisicas, Rio de Janeiro, Brazil
CINVESTAV, Mexico City, Mexico
Columbia University
Delhi University, Delhi, India
Fermi National Accelerator Laboratory
Florida State University
University of Hawaii
University of Illinois, Chicago
Indiana University
Iowa State University
Korea University, Seoul, Korea
Lawrence Berkeley Laboratory
University of Maryland
University of Michigan
Michigan State University
Moscow State University, Russia
New York University
Northeastern University
Northern Illinois University
Northwestern University
University of Notre Dame
Panjab University, Chandigarh, India
Institute for High Energy Physics, Protvino, Russia
Purdue University
Rice University
University of Rochester
CEN Saclay, France
State University of New York, Stony Brook
Superconducting Supercollider Laboratory, Dallas
Tata Institute of Fundamental Research, Bombay, India
University of Texas, Arlington
Texas A&M University

B. Gomez, B. Hoeneisen, D. Mendoza, P. Nechev, J.P. Negret, O. Ramirez,
J. Roldan, A. Serna
Universidad de los Andes, Bogota Colombia

J. Chen, D. Fein, G. Forden, E. James, K. Johns, P. Loch, L. Markovsky, B. May,
A. Milder, J. Rutherford, M. Shupe, A. Smith, C. Zeitnitz
University of Arizona

S. Aronson, M. Fatyga, J. Featherly, B. Gibbard, H. Gordon, N. Graf, J.M. Guida,
W. Guryin, S. Kahn, S. Protopopescu, P. Yamin
Brookhaven National Laboratory

J. Bantly, D. Cullen-Vidal, D. Cutts, T. Fahland, J. Hoftun, R. Lanou, F. Nang,
D. Nešić, R. Partridge, H.W. Xu, R. Zeller
Brown University

J. Drinkard, A. Lankford, A. Lipniacka, D. Stoker
University of California, Irvine

K. Bazizi, B. Choudhary, J. Ellison, R. Hall, A. P. Heinson, T. Huehn,
A. Kernan, S. Wimpenny
University of California, Riverside

G. Alves, G. Lima, A.K.A. Maciel, V. Oguri, A. Santoro, M. Souza, M. Vaz
LAFEX, Centro Brasileiro de Pesquisas Fisicas, Rio de Janeiro Brazil

H. Castilla, G. Herrera
CINVESTAV, Mexico City Mexico

I. Adam, P. Franzini, U. Heintz, P.M. Tuts
Columbia University

M. Bhattacharjee, V. Kapoor, R. K. Shivpuri
Delhi University, Delhi India

S. Abachi, S. Ahn, B. Baldin, J.F. Bartlett, P. Bhat, F. Borcharding,
A. Brandt, A. Bross, J.M. Butler, J. Christenson, W.E. Cooper, M. Demarteau,
K. Denisenko, N. Denisenko, H.T. Diehl, M. Diesburg, R. Dixon, D. Eartly,
D. Elvira, H.E. Fisk, S. Fuess, C. Gao, K. Genser, C. Gerber, D. R. Green,
H. Greenlee, H. Haggerty, S. Igarashi, A.S. Ito, M. Johnson, A. Jonckheere, H. Jöstlein,
B. Klima, S. Krzywdzinski, R. Li, Q.Z. Li-Demarteau, R. Lipton, L. Lueking,
E. Malamud, I. Manning, H.-S. Mao, M. I. Martin, H. Melanson, X.-C. Meng,
W. Merritt, S. Mishra, H.E. Montgomery, C.T. Murphy, M. Narain, N. Oshima,
A. Para, C. H. Park, A. Peryshkin, H. Prosper, Y. Que, P. Quintas, P. Rapidis, R. Raja,
A.L. Read, W. Smart, R.P. Smith, A. Taketani, M. Tartaglia, D.-C. Wang, L. Wang, D. Wood,
P. Xie, R. Yamada, M.-J. Yang, Y. Zhou, Y. Zhu
Fermi National Accelerator Laboratory

W. Dharmaratna, M. Goforth, S. Hagopian, V. Hagopian, A. Klatchko, S. Linn,
R. Madden, H. Piekarz, C. Shaffer, H. Wahl, D. Xiao, S. Youssef
Florida State University

J. Balderston, M. Cummings, M. Jones, M. Peters, C. Yoshikawa
University of Hawaii

M. Adams, D. Averill, M. Chung, H. Goldberg, S. Margulies, T. McKibben, J. Solomon
University of Illinois, Chicago

G. Alvarez, T. Marshall, H. J. Martin, C. Murphy, D. Zieminska, A. Zieminski
Indiana University

E. W. Anderson, P. Dervenagas, J. M. Hauptman, M. Pang, A. Zinchenko
Iowa State University

J. S. Kang, C. L. Kim, D. W. Kim, S. K. Kim, Y. M. Park
Korea University, Seoul, Korea

H. Aihara, J. Bendich, L.-P. Chen, A.R. Clark, O.I. Dahl, A. Goldschmidt,
P. Grudberg, L. Kerth, S.C. Loken, R.J. Madaras, E. Oltman, N.A. Roe,
A.L. Spadafora, M.L. Stevenson, M. Strovink, T. G. Trippe, P. Virador
Lawrence Berkeley Laboratory

A. Baden, W. G. Cobau, N. J. Hadley, S. Kunori, A. L. Lyon, D. Norman, K. Streets
P. Tamburello
University of Maryland

N. Amos, T. L. Geld, H.A. Neal, L. Oesch, D. Stewart, G.R. Snow, J. Qian, S. Zhang
University of Michigan

M. Abolins, R. Brock, D. Edmunds, S. Fahey, E. Flattum, K. Frame, R. Genik,
N. Grossman, S. Jerger, J. Linnemann, J. McKinley, P. Mooney, D. Owen, B. Pi,
B. G. Pope, H. Weerts, Y. Xia
Michigan State University

E.E. Boos, P. F. Ermolov, Yu.V. Fisyak, A.K. Leflat, A.M. Rusin,
E.K. Shabbalina, E.G. Zverev
Moscow State University, Russia

J. Kourlas, A. Mincer, M. Mudan, P. Nemethy, J. Sculli, J. Yang, Q. Zhu
New York University

E. Amidi, S.-M. Chang, R. Demina, H. Johari, J. Morimisato, M. Glaubman,
S. Reucroft, E. von Goeler, J. Wilcox, T. Yasuda
Northeastern University

M. Fortner, J. Green, D. Hedin, R. Markeloff, V. Sirotenko, S. Willis
Northern Illinois University

R. E. Avery, S. Blessing, D. Buchholz, B. Gobbi, Y.-K. Li, Y.-C. Liu, T. Joffe-Minor,
 H. Schellman
Northwestern University

V. Balamurali, N. Biswas, J. Jaques, R. Kehoe, M. Kelly, R. Ruchti,
 J. Warchol, M. Wayne
University of Notre Dame

S. Beri, V. Bhatnagar, S. Chopra, J. M. Kohli, J. B. Singh, P. M. Sood
Panjab University, Chandigarh India

Y. Antipov, V. Bezzubov, N. Bozko, V. Burtovoy, S. Chekulaev, D. Denisov,
 S. Denisov, A. Efimov, O. Eroshin, V. Evdokimov, A. Kirunin, B. Klochkov,
 V. Klyukhin, I. Kotov, V. Kochetkov, E. Kozlovsky, A. Mayorov, Y. Pischalnikov,
 V. Podstavkov, V. Riadovikov, A. Shkurenkov, D. Stoyanova, A. Suhanov, A. Vorobiev
Institute for High Energy Physics, Protvino, Russia

B. Abbott, D. Koltick,
Purdue University

D. Adams, G. Eppley, H. Miettinen, W. Oh, J. Skeens, P. Yepes
Rice University

G. Blazey, J. Borders, C. Cretsinger, G. Fanourakis, M. K. Fatyga, T. Ferbel,
 S. Grünendahl, R. Hirosky, S. Durston Johnson, F. Lobkowicz, P. Slattery
University of Rochester

Y. Ducros, J. Glicenstein, J.R. Hubbard, P. Mangeot, B. Mansoulie, A. Pluquet,
 J. Teiger, A. Zylberstejn
CEN Saclay, France

R. Astur, D. Chakraborty, W. Chen, D. Claes, J. Cochran, R. Engelmann, S. Feher,
 G. Finocchiaro, M.L. Good, P. Grannis, J. A. Guida, T. Heuring, J.Z.-Y. Jiang, C. K. Jung,
 C. Klopfenstein, S. Lami, G. Landsberg, J. Lee-Franzini, H. L. Li, S. Lökös,
 M. Marx, R. McCarthy, K. Ng, M. Paterno, D. Pizzuto, S. Rajagopalan, L. Rasmussen,
 M. Rijssenbeek, P. Rubinov, R.D. Schamberger, S. Snyder, J. Thompson, C. Yanagisawa, J. Yu
State University of New York - Stony Brook

M. Botlo, P. Dingus, M. Diwan, H. Fenker, Y. Fisyak, S. Fredricksen, V. Glebov,
 H. Johnstad, J. Kotcher, K. McFarlane, C. Milner, P. Padley, T. Regan, D. Schmid,
 I. Sheer, F. Stocker, M. Takashima, E. Wang, J. Womersley
Superconducting Supercollider Laboratory, Dallas

B. S. Acharya, M. R. Krishnaswamy, N. K. Mondal, V.S. Narasimham, M. V. S. Rao,

H.C. Shankar, P. R. Vishwanath
Tata Institute of Fundamental Research, Bombay India

K. De, P. Draper, E. Gallas, J. Li, J. Perkins, L. Sawyer, M. Sosebee, A. White
University of Texas - Arlington

A. Boehnlein, M. Gui, R. Huson, J.T. White, J. A. Wightman
Texas A&M University

Annexe E

Triggers de niveaux 1 et 2

Par convention

- les triggers muon ont 'mu_' dans leur nom,
- les triggers électromagnétiques ont 'em_' dans leur nom,
- les triggers jet ont 'jet_' dans leur nom,
- les triggers d'énergie transverse manquante ont 'miss' dans leur nom,
- les triggers d'énergie transverse totale ont 'scal' dans leur nom,
- les triggers électron ont 'ele' dans leur nom,
- les triggers photon ont 'gam' dans leur nom.

Pour le trigger de niveau 1, on définit les abréviations suivantes :

- SC(e) : énergie totale transverse scalaire $> e$ GeV,
- MS(e) : énergie transverse manquante $> e$ GeV,
- JT(n,e) : n ou plus tours électromagnétiques+hadroniques avec plus de e GeV (e=3,5,7),
- EM(n,e) : n ou plus tours électromagnétiques avec plus de e GeV (e=2.5,5,7,10),
- MU(n,y) : n ou plus muons dans la zone y (y1=WAMUS $|\eta| < 1$, y2=WAMUS $|\eta| < 1.7$, y3=WAMUS et SAMUS $|\eta| < 2.4$, y5=couverture complète $|\eta| < 3.3$),
- SV : véto des scintillateurs,
- L0=1 : un seul vertex au niveau 0,
- SL0 : $|\text{vertex}|$ (calcul lent) < 10.5 cm,

- MB : micro-blanking

Pour le trigger de niveau 1.5, on définit l'abréviation :

- MX(n,y): n ou plus muons d'impulsion transverse $> 7 \text{ GeV}/c$.

Pour le trigger de niveau 2, on définit les abréviations suivantes :

- L2SC(e) : énergie totale transverse scalaire $> e \text{ GeV}$,
- L2MS(e,s) : énergie transverse manquante $> e \text{ GeV}$, de signifiante s,
- L2JT(n,e,r): n or plus jets d'énergie transverse $> e \text{ GeV}$ (taille de cône r),
- L2EM(n,e,c): n or plus clusters électromagnétiques $> e \text{ GeV}$ passant les coupures de profil c :
 - c=ESC pas de coupure de profil,
 - c=ISO ESC + isolation dans un cône,
 - c=TRN coupure de profil transverse seulement,
 - c=ELE coupure de profil transverse et longitudinal,
 - c=EIS ELE sévère + isolation dans un cône,
 - c=GAM coupure de profil optimisée pour photon,
 - c=GIS GAM + isolation dans un cône,
 - c=TRK présence d'une trace.
- L2MU(n,e,c): n pu plus muons d'impulsion transverse $> e \text{ GeV}/c$ passant les coupures de profil c.
 - c=LSE coupures lâches sur la trace,
 - c=COM coupures lâches sur la trace + rejet des cosmiques,
 - c=TYP coupures standard sur la trace,
 - c=TIG coupures standard sur la trac + rejet des cosmiques.
- L0(z): biais minimum (coupure sur z vertex),
- ETA(N_o, n, d): coupure topologique en η (N_o =nombre d'objets, o=objet (muon. électron, jet), n=nombre minimum, d= différence minimal en η entre deux objets).

Les canaux physiques sont décrits par

- All: biais minimum,
- B: physique du b et du c,

- W_m : W/Z en muons,
- W_e : W/Z en électron,
- Top: top,
- Qj: QCD,
- Qg: photon direct,
- New: nouveaux objets, SUSY, tau,
- X signifie que le trigger fait partie de l'express line.

trigger niveau 1	termes niveau 1	filtre niveau 2	termes niveau 2	σ (μb)	physique
test_trigger		zero_bias	L2P(100)		All!
zero_bias-v73		min_bias	L0(GOOD) L2P(10)	4.3E+03	All!
mu_2_max2	MU(2,y2) MX(1,y2) MB	mu_2_max2	MU(2,10,LSE) MU(1,15,TYP)	1.2E-02	Wm!X
mu_1_high	MU(1,y2) MX(1,y2) MB	mu_high	MU(1,15,COM)	2.2E-01	Wm!
mu_1_max	MU(1,y2) MX(1,y2) MB	mu_max	MU(1,15,TIG)	5.8E-02	Wm!
mu_2_low	MU(2,y4) JT(1,3) MB	mu_2_max	MU(2,10,LSE) MU(1,15,TYP)	2.0E-02	Wm!X
mu_2_high	MU(2,y2) MB	mu_2_low	MU(2,3,COM) JT(1,10,7)	2.6E-03	B!
mu_1_jet	MU(1,y2) JT(1,3) MB	mu_2_high	MU(1,3,TIG) MU(2,3,COM)	2.4E-02	B!
mu_em_1	MU(1,y3) EM(1,7) MB	mu_1_jet	MU(1,3,TIG) JT(1,10,7)	2.1E-01	B!
mu_em_2	MU(1,y3) EM(2,2.5) MB	mu_ele	MU(1,5,LSE) EM(1,7,ELE)	6.3E-03	Top!X
mu_jet_high	MU(1,y3) JT(1,5) MB	mu_ele_2	MU(1,5,COM) EM(2,2.5,TRN)	2.1E-02	B!
mu_jet_low	MU(1,y3) JT(2,3) MB	mu_jet_high	MU(1,8,COM) JT(1,15,7)	2.4E-02	Top!
scalar_et	SC(225) MB	mu_jet_max	MU(1,14,COM) JT(1,15,7)	7.6E-03	Top X
missing_et	MS(30) JT(1,3) MB	mu_jet_med	MU(2,4,COM) JT(1,15,7)	1.2E-03	B
jet_3_miss	MS(20) JT(3,5) MB	mu_jet_low	MU(1,3,COM) JT(1,10,7)	1.7E-01	B!
jet_1_miss	MS(20) JT(1,7) MB	scalar_et	SC(300,1800)	8.0E-03	New!
jet_2_gap	JT(2,5e) MB	missing_et	MS(35,0)	1.0E-02	New!
jet_2_end	JT(2,5e) MB	miss_et_mon	MS(30,0) L2P(10)	1.9E-03	New!X
jet_1_low	JT(1,3) MB	jet_3_miss	JT(3,20,5) MS(25,0)	2.5E-03	New!
jet_2_high	JT(2,7) SL0 MB	jet_miss_tau	JT(1,20,5) MS(20,0) TAU	3.3E-03	New!
jet_3_high	JT(3,7) MB	jet_gap_med	JT(2,25,7) ETA(2,4)	1.3E-02	Qj!
jet_4_med	JT(4,5)	jet_end_med	JT(1,50,7) ETA(2,0)	3.3E-02	Qj!
		jet_min	JT(1,15,3) L2P(5)	4.4E+00	Top!
		jet_medium	JT(1,50,7)	1.1E-01	Qj!
		jet_high	JT(1,85,7)	1.9E-02	Qj!
		jet_max	JT(1,115,7)	3.7E-03	Qj!X
		jet_4_med	JT(4,20,7) L2P(5)	4.4E-03	Qj!
		jet_multi	JT(5,10,3) ETA(-2.5,0)	1.4E-02	Top!
		jet_multi_x	JT(5,15,3)	2.0E-03	Top X
		scalar_et_jt	SC(300,1800) L2P(5)	7.8E-03	New!
em_1_med	EM(1,10) MB	esc_high	EM(1,60,ESC)	8.0E-03	We!
		gam_high_iso	EM(1,30,GIS)	1.9E-02	Qg /
		ele_high	EM(1,20,EIS)	9.1E-02	We!
		ele_high_trk	EM(1,20cc/60ec,EIS,TRK)	2.8E-02	We
em_1_high	EM(1,10c) MB	ele_max	EM(1,20,EIS) MS(20,0)	4.8E-03	We!X
		ele_max_sg	EM(1,20,EIS) MS(0,5)	2.6E-03	We /
em_2_med	EM(2,7)	gam_2_med	EM(2,12,GAM) EM(1,12,GIS)	5.5E-03	Qg!
		ele_high2	EM(1,20,EIS)	3.0E-02	We /
		ele_high2_tr	EM(1,20cc/60ec,EIS,TRK)	1.0E-02	We
em_2_high	EM(2,7)	ele_2_high	EM(2,10,ISO)	1.5E-02	We!
		ele_2_max	EM(2,20,EIS)	1.2E-03	We X
		ele_max2	EM(1,20,EIS) MS(20,0)	1.6E-03	We
		ele_max2_sg	EM(1,20,EIS) MS(0,5)	6.0E-04	We
em_miss	EM(1,7) JT(1,3) MS(16) MB	ele_miss	EM(1,15,ELE) MS(20,0)	9.4E-03	We!
		em_jet_miss	JT(1,15,3) MS(20,0) L2P(5)	1.4E-02	We
em_jet	EM(1,10c) JT(2,5)	ele_jet	EM(1,15,ELE;2.5) JT(2,10,3;2.5) MS(10,0)	5.2E-02	Top!
		ele_jet_max	EM(1,15,ELE;2.5) JT(2,16,3;2.5) MS(20,0)	3.7E-03	Top X
inspill					
lumin_mon					
heartbeat					

Annexe F

Matrice H

F.1 Définition de la variable χ^2 .

Pour un ensemble de variables $q_{i=1,\dots,n}$ définissons la matrice symétrique de covariance h par

$$h_{ij} = h_{ji} = \langle (q_i - \langle q_i \rangle)(q_j - \langle q_j \rangle) \rangle, \quad (\text{F.1})$$

où $\langle \rangle$ représente une moyenne sur un ensemble d'événements, et la matrice H par

$$H = h^{-1}. \quad (\text{F.2})$$

On peut alors calculer la variable¹ χ^2

$$\chi^2 = \sum_{i,j=1}^n (q_i - \langle q_i \rangle) H_{ij} (q_j - \langle q_j \rangle) = \sum_{i,j=1}^n x_i H_{ij} x_j = \vec{x}^t H \vec{x}, \quad (\text{F.3})$$

où l'on a posé

$$x_i = (q_i - \langle q_i \rangle), \quad (\text{F.4})$$

et où \vec{x}^t désigne le transposé du vecteur \vec{x} . χ^2 mesure l'accord entre l'événement décrit par les variables $q_{i=1,\dots,n}$ et la moyenne des événements, en tenant compte des corrélations entre les variables.

F.2 Prédiction de quantités non connues.

¹Cette grandeur, baptisée χ^2 à DØ par l'usage, ne suit une véritable distribution de χ^2 qui si les variables $q_{i=1,\dots,n}$ sont gaussiennes.

Supposons maintenant que, parmi ces n variables $x_{i=1,\dots,n}$, m soient *connues* et $n - m$ soient *inconnues*. Nous rangerons ces variables comme suit, en définissant deux nouveaux vecteurs \vec{k} (partie connue) et \vec{u} (partie inconnue) :

$$\begin{aligned} k_i &= x_i & i &= 1, \dots, m \\ u_i &= x_i & i &= m + 1, \dots, n \end{aligned}$$

Pour estimer la partie inconnue, on minimera χ^2 par rapport aux $n - m$ variables inconnues $x_{l=m+1,\dots,n}$

$$\frac{\partial \chi^2}{\partial x_l} = 2 \sum_{i=1}^n H_{li} x_i = 0, \quad (\text{F.5})$$

$$\sum_{i=1}^m H_{li} x_i = - \sum_{j=m+1}^n H_{lj} x_j, \quad (\text{F.6})$$

ce qui, si l'on décompose la matrice H en quatre sous-matrices

$$H = \begin{pmatrix} H_{(kk)} & H_{(ku)} \\ H_{(uk)} & H_{(uu)} \end{pmatrix}, \quad (\text{F.7})$$

peut se récrire

$$H_{(uu)} \vec{u} = -H_{(uk)} \vec{k}, \quad (\text{F.8})$$

ou encore, en exprimant la partie inconnue en fonction de la partie connue

$$\vec{u} = -H_{(uu)}^{-1} H_{(uk)} \vec{k}. \quad (\text{F.9})$$

On peut également estimer la matrice de covariance des quantités inconnues en fonction de celle des quantités connues. En effet, dans le cas général, deux matrices de covariance $V(\vec{a})$ et $V(\vec{b})$ pour deux jeux de variables \vec{a} et \vec{b} sont reliées par

$$V(\vec{a}) = D(\vec{a}) V(\vec{b}) D^T(\vec{a}) \quad (\text{F.10})$$

$$\text{où } D(\vec{a})_{ij} = \frac{\partial a_i}{\partial b_j}. \quad (\text{F.11})$$

En remplaçant dans notre cas \vec{a} par \vec{u} et \vec{b} par \vec{k} , il vient

$$D(\vec{u}) = -H_{(uu)}^{-1} H_{(uk)}, \quad (\text{F.12})$$

$$V(\vec{u}) = H_{(uu)}^{-1} H_{(uk)} H_{(kk)} H_{(uk)}^T H_{(uu)}^{-1}. \quad (\text{F.13})$$

F.3 Diagonalisation.

La matrice H est symétrique et donc diagonalisable en une matrice H' par

$$H' = U H U^t \tag{F.14}$$

où U^t désigne la transposée de la matrice unitaire U , et l'on a alors

$$\chi^2 = \vec{x}'^t H' \vec{x}' = \vec{x}'^t U^t U H U^t U \vec{x}. \tag{F.15}$$

où les composantes de \vec{x}' sont maintenant indépendantes.

Annexe G

Test de Neyman-Pearson

Soient n grandeurs mesurées $\vec{x} = x_{m=1, \dots, n}$, de densités de probabilité $p(x_m, \theta)$, où θ est l'une des alternatives θ_e ou θ_π . La vraisemblance sera alors

$$\mathcal{L}(\vec{x}, \theta) = \prod_{m=1}^n p(x_m, \theta). \quad (\text{G.1})$$

Soit encore \mathcal{D} l'ensemble des valeurs possibles de \vec{x} . Divisons \mathcal{D} en deux sous-ensembles disjoints \mathcal{D}_e et \mathcal{D}_π (ce dernier porte le nom de *région critique*)

$$\mathcal{D} = \mathcal{D}_e \cup \mathcal{D}_\pi \quad \mathcal{D}_e \cap \mathcal{D}_\pi = \emptyset. \quad (\text{G.2})$$

Si $\vec{x} \in \mathcal{D}_e$, on choisira H_e et, inversement, si $\vec{x} \in \mathcal{D}_\pi$, on choisira H_π . L'inefficacité α n'est autre que la taille de la région critique

$$\alpha = \int_{\mathcal{D}_\pi} \mathcal{L}(\vec{x}, \theta_e) d\vec{x}, \quad (\text{G.3})$$

tandis que β et $1 - \beta$ valent

$$\beta = \int_{\mathcal{D}_e} \mathcal{L}(\vec{x}, \theta_\pi) d\vec{x}, \quad (\text{G.4})$$

$$1 - \beta = \int_{\mathcal{D}} \mathcal{L}(\vec{x}, \theta_\pi) d\vec{x} - \int_{\mathcal{D}_e} \mathcal{L}(\vec{x}, \theta_\pi) d\vec{x} = \int_{\mathcal{D}_\pi} \mathcal{L}(\vec{x}, \theta_\pi) d\vec{x}. \quad (\text{G.5})$$

Pour un α fixé (c'est à dire pour une certaine inefficacité que l'on est prêt à tolérer), il existe une infinité de découpages de \mathcal{D} en deux sous-ensembles disjoints \mathcal{D}_e et \mathcal{D}_π vérifiant G.6. Le test de Neyman-Pearson donne le meilleur ; soit la constante positive c telle que simultanément

$$\alpha = \int_{\mathcal{D}_\pi} \mathcal{L}(\vec{x}, \theta_e) d\vec{x}, \quad (\text{G.6})$$

$$\mathcal{D}_\pi = \left\{ \vec{x} \mid \frac{\mathcal{L}(\vec{x}, \theta_e)}{\mathcal{L}(\vec{x}, \theta_\pi)} \leq c \right\}, \quad (\text{G.7})$$

$$\mathcal{D}_e = \left\{ \vec{x} \mid \frac{\mathcal{L}(\vec{x}, \theta_e)}{\mathcal{L}(\vec{x}, \theta_\pi)} > c \right\}, \quad (\text{G.8})$$

alors $1 - \beta$ est maximal, c'est à dire la contamination est minimale. En effet, soit un autre découpage de \mathcal{D} vérifiant G.6

$$\mathcal{D} = \mathcal{D}'_e \cup \mathcal{D}'_\pi \quad \mathcal{D}'_e \cap \mathcal{D}'_\pi = \emptyset, \quad (\text{G.9})$$

donnant une nouvelle valeur de la contamination β'

$$\beta' = \int_{\mathcal{D}'_e} \mathcal{L}(\vec{x}, \theta_\pi) d\vec{x} \quad 1 - \beta' = \int_{\mathcal{D}'_\pi} \mathcal{L}(\vec{x}, \theta_\pi) d\vec{x}. \quad (\text{G.10})$$

Comparons $1 - \beta$ avec $1 - \beta'$. Puisque

$$0 = \alpha - \alpha = \int_{\mathcal{D}_\pi} \mathcal{L}(\vec{x}, \theta_e) d\vec{x} - \int_{\mathcal{D}'_\pi} \mathcal{L}(\vec{x}, \theta_e) d\vec{x} \quad (\text{G.11})$$

$$= \int_{\mathcal{D}_\pi \cap \mathcal{D}'_e} \mathcal{L}(\vec{x}, \theta_e) d\vec{x} + \int_{\mathcal{D}_\pi \cap \mathcal{D}'_\pi} \mathcal{L}(\vec{x}, \theta_e) d\vec{x} - \int_{\mathcal{D}_\pi \cap \mathcal{D}'_\pi} \mathcal{L}(\vec{x}, \theta_e) d\vec{x} - \int_{\mathcal{D}_e \cap \mathcal{D}'_\pi} \mathcal{L}(\vec{x}, \theta_e) d\vec{x}, \quad (\text{G.12})$$

on a

$$0 = \int_{\mathcal{D}_\pi \cap \mathcal{D}'_e} \mathcal{L}(\vec{x}, \theta_e) d\vec{x} - \int_{\mathcal{D}_e \cap \mathcal{D}'_\pi} \mathcal{L}(\vec{x}, \theta_e) d\vec{x}. \quad (\text{G.13})$$

Mais G.7 permet en tout point de \mathcal{D}_π , et donc en particulier en tout point de $\mathcal{D}_\pi \cap \mathcal{D}'_e$, de majorer

$$\int_{\mathcal{D}_\pi \cap \mathcal{D}'_e} \mathcal{L}(\vec{x}, \theta_e) d\vec{x} \leq c \int_{\mathcal{D}_\pi \cap \mathcal{D}'_e} \mathcal{L}(\vec{x}, \theta_\pi) d\vec{x}. \quad (\text{G.14})$$

De même G.8 permet en tout point de \mathcal{D}_e , et donc en particulier en tout point de $\mathcal{D}_e \cap \mathcal{D}'_\pi$, de majorer

$$- \int_{\mathcal{D}_e \cap \mathcal{D}'_\pi} \mathcal{L}(\vec{x}, \theta_e) d\vec{x} < -c \int_{\mathcal{D}_e \cap \mathcal{D}'_\pi} \mathcal{L}(\vec{x}, \theta_\pi) d\vec{x}. \quad (\text{G.15})$$

En utilisant G.13, G.14 et G.15, il vient

$$0 \leq \int_{\mathcal{D}_\pi \cap \mathcal{D}'_e} \mathcal{L}(\vec{x}, \theta_\pi) d\vec{x} - \int_{\mathcal{D}_e \cap \mathcal{D}'_\pi} \mathcal{L}(\vec{x}, \theta_\pi) d\vec{x}, \quad (\text{G.16})$$

soit encore

$$0 \leq \int_{\mathcal{D}_\pi \cap \mathcal{D}'_e} \mathcal{L}(\vec{x}, \theta_\pi) d\vec{x} + \int_{\mathcal{D}_\pi \cap \mathcal{D}'_\pi} \mathcal{L}(\vec{x}, \theta_\pi) d\vec{x} - \int_{\mathcal{D}_\pi \cap \mathcal{D}'_\pi} \mathcal{L}(\vec{x}, \theta_\pi) d\vec{x} - \int_{\mathcal{D}_e \cap \mathcal{D}'_\pi} \mathcal{L}(\vec{x}, \theta_\pi) d\vec{x}, \quad (\text{G.17})$$

ou encore

$$0 \leq \int_{\mathcal{D}_\pi} \mathcal{L}(\vec{x}, \theta_\pi) d\vec{x} - \int_{\mathcal{D}'_\pi} \mathcal{L}(\vec{x}, \theta_\pi) d\vec{x}, \quad (\text{G.18})$$

de sorte que

$$\int_{\mathcal{D}_\pi} \mathcal{L}(\vec{x}, \theta_\pi) d\vec{x} \geq \int_{\mathcal{D}'_\pi} \mathcal{L}(\vec{x}, \theta_\pi) d\vec{x}, \quad (\text{G.19})$$

c'est à dire, d'après G.5 et G.10

$$1 - \beta \geq 1 - \beta'. \quad (\text{G.20})$$

Bibliographie

- [1] J.E. Huth et al., 1990. *Fermilab-Conf-90/249 E*.
- [2] R. Astur, 1993. Conference on elastic and diffractive scattering at Brown University.
- [3] S.D. Ellis et al. *Phys. Rev. Lett.*, 69:1496, 1992.
- [4] S.D. Ellis et al. *Phys. Rev.*, D40:2188, 1989.
- [5] S.D. Ellis et al. *Phys. Rev. Lett.*, 64:2121, 1990.
- [6] F. Abe et al. *Phys. Rev.*, D48:998, 1993.
- [7] R.K. Ellis et al. *Proton anti proton collider Physics*, page 131. World Scientific, 1989.
- [8] B.L. Combridge et al. *Phys. Lett.*, B70:234, 1977.
- [9] P. Giannetti et al., 1991. *Fermilab-Conf-91/137 E*, presented at the Rencontres de la vallée d'Aoste, La Thuile, Italy.
- [10] P. Bagnaia et al. *Phys. Lett.*, B144:283, 1984.
- [11] B.L. Combridge et al. *Nucl. Phys.*, B239:429, 1984.
- [12] G. Arnison et al. *Phys. Lett.*, B136:294, 1984.
- [13] A. Milder, 1993. APS conference, Washington D.C.
- [14] E.J. Eichten et al. *Phys. Rev. Lett.*, 50:811, 1983.
- [15] J. Alitti et al. *Zeit. Phys.*, C49:17, 1991.
- [16] F. Abe et al. *Phys. Rev.*, D41:1722, 1990.
- [17] E. Eichten et al. *Rev. Mod. Phys.*, 56:579, 1984.
- [18] M. Fortner, 1993. Conference on elastic and diffractive scattering at Brown University.

- [19] R.K. Ellis et al., 1986. Summer study on the physics at the SSC Snowmass, page 74.
- [20] G. Fisk et al., 1989. DØ note 934, presented at Physics at Fermilab in the 1900's, Breckenridge, Colorado.
- [21] G. Arnison et al. *Phys. Lett.*, B158:494, 1985.
- [22] J.A. Appel et al. *Zeit. Phys.*, C30:341, 1986.
- [23] Z. Kunszt et al. *Nucl. Phys.*, B164:45, 1980.
- [24] T. Gottschalk et al. *Phys. Rev.*, D21:102, 1980.
- [25] F.A. Berends et al. *Phys. Lett.*, B103:124, 1981.
- [26] G. Altarelli. *Phys. Rep.*, 81:1, 1982.
- [27] C. Peterson et al. *Phys. Rev.*, D27:105, 1983.
- [28] K. Konishi et al. *Nucl. Phys.*, B:45, 1979.
- [29] G. Marchesini et al. *Nucl. Phys.*, B238:1, 1984.
- [30] B.R. Webber et al. *Nucl. Phys.*, B238:492, 1984.
- [31] F. Abe et al. *Phys. Rev. Lett.*, 65:968, 1990.
- [32] P. Aurenche et al. *Phys. Rev.*, D42:1440, 1990.
- [33] P. Aurenche et al. *Nucl. Phys.*, B297:661, 1988.
- [34] P. Aurenche et al. *Phys. Lett.*, B140:87, 1984.
- [35] P. Aurenche et al. *Nucl. Phys.*, B399:34, 1993.
- [36] S. Tkaczyk et al., 1987. Hera workshop, Hamburg, volume 1, 265.
- [37] R. Hamberg et al. *Nucl. Phys.*, B359:343, 1991.
- [38] M. Rijssenbeek, 1993. Conférence EPS Marseille 1993.
- [39] A. D. Martin et al. *Phys. Lett.*, B228:149, 1989.
- [40] Hamberg et al. *Nucl. Phys.*, B359:343, 1991.
- [41] W.F.L. Hollik. *Fortschr. Phys.*, 38:165, 1990.
- [42] R. Raja, 1993. Conference on elastic and diffractive scattering at Brown University.
- [43] P. Arnold et al. *Nucl. Phys.*, B349:381, 1991.

- [44] W.T. Giele et al., 1992. *Fermilab-Conf-92/213-T*.
- [45] W.T. Giele et al., 1992. *Fermilab-Pub-92/230-T*.
- [46] F. Abe et al. *Phys. Rev.*, D43:2070, 1991.
- [47] J. Alitti et al. *Phys. Lett.*, B241:150, 1990.
- [48] J.C. Collins et al. *Phys. Rev.*, D16:2219, 1977.
- [49] M. Demarteau, 1992. *Fermilab-Conf-92/103*.
- [50] L.G. Pondrom et al., 1990. *Fermilab-Conf-90/256-E*.
- [51] W.J. Marciano. *Phys. Rev.*, D20:274, 1979.
- [52] A. Djouadi et al. *Phys. Lett.*, B195:265, 1987.
- [53] B.A. Kniehl et al. *Phys. Lett.*, B214:621, 1988.
- [54] F. Halzen et al. *Nucl. Phys.*, B353:567, 1991.
- [55] W. Hollik. page 1. World Scientific, 1992.
- [56] G.L. Kane et al. *Nucl. Phys.*, B195:29, 1982.
- [57] N.G. Deshpande et al. *Phys. Rev. Lett.*, 57:1106, 1986.
- [58] A. Bean et al. *Phys. Rev.*, D35:3533, 1987.
- [59] C. Albejar et al. *Phys. Lett.*, B262:163, 1991.
- [60] R. Marshall. *Zeit. Phys.*, C43:607, 1989.
- [61] J. Carter, 1991. in Lepton Photon EPS conference, Geneva.
- [62] P. Wells, 1991. 4th international Symposium on heavy flavour physics Orsay.
- [63] R. Hollebeek, 1992. SLAC summer institute.
- [64] M. Swartz, 1993. Lepton-photon interactions, Cornell University, Ithaca, New York.
- [65] P. Nason, S. Dawson, and R.K. Ellis. *Nucl. Phys.*, B303:607, 1988.
- [66] P. Nason et al. *Nucl. Phys.*, B327:49, 1989.
- [67] W. Beenaker, H. Kuijf, W.L. van Neerven, and J. Smith. *Phys. Rev.*, D40:54, 1989.
- [68] R. Meng et al. *Nucl. Phys.*, B339:325, 1990.
- [69] W. Beenaker et al. *Nucl. Phys.*, B351:507, 1991.

- [70] M. Mangano et al. IFUB-TH 32/91, GEF-TH 10/1991, UPRF-91-308.
- [71] E. Laenen, J. Smith, and W.L. van Neerven. *Nucl. Phys.*, B369:543, 1992.
- [72] F.A. Berends, J.B. Tausk, and W.T. Giele. *Phys. Rev.*, D48:2746, 1993.
- [73] V. Fadin et al. *Zeit. Phys.*, C48:613, 1990.
- [74] E. Raya et al., 1990. Large Hadron Collider Workshop CERn 90-10 ECFA 90-133.
- [75] J.H. Kuhn et al. page 434. World Scientific, 1992.
- [76] C. Peterson et al. *Phys. Rev.*, D:105, 1983.
- [77] I. Bigi et al. *Phys. Lett.*, B181:157, 1986.
- [78] M. Jezabek et al. *Nucl. Phys.*, B314:1, 1989.
- [79] A. Denner et al. *Nucl. Phys.*, B358:46, 1991.
- [80] T. Kuruma. *Zeit. Phys.*, C57:551, 1993.
- [81] I. Bigi et al. *Phys. Lett.*, B181:157, 1986.
- [82] H. Baer, V. Barger, and R.J.N. Phillips. *Phys. Rev.*, D39:3310, 1989.
- [83] B. Klima, 1991. DØ note 1191.
- [84] K. Sliwa for the CDF collaboration, 1991. presented at 4th International Symposium on Heavy Flavour Physics, Paris Sud, Orsay.
- [85] F. Abe et al. *Phys. Rev. Lett.*, 68:447, 1992.
- [86] G. Altarelli, M. Diemoz, G. Martinelli, and P. Nason. *Nucl. Phys.*, B308:724, 1988.
- [87] W.T. Giele and W.J. Stirling. *Phys. Rev.*, D48:2746, 1993.
- [88] A.D. Martin, R.G. Roberts, and W.J. Stirling. *Phys. Rev.*, D43:3648, 1991.
- [89] M. Shochet. *Fermilab-Conf-91/341-E* Lecture form les Houches summer school, particles in the 90s, Ecole d'Ete de physique théorique, Les Houches, France, June 30-July 26, 1991.
- [90] H. T. Edwards. *Ann. Rev. Nucl. Sci.*, page 605, 1985.
- [91] S.D. Holmes, 1991. *Fermilab-Conf-91/141* presented at the 14th Biennial Particle Accelerator Conference, May 6-9, 1991, San Fransisco, CA.
- [92] J. Holt. *Fermilab Report*, page 13, January, February, March 1993.

- [93] A.R. Clark et al. *Nucl. Inst. and Meth. in Phys. Res.*, A279:243, 1989.
- [94] P. Grannis for the DØ collaboration. *Nucl. Inst. and Meth. in Phys. Res.*, 1993. (à publier).
- [95] A.R. Clark et al. *Nucl. Inst. and Meth. in Phys. Res.*, A315:193, 1992.
- [96] R.E. Avery et al., Nov 20,1991. DØ note 1567, paper presented at the IEEE Nuclear Science Symposium, Orlando, FL, Oct 25-31,1992.
- [97] J.F. Detœuf et al. *Nucl. Inst. and Meth. in Phys. Res.*, A265:157, 1988.
- [98] J.F. Detœuf et al. *Nucl. Inst. and Meth. in Phys. Res.*, A279:310, 1989.
- [99] Y. Ducros et al. *Nucl. Inst. and Meth. in Phys. Res.*, A277:401, 1989.
- [100] H. Aihara et al. *Nucl. Inst. and Meth. in Phys. Res.*, A325:393, 1993.
- [101] P. Franzini for the DØ calorimeter group. *Nucl. Inst. and Meth. in Phys. Res.*, A289:438, 1990.
- [102] S. Abachi et al. *Nucl. Inst. and Meth. in Phys. Res.*, A324:53, 1993.
- [103] S. J. Wimpenny for the DØ collaboration. *Nucl. Inst. and Meth. in Phys. Res.*, A279:107, 1989.
- [104] DØ collaboration group. *Nucl. Inst. and Meth. in Phys. Res.*, A280:36, 1989.
- [105] S. Aronson et al. *Nucl. Inst. and Meth. in Phys. Res.*, A269:492, 1988.
- [106] K. Streets. DØ note 1508, paper presented at the third international conference on calorimetry in high energy physics, Sept 29-,Oct 2,1992 at Corpus Christi,TX.
- [107] J.M. Butler et al. *Nucl. Inst. and Meth. in Phys. Res.*, A290:122, 1990.
- [108] Yu. M. Antipov et al. *Nucl. Inst. and Meth. in Phys. Res.*, A297:121, 1990.
- [109] C. Brown et al. *Nucl. Inst. and Meth. in Phys. Res.*, A279:331, 1989.
- [110] M. Abolins et al. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 36:384, 1989.
- [111] M. Fortner et al. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 38, 1991.
- [112] H. Aihara, 1993. Lepton-photon interactions, Cornell University, Ithaca, New York.
- [113] J.T. Linneman. *Fermilab-Conf-93/052-E*.
- [114] N. Denisenko, 1993. DØ note 1885, presented at the Workshop on B physics at hadron accelerators.

- [115] P. Grudberg, 1993. LaThuile.
- [116] S. Youssef, 1987. DØ note 541.
- [117] T.C. Awes. *Nucl. Inst. and Meth. in Phys. Res.*, A311:130, 1992.
- [118] N. A. Graf, 1992. DØ note 1352.
- [119] M. Narain for the DØ collaboration, 1992. DØ note 1548A.
- [120] A.M. Jonckheere, 1987. DØ note 638, Proceedings of the Argonne National Laboratory Detector Simulation Workshop.
- [121] S. Linn, 1989. DØ note 874.
- [122] D. Kewley et al. *Nucl. Inst. and Meth. in Phys. Res.*, A290:346, 1990.
- [123] U. Heintz M. Narain, 1993. DØ note 1814.
- [124] V.L. Ginzburg and I.M. Franck. *Zh. Eksp. Teor. Fiz.*, 16:15, 1946.
- [125] P. Goldsmith and J.V. Jelley. *Philos. Mag.*, 4:836, 1959.
- [126] G.M. Garibian. *Zh. Eksp. Teor. Fiz.*, 33:1043, 1957.
- [127] G.M. Garibian. *Zh. Eksp. Teor. Fiz.*, 37:527, 1959.
- [128] X. Artru, G.B. Yodh, and G. Mennessier. *Phys. Rev.*, D12:1289, 1975.
- [129] V. Ermilova and V.A. Chechin. *Phys. Rev.*, D19:2053, 1979.
- [130] F. Feinstein, 1988. Thèse de doctorat, Université Paris Sud Orsay.
- [131] G.M. Garibian, L.A. Gevorgian, and C. Yang. *Nucl. Inst. and Meth. in Phys. Res.*, 125:133, 1975.
- [132] T. Ludlam et al. *Nucl. Inst. and Meth. in Phys. Res.*, 180:413, 1981.
- [133] B. Dolgoshein. *Nucl. Inst. and Meth. in Phys. Res.*, A326:434, 1993.
- [134] J.F. Glicenstein, 1992. DØ note 1444.
- [135] J.R. Hubbard and F. Feinstein, 1987. DØ note 552.
- [136] E. Browne and R.B. Firestone. Table of Radioactive isotopes, page C21, John Wiley and Sons publisher, 1980.
- [137] DØ collaboration, 1993. DØ note 1828.
- [138] A. Pluquet, 1993. DØ note 1899, The TRD ANALYSIS package.
- [139] M. Fatyga D. Chakraborty, 1993. DØ note 1753, A Study of Fake Electron and Fake Photon Probability.

Liste des figures

1.1	Illustration schématique d'une interaction dure	10
1.2	Correction à $\eta = 0$ de l'énergie des jets en fonction de leur énergie	12
1.3	Production de 2 jets	14
1.4	Distribution $\frac{d\sigma}{d\cos\hat{\theta}}$	16
1.5	Distribution $\frac{d\sigma}{dx}$	16
1.6	Section efficace inclusive de production de jet	17
1.7	Exemples de processus donnant naissance à trois jets dans l'état final	18
1.8	Distributions de x_3 et x_4 pour des événements à trois jets	19
1.9	Fonction de fragmentation $D(z)$ et évolution avec Q^2	20
1.10	Graphes dominants du processus $\bar{p}p \rightarrow \gamma X$	21
1.11	Section efficace $\frac{d\sigma}{dp, d\eta}$ de production de photon direct	21
1.12	Section efficace de production hadronique des bosons W et Z se désintégrant en lepton	24
1.13	Largeur Γ_W du boson W en fonction de la masse du quark top	25
1.14	Nombre de jets et $\ln R_{\frac{1_2}{0_7}}$ en fonction de l'énergie minimale de jet	27
1.15	Impulsions transverses du boson Z et W	28
1.16	Création de l'impulsion transverse d'un boson vectoriel	28
1.17	Masse invariante des deux électrons issus d'un boson Z	30
1.18	Distribution $\frac{d\sigma}{dm_{\perp}^2}$	30
1.19	Interdépendance de m_W , m_t et m_H	35
1.20	Diagramme triangulaire source de non renormalisabilité	36
1.21	Processus $b \rightarrow l^+l^- X$	37
1.22	Prévisions théoriques de la masse du quark top	38
1.23	Processus de production de paires $t\bar{t}$	39
1.24	Section efficace totale de production de paire $t\bar{t}$	40
1.25	Corrections QCD et électrofaible de $\Gamma(t \rightarrow bW^+)$	41
1.26	Distribution d'énergie du boson W issu d'un quark top	42
1.27	Limite inférieure de la masse du top mesurée par CDF	46
2.1	Vue d'ensemble et disposition des accélérateurs du laboratoire Fermi	48
2.2	Création des antiprotons	51
2.3	Vue isométrique du détecteur	53
2.4	Elévation du détecteur	54

2.5	Détecteur central	55
2.6	Structure mécanique du détecteur de vertex	58
2.7	Structure des cellules du détecteur de vertex	59
2.8	Résolution et pouvoir de séparation du détecteur de vertex	60
2.9	Structure des cellules du détecteur de traces centrales	61
2.10	Résolution et mesure de l'ionisation dans le détecteur de traces centrales	63
2.11	Disposition des chambres du détecteur de traces vers l'avant	65
2.12	Résolution et pouvoir de séparation du détecteur de traces vers l'avant	66
2.13	Structure d'une couche du détecteur à radiation de transition	68
2.14	Signal collecté sur une anode du TRD	69
2.15	Charge recueillie en fonction du temps de dérive pour des électrons, avec ou sans radiateur	70
2.16	Calorimètres de DØ	73
2.17	Disposition des modules à l'intérieur du cryostat central	74
2.18	Structure d'une cellule de calorimètre	77
2.19	Géométrie pseudo-projective du calorimètre	78
2.20	Résolutions en énergie et en position du calorimètre	80
2.21	Rapport des réponses $\frac{e}{\pi}$ en fonction de l'énergie du faisceau	81
2.22	Structure du détecteur ICD	82
2.23	Correction par les détecteurs de la région inter-cryostatique	83
2.24	Disposition des sous-systèmes du spectromètre à muons	84
2.25	Aimants du spectromètre à muons	85
2.26	Carte des longueurs d'interaction	86
2.27	Assemblage des tubes proportionnels à dérive WAMUS	88
2.28	Structure d'une cellule de chambre à muon	89
2.29	Agencement des tubes SAMUS selon x, y et u	90
2.30	Chaîne de triggers	91
2.31	Disposition des scintillateurs d'un hodoscope	92
2.32	Structure du trigger de niveau 1	93
2.33	Structure d'un nœud de niveau 2	96
2.34	Architecture générale du système d'acquisition	97
2.35	Détail du système d'acquisition	98
2.36	Architecture de l'ordinateur-serveur	99
2.37	Communication entre les processus simultanés.	101
3.1	Identification d'un électron à DØ	103
3.2	Efficacité du trigger électron de niveau 1	106
3.3	Efficacité du filtre électron de niveau 2	107
3.4	Algorithme d'identification de l'électron pendant la reconstruction	108
3.5	Erreurs systématiques dans la mesure de la position d'un cluster	110
3.6	Résolutions en position d'un cluster selon deux méthodes	111
3.7	Recherche de trace dans un sous-détecteur	113
3.8	Inefficacités après reconstruction	114

3.9	Profil longitudinal de gerbes électromagnétiques	117
3.10	Fraction d'énergie hadronique déposée par des électrons.	118
3.11	Profil de gerbe hadronique pour des pions de 100 GeV	118
3.12	Facteur de réjection des pions à partir des informations calorimétriques	118
3.13	Effet de la position du vertex sur le profil d'une gerbe électromagnétique	119
3.14	Distributions de χ^2 pour des électrons et des pions	120
3.15	Corrélation entre fractions d'énergie	121
3.16	Définitions de d_1 et d_2	122
3.17	Distributions de $f_{em}, \chi^2, f_{iso}, \sigma_{trace}$ (CC)	125
3.18	Distributions de $f_{em}, \chi^2, f_{iso}, \sigma_{trace}$ (EC)	126
3.19	Grandeurs complémentaires pour l'algorithme de filtrage	127
4.1	Distribution angulaire de la radiation de transition	130
4.2	Radiateur périodique idéal de N feuilles	132
4.3	Intensité émise par un radiateur	133
4.4	Schéma de principe d'une chambre à dérive asymétrique	134
4.5	Charge collectée sur un fil d'anode de TRD	134
4.6	Données brutes du TRD associées à une trace	136
4.7	Réponse du TRD en fonction de la haute tension d'anodes	138
4.8	Mesure de la qualité du gaz	140
4.9	Déformation de la distribution d'énergie totale	142
4.10	Facteur correctif ρ	142
4.11	Comparaison calibration biais minimum/signal de la petite chambre	143
4.12	Distribution d'énergie des clusters d'uranium	146
4.13	Distribution d'énergie totale dans les trois chambres du TRD (données)	148
4.14	Distribution d'énergie totale dans les trois chambres du TRD (Monte Carlo)	148
4.15	Performances du TRD au CERN	152
4.16	Comparaison entre données CERN 1988 et Monte Carlo	152
4.17	Réjection Monte Carlo particules isolées (énergie tronquée)	153
4.18	Charge collectée en fonction du temps de dérive	154
4.19	Performances du TRD, somme des énergies totales, sans traitement particulier	156
4.20	Performances du TRD, énergie tronquée, sans traitement particulier	156
4.21	Performances du TRD, nombre de clusters, sans traitement particulier	157
4.22	Performances du TRD, fonction de vraisemblance des énergies totales, sans traitement particulier	157
4.23	Performances du TRD, fonction de vraisemblance des nombres de clusters, sans traitement particulier	158
4.24	Traces supplémentaires dans une cellule du TRD.	159
4.25	Energie tronquée et multiplicité de traces chargées	160
4.26	Performances du TRD, énergie tronquée, avec une trace reconstruite par cellule TRD	160
4.27	Energie totale TRD et cellules multiples.	161

4.28	Performances du TRD, énergie tronquée, une cellule touchée par chambre.	161
4.29	Augmentation de l'énergie totale moyenne par chambre (associée à une trace) avec l'activité hadronique dans le CD	162
4.30	Performances du TRD pour moins de 100 segments CDC	163
4.31	Données et Monte Carlo, avec présence d'énergie excédentaire	164
4.32	Données et Monte Carlo, en limitant l'énergie excédentaire	165
4.33	Performances du TRD dans un cas idéal	166
5.1	Evolution de la luminosité intégrée du run 1A	168
5.2	Principe du calcul de $\epsilon_e^{\text{candidat}}$	170
5.3	Efficacité électron ($W \rightarrow e\nu$, $Z \rightarrow e^+e^-$, biais minimum) et $W \rightarrow e\nu$ complètement reconstruits	171
5.4	Idem pour des ionisations dans le CDC supérieures à 1.6 MIP	173
5.5	Efficacité électron ($W \rightarrow e\nu + 0, 1, 2$ et 3 jets)	174
5.6	Jet simulant un électron par superposition d'un π^0 énergétique et de π^\pm peu énergiques	175
5.7	Probabilité de simulation d'un électron par un jet	175
5.8	Distribution de $\epsilon_e^{\text{candidat}}$ pour des faux électrons	176
5.9	Vue transverse du détecteur DØ pour l'événement 166 du run 55642	180
5.10	Objets identifiés dans l'événement 166 du run 55642	181
5.11	Vue de côté du détecteur DØ pour l'événement 417 du run 58796	184
5.12	Objets identifiés dans l'événement 417 du run 58796	185
A.1	Processus $\bar{p}p \rightarrow abX \rightarrow cdX$	189
B.1	Désintégration du W	193
B.2	Production du W	195
C.1	Désintégration du quark top	199
C.2	Largeur $\Gamma(t \rightarrow qW^+)$ en fonction de la masse du quark top	201

Liste des tableaux

1.1	Incertitudes sur la mesure de R_σ^l	25
1.2	Incertitudes sur la mesure de m_W (en MeV).	31
1.3	Incertitudes sur la mesure de $\sin_{eff}^2 \theta_W$	33
2.1	Caractéristiques du Tevatron	49
2.2	Caractéristiques du détecteur de vertex	57
2.3	Caractéristiques du détecteur de traces centrales	62
2.4	Caractéristiques du détecteur de traces vers l'avant (chambres θ)	65
2.5	Caractéristiques du détecteur de traces vers l'avant (chambres ϕ)	67
2.6	Caractéristiques du détecteur à radiation de transition	71
2.7	Caractéristiques du calorimètre central	74
2.8	Caractéristiques d'un calorimètre nord ou sud	75
2.9	Caractéristiques des aimants du spectromètre à muons	86
2.10	Caractéristiques des chambres du spectromètre à grands angles	87
2.11	Caractéristiques des chambres du spectromètre à petits angles	88
3.1	Triggers électromagnétiques de niveau 1	104
3.2	Filtres électron de niveau 2	105
3.3	Efficacité de reconnaissance de traces	115
3.4	Efficacités de l'algorithme de filtrage	124
4.1	Radioactivité attendue issue de l'uranium appauvri du calorimètre	144
5.1	Facteur de rejet R_{fe} des faux électrons (deux jets, sans coupure sur l'ionisation CDC)	177
5.2	Facteur de rejet R_{fe} des faux électrons (deux jets, coupure sur l'ionisation CDC)	177
5.3	Facteur de rejet R_{fe} des faux électrons (deux jets ou plus, sans coupure sur l'ionisation CDC)	178
5.4	Facteur de rejet R_{fe} des faux électrons (deux jets ou plus, coupure sur l'ionisation CDC)	178
5.5	Caractéristiques des deux électrons de l'événement 166 du run 55642	182
5.6	Caractéristiques de l'électron de l'événement 417 du run 58796	183
A.1	Composantes des quadrivecteurs	191

A.2	Transformation de Lorentz centre de masse (a,b) \leftrightarrow laboratoire	191
B.1	Largeurs partielles de désintégration du W	195