

T H E S E

PRESENTEE

A L'UNIVERSITE DE PARIS-SUD

CENTRE D'ORSAY

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES SCIENCES PHYSIQUES

par

Sotiris LOUCATOS

**MISE EN EVIDENCE DES BOSONS INTERMEDIAIRES W^\pm ET Z^0
DANS LES COLLISIONS PROTON-ANTIPROTON
A 546 GeV DANS LE CENTRE DE MASSE
— EXPERIENCE UA2 —**

Soutenu le 24 juin 1985, devant la Commission d'Examen

MM.	D. FOURNIER	Président
	M. BANNER	
	C. BOUCHIAT	
	P. DARRIULAT	Examinateurs
	L. DI LELLA	
	C. RUBBIA	

- Note CEA-N-2458 -

Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay
Institut de Recherche Fondamentale
Département de Physique des Particules Élémentaires

MISE EN EVIDENCE DES BOSONS INTERMEDIAIRES W^\pm ET Z^0
DANS LES COLLISIONS PROTON-ANTIPROTON
A 546 GeV DANS LE CENTRE DE MASSE
- EXPERIENCE UA2 -

par

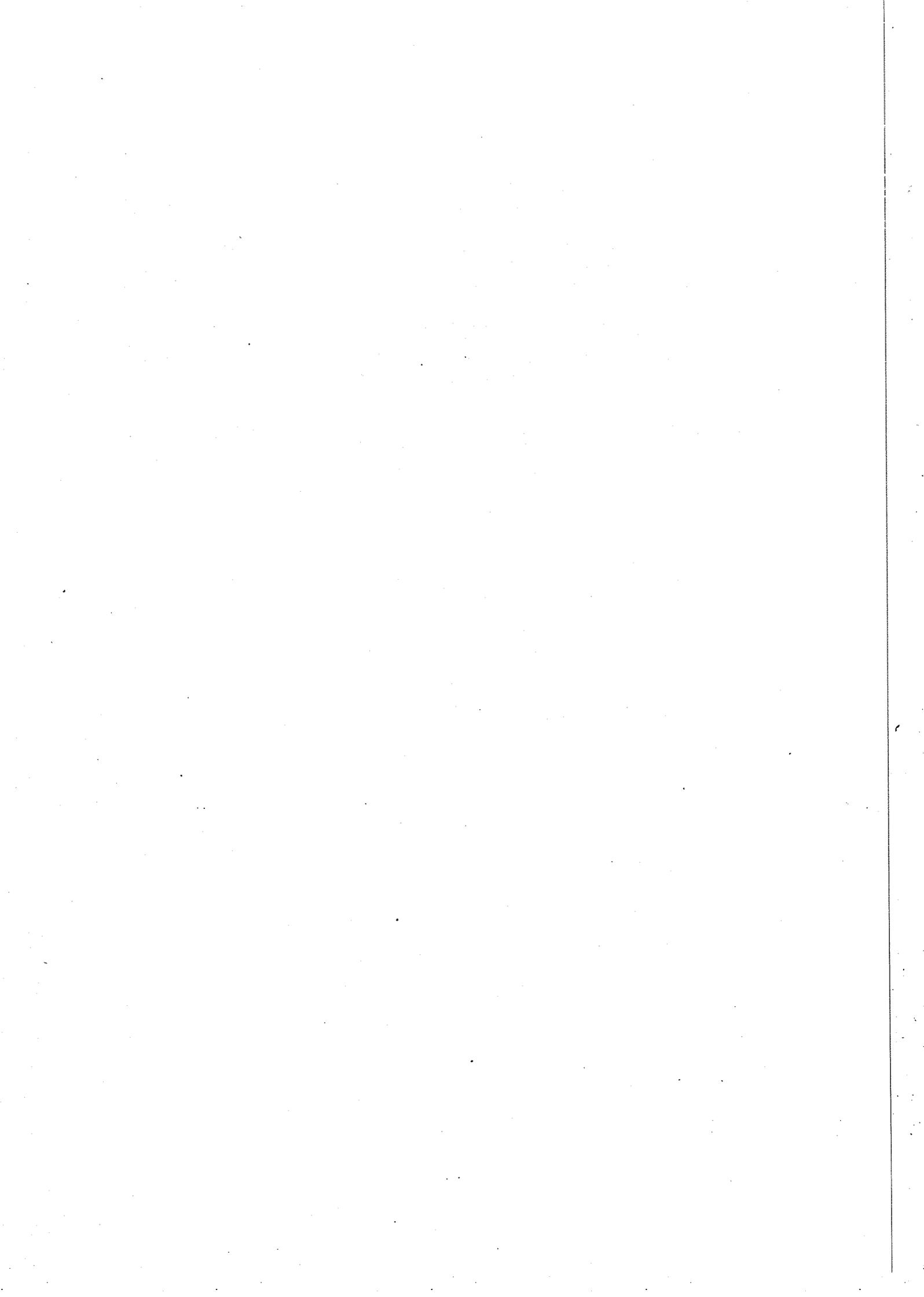
Sotiris LOUCATOS

TABLE DES MATIERES

CHAPITRE I INTRODUCTION.	1
CHAPITRE II LA PRODUCTION ET LES PROPRIETES DES BOSONS INTERMEDIAIRES	3
1 - L'INTERACTION ELECTROFAIBLE DANS SU(2) x U(1)	4
2 - LE MECANISME DE HIGGS	9
3 - CORRECTIONS RADIATIVES.	11
4 - LARGEUR DES BOSONS INTERMEDIAIRES.	13
a) Largeur du W_{\pm}^{\pm} .	13
b) Largeur du Z^0 .	14
5 - PRODUCTION DES BOSONS INTERMEDIAIRES DANS LES COLLISIONS $p\bar{p}$	15
6 - DESINTEGRATIONS	19
a) Repère de repos du W.	19
b) Repère du laboratoire.	21
CHAPITRE III LES FAISCEAUX DE PROTONS ET ANTIPROTONS	23
CHAPITRE IV LE DETECTEUR UA2	26
1 - LES TRAITES GENERAUX.	26
2 - LE DETECTEUR DE VERTEX.	29
a) LES CHAMBRES PROPORTIONNELLES VS1 A VS4	31
b) LES DEUX CHAMBRES A DERIVE VJ1 ET VJ2	34
c) PROGRAMME DE RECONSTRUCTION	36
d) L'HODOSCOPE DE SCINTILLATEURS VH	38
e) LE DETECTEUR DE PIED DE GERBE (Convertisseur + chambre VS5)	38
3 - LE CALORIMETRE CENTRAL.	39
a) Mécanique et collection de la lumière	39
b) Electronique d'acquisition	41
c) Calibration initiale.	42
d) Performance.	43
e) Evolution de la réponse en fonction du temps.	48
f) Incertitude sur l' énergie.	54
4 - LE SPECTROMETRE AVANT-ARRIERE.	54
5 - LES COMPTEURS PROPORTIONNELS MULTI-TUBES DE LOCALISATION DE GERBES (MTPC).	56
6 - LE CALORIMETRE AVANT/ARRIERE	61
a) La conception du calorimètre avant/arrière	61
b) Mécanique.	61
c) Collection de la lumière.	62
d) Electronique	63
e) Performance	65
f) Evolution de la réponse en fonction du temps.	79
g) Conversion en énergie	82
h) Incertitude sur l' énergie.	83

7 - L' EXPERIENCE UA4	84
8 - DECLENCHEMENTS.	84
CHAPITRE V RECHERCHE DES BOSONS W ET Z.	87
1 - INTRODUCTION.	87
2 - FILTRAGE EN FONCTION DE L' ENERGIE LOCALISEE - PRETRAITEMENT.	88
3 - REJECTION DU BRUIT DE FOND DES EVENEMENTS NON DUS AUX COLLISIONS p-p.	89
4 - IDENTIFICATION DES ELECTRONS DANS LA REGION CENTRALE.	93
a) Dimensions latérales de l'amas.	93
b) Développement longitudinal.	93
c) Présence d'une trace chargée.	94
d) Signal de pied de gerbe.	95
e) Compatibilité de la déposition d'énergie avec l'hypothèse d'un électron.	95
f) Accord trace - signal de pied de gerbe.	98
5 - IDENTIFICATION DES ELECTRONS DANS LA REGION AVANT/ARRIERE.	99
a) Présence d' une trace chargée et d' un signal de pied de gerbe.	99
b) Développement longitudinal.	100
c) Distance trace - vertex.	100
d) Raccordement des traces dans les deux détecteurs.	100
e) Accord trace - pied de gerbe - point d' impact dans le calorimètre.	101
6 - REJECTION DES CONVERSIONS DANS LES DEUX REGIONS. ISOLATION	102
7 - TOPOLOGIE DES EVENEMENTS QUI CONTIENNENT UN CANDIDAT ELECTRON.	107
8 - RECHERCHE DE $Z^0 \rightarrow e^+e^-$	110
a) Recherche de paires électron-amas électromagnétique.	114
b) Recherche de paires d'amas électromagnétiques.	114
c) Estimation du bruit de fond.	116
d) Discussion des 8 événements	120
9 - RECHERCHE DE $W \rightarrow e\nu$	123
10 - ESTIMATION DU BRUIT DE FOND DANS LE SPECTRE DES ELECTRONS.	124
a) Nature des 148 événements à $\rho_{opp} > 0,2$	124
b) Calcul du bruit de fond dans les échantillons d'électrons	125
11 - PROPRIETES DES CANDIDATS W OBSERVES.	130
a) Qualité des candidats électrons.	130
b) Impulsion transverse du neutrino.	131
c) Structure de l'événement sous - jacent.	136
12 - L' ACCEPTANCE DU DETECTEUR.	137
13 - MESURE DE LA LUMINOSITE.	138
CHAPITRE VI DETERMINATION DES PARAMETRES DES INTERACTIONS FAIBLES	140
1 - MASSE DU W.	140
2 - ASYMETRIE DE CHARGE.	141
3 - SECTION EFFICACE DE PRODUCTION INCLUSIVE DU W.	145
4 - SECTION EFFICACE DE PRODUCTION DU Z^0	147

5 - MASSE DU Z^0	148
6 - LARGEUR DU Z^0	149
7 - NOMBRE DE NEUTRINOS.	153
8 - DETERMINATION DE $\sin^2 \theta_w$ ET DE ρ	154
9 - COMPARAISON AUX AUTRES EXPERIENCES.	156
CHAPITRE VII DESINTEGRATION DES BOSONS INTERMEDIAIRES AVEC UN PHOTON DANS L'ETAT FINAL.	159
1 - LA DESINTEGRATION $Z^0 \rightarrow e^+ e^- \gamma$	159
a) Distribution en x_1, x_2	160
b) Simulation par Monte-Carlo	161
2 - LA DESINTEGRATION $W \rightarrow e \nu \gamma$	162
a) Cas de paires électron - photon résolues.	162
b) Cas de paires électron - photon à faible ouverture angulaire.	165
CHAPITRE VIII CONCLUSIONS	169



CHAPITRE I INTRODUCTION.

En 1933 E.Fermi [1] a formulé une théorie de l'interaction faible, décrite comme une interaction courant-courant et en 1938 O.Klein [2] a émis l'hypothèse des bosons vecteurs, porteurs des interactions faibles. La découverte des bosons W^{\pm} et Z^0 [3,4,5] au SPS du CERN sanctionne ainsi cinquante années de recherches théoriques et expérimentales. En particulier, elle confirme le modèle théorique maintenant devenu "standard" qui avait réussi à expliquer toutes les données expérimentales existant sur les interactions électromagnétiques et faibles en les unifiant.

Ce résultat a été rendu possible grâce à la mise au point par S.Van der Meer du refroidissement stochastique, nouveau procédé technique d'accumulation d'antiprotons [6,7]. Sous l'impulsion de C.Rubbia [8], il fut décidé en 1978 de transformer le SPS en collisionneur p- \bar{p} de 540 Gev dans le centre de masse.

Cinq expériences ont été installées auprès du collisionneur depuis 1981; deux d'entre elles, UA1 et UA2, ont eu pour but principal la mise en évidence des bosons intermédiaires ainsi que l'étude des interactions fortes dans les collisions dures entre hadrons. Les motivations théoriques et les résultats expérimentaux ont fait l'objet de nombreuses publications [9].

Le travail exposé ici est le résultat de l'analyse qui a permis de mettre en évidence les bosons intermédiaires dans l'expérience UA2

[3,4,10]. Cette analyse est faite sur les données prises en 1982 et 1983, correspondant à une luminosité effective totale de 142 nb^{-1} .

CHAPITRE II LA PRODUCTION ET LES PROPRIETES DES BOSONS INTERMEDIAIRES

Le modèle standard des interactions électrofaibles a été construit en supposant que les interactions élémentaires doivent être décrites par une théorie de champ renormalisable. L'électrodynamique quantique (QED) en est le prototype : Une fois la masse et la charge de l'électron définis, les amplitudes de diffusion de l'électron et du photon peuvent être calculées à la précision désirée. Des années d'efforts pour formuler une théorie des interactions faibles ont abouti avec le travail de 't Hooft [11] qui a démontré la renormalisabilité d'une classe de théories comprenant des bosons vecteurs chargés massifs. Un exemple simple avait été proposé plus tôt par Glashow, Weinberg et Salam [12], prédisant l'existence d'interactions faibles neutres qui n'avaient pas encore été observées. En 1970 Glashow, Iliopoulos et Maiani [13] ont incorporé de façon satisfaisante les quarks dans cette théorie. En 1973 les courants neutres étaient découverts [14]. Depuis, les expériences ont confirmé d'une façon spectaculaire ce modèle standard.

Une deuxième composante de la théorie qui permet de décrire les interactions électromagnétiques et faibles des hadrons, est la connaissance de la structure hadronique [15]. En 1964, M. Gell-Mann et G. Zweig [16] avaient proposé les quarks comme éléments de la symétrie SU(3), observée en spectroscopie des particules. En 1969, avant la construction des trois grands accélérateurs de protons (ISR, SPS, Fermilab), R. Feynman [17] a établi le modèle des partons comme constituants élémentaires des hadrons. Dans la même année, la diffusion profondément inélastique d'électrons a été observée à SLAC [18]. Les partons ont été vite identifiés aux quarks [19]; le modèle des quarks-partons a été depuis confirmé par plusieurs expériences, notamment de diffusion profondément inélastique de ν et de μ et de collision à haute énergie entre e^+ et e^- ainsi que entre hadrons. L'observation de jets dans les collisions $e^+ e^-$ [20] et la

réussite du modèle de partons à expliquer la production de hadrons à grand p_T découverte aux ISR en 1972 [21] suggérait qu' à plus haute énergie on pourrait observer de façon encore plus nette l' interaction élémentaire entre partons.

En 1978 la transformation du SPS en collisionneur $p\bar{p}$ a été décidée; la confiance de la communauté des physiciens au modèle standard des interactions électrofaibles et au modèle des quarks-partons, due aux réussites spectaculaires de ces deux théories dans l' interprétation des données expérimentales, avait engendré la conviction que , dans un collisionneur $p\bar{p}$ le W et le Z seraient produits par un processus d' annihilation analogue au mécanisme de Drell- Yan, si l' énergie au centre de masse $q\bar{q}$ était suffisante.

Aussitôt après le démarrage, en 1982, du collisionneur à 546 GeV au centre de masse, l' observation de jets [22,23] a confirmé le bien fondé des espoirs. L' observation, enfin, en 1983, des bosons intermédiaires a été un point culminant d' un long effort de recherche, caractérisé par une interaction étroite entre la théorie et l' expérience.

1 - L'INTERACTION ELECTROFAIBLE DANS SU(2) x U(1)

Les interactions électromagnétique et faibles des fermions élémentaires (quarks: u, d, c, s, t(?), et b et leptons: l, ν_l où l=e, μ , τ) sont décrites par le lagrangien [24] :

$$L = L_f + L_{Y-M} + L_H + L_Y \quad \text{où :}$$

$$L_f = i \sum_f [\bar{f}_L \gamma^\mu (\partial_\mu - i g T_\alpha / 2 W_\mu^\alpha + i g' Y_L B_\mu) f_L + \bar{f}_R \gamma^\mu (\partial_\mu + i g' Y_R B_\mu) f_R]$$

définit l' énergie cinétique des fermions et leur interaction avec les bosons de jauge; f_L sont les doublets de chiralité gauche des fermions élémentaires; lepton :

$$\begin{pmatrix} \nu_L \\ l_L \end{pmatrix} \quad \text{avec } l = e, \mu, \tau$$

et quark :

$$\begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} t \\ b' \end{pmatrix}_L \quad \text{où}$$

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \text{Matrice} \\ \text{K.M.} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}$$

La matrice de Kobayashi-Maskawa est l' extension de la matrice de mélange 2x2 définie par l' angle de Cabbibo. f_R sont les singlets de l' isospin faible : e_R, μ_R, τ_R et $u_R, d_R, c_R, s_R, t_R, b_R$; les deux états de chiralité $L(\chi = -1)$ et $R(\chi = +1)$ sont définis par :

$$f_L^R = \frac{1 \pm \gamma_5}{2} f$$

T_α sont les générateurs de la représentation de dimension 2 de $SU(2)$ $\alpha = 1, 2, 3$ (matrices de Pauli) ; g et g' sont les constantes de couplage de $SU(2)$ et de $U(1)$; W_μ^α $\alpha = 1, 2, 3$ sont les 3 champs vectoriels de jauge de $SU(2)$ et B_μ le champ de $U(1)$; $Y_L = Q_{em} - T_3$ et $Y_R = Q_{em}$ sont les hypercharges (charges correspondant à l' invariance $U(1)$).

- $L_{Y-M} = -1/4 F_{\mu\nu}^\alpha F^{\alpha\mu\nu} - 1/4 B_{\mu\nu} B^{\mu\nu}$, lagrangien de Yang et Mills, définit l' énergie cinétique des champs de jauge W et B ainsi que l' auto-couplage du champ W ;

$$F_{\mu\nu}^\alpha = \partial_\mu W_\nu^\alpha - \partial_\nu W_\mu^\alpha + ig \epsilon_{\alpha\beta\gamma} W_\mu^\beta W_\nu^\gamma$$

$$B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu$$

- $L_H = |(\partial_\mu + ig(T_\alpha/2)W_\mu^\alpha - i(g'/2)B_\mu)\phi|^2 - v(\phi)$, définit l'énergie cinétique du champ scalaire de Higgs ϕ , son couplage aux bosons de jauge et le potentiel de Higgs :

$$v(\phi) = (\lambda/6) \cdot (\phi^\dagger \phi - \eta^2)^2.$$

$$-L_Y = -\sum_{ff'} \{ g_{ff'} \bar{f}_L f'_R \phi + g_{ff'}^* \bar{f}_R f'_L \phi^\dagger \}$$

définit le couplage de Yukawa entre les quarks et le scalaire de Higgs, avec les constantes de couplage g .

Les deux premières parties du lagrangien, $L_f + L_{Y-M}$ forment un lagrangien invariant, de fermions et bosons de masse nulle.

En effet, la partie d'énergie cinétique des quarks et des bosons de jauge ne contient pas de termes de masse. Pour les fermions ces termes briseraient la symétrie de jauge, parce que les champs L et R se transforment différemment sous SU(2) ainsi que sous U(1) et un terme du type

$$L_{\text{masse}} = m \bar{u}u = m(\bar{u}_L u_R + \bar{u}_R u_L)$$

ne serait pas invariant de jauge.

Pour obtenir des bosons intermédiaires et des fermions massifs, la symétrie de jauge doit être brisée. Ceci est réalisé par l'introduction des champs de Higgs ϕ et la brisure spontanée de la symétrie, présentée dans la section suivante.

Néanmoins, quel que soit le mécanisme de brisure de symétrie, des résultats généraux peuvent être obtenus en imposant la conservation du courant électromagnétique. En définissant le courant d'isospin faible

$$J_\mu^\alpha = \sum_f \bar{f}_L \gamma_\mu T_\alpha / 2 f_L$$

et le courant d'hypercharge

$$J_{\mu}^0 = \sum_f [\bar{f}_L \gamma_{\mu} Y_{L L}^f + \bar{f}_R \gamma_{\mu} Y_{R R}^f]$$

la partie L_f du Lagrangien peut être réécrite comme

$$L_f = L_{f, \text{cin}} + L_{f, \text{int}} \quad \text{où:}$$

$$L_{f, \text{cin}} = i \sum_f [\bar{f}_L \not{\partial} f_L + \bar{f}_R \not{\partial} f_R] \quad \text{et}$$

$$L_{f, \text{int}} = g W_{\mu}^{\alpha} J_{\mu}^{\alpha} + g' B_{\mu} J_{\mu}^0$$

Les champs des bosons chargés sont définis comme :

$$W_{\mu}^{\pm} = \frac{W_{\mu}^1 \mp i W_{\mu}^2}{\sqrt{2}}$$

La matrice de masse de W^3 et B a comme vecteurs propres le boson neutre : $Z_{\mu} = -\sin\theta_w B_{\mu} + \cos\theta_w W_{\mu}^3$ et le photon $A_{\mu} = \cos\theta_w B_{\mu} + \sin\theta_w W_{\mu}^3$ avec :

$$\tan \theta_w = \frac{M_0}{M_3} \quad \text{et} \quad M_Z^2 = M_0^2 + M_3^2 = \frac{M_3^2}{\cos^2 \theta_w}$$

Les masses du W et du Z sont encore indépendantes.

La partie d'interaction du lagrangien L_f peut être réécrite :

$$L_{f, \text{int}} = g/\sqrt{2} (W_{\mu}^{+} J_{\mu}^{+} + W_{\mu}^{-} J_{\mu}^{-}) + g/\cos\theta_w Z_{\mu} (J_{\mu}^3 - \sin^2\theta_w J_{\mu}^{\text{em}}) + e A_{\mu} J_{\mu}^{\text{em}} \quad (2.1)$$

où J_{μ}^{+} , J_{μ}^{-} sont les courants chargés

$$J_{\mu}^{\pm} = \frac{J_{\mu}^1 \pm i J_{\mu}^2}{\sqrt{2}}, \quad \text{soit:}$$

$$J_{\mu}^{+} = 1/2 (\bar{u}_{\mu} \gamma_{\mu} (1-\gamma_5) d' + \bar{c}_{\mu} \gamma_{\mu} (1-\gamma_5) s' + \bar{t}_{\mu} \gamma_{\mu} (1-\gamma_5) b' + \sum_l \bar{\nu}_l \gamma_{\mu} (1-\gamma_5) l)$$

$$J_{\mu}^{-} = 1/2 (\bar{d}' \gamma_{\mu} (1-\gamma_5) u + \bar{s}' \gamma_{\mu} (1-\gamma_5) c + \bar{b}' \gamma_{\mu} (1-\gamma_5) t)$$

$$+\sum_1 \bar{l} \gamma_\mu (1-\gamma_5) \nu_1) \quad (2.2)$$

$$J_\mu^N = 2 (J_\mu^3 - \sin^2 \theta_w J_\mu^{em}) \quad (2.3)$$

est le courant neutre et

$$J_\mu^{em} = J_\mu^3 + J_\mu^0 ,$$

$$e = g \sin \theta_w \quad \text{et} \quad \tan \theta_w = g'/g \quad (2.4)$$

Ainsi g et g' peuvent être remplacés par e et θ_w et la théorie est définie par 4 quantités indépendantes e , θ_w , M_W et M_Z .

La constante de couplage de Fermi est définie à partir du temps de vie du μ [25]:

$$G_F = 1,02 \times 10^{-5} / m_p^2$$

La comparaison avec le lagrangien effectif de Fermi donne :

$$\frac{G_F}{\sqrt{2}} = \frac{g^2}{8M_W^2} \quad (2.5)$$

et e est également défini expérimentalement à partir de l'effet Josephson ou les expériences g_e^{-2} .

Les relations (2.4) et (2.5) donnent

$$M_W = \left(\frac{\pi \alpha}{\sqrt{2} G_F \sin^2 \theta_w} \right)^{1/2} \quad (2.6)$$

Nous arrivons ainsi à 3 paramètres, θ_w , M_w et M_z , dont 2 seulement sont indépendants à cause de la contrainte 2.6.

La constante de couplage effective de courants neutres est donnée par:

$$\frac{G_N}{\sqrt{2}} = \frac{1}{8} \frac{g^2}{\cos^2 \theta_w} \frac{1}{M_Z^2} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \frac{M_w^2}{M_Z^2 \cos^2 \theta_w}$$

Des mesures expérimentales ont déjà permis de définir θ_w et indirectement M_w et M_z . Les expériences de diffusion leptonique ont déterminé :

$$\sin^2 \theta_w = 0,226 \pm 0,012(\text{exp}) \pm 0,006(\text{théor.}) [26]$$

$$\frac{G_N}{G_F} = \frac{M_w^2}{M_Z^2 \cos^2 \theta_w} = 1,00 \pm 0,02 [27] \quad (2.7)$$

mais on ne tiendra pas compte de ces résultats dans la discussion qui suit; on calculera les paramètres des interactions faibles à partir des masses M_w et M_z observées dans les collisions \bar{p} - p (Chapitre VI).

2 - LE MECANISME DE HIGGS

La brisure spontanée de la symétrie $SU(2) \times U(1)$ est obtenue avec l'introduction des champs scalaires de Higgs. La configuration la plus simple est un doublet de $SU(2)$, complexe :

$$\varphi = \begin{pmatrix} \varphi_+ \\ \varphi_0 \end{pmatrix}, \quad \varphi^+ = (\varphi_- \quad \bar{\varphi}_0)$$

La forme de $V(\varphi)$ défini dans la section précédente, conduit à une valeur non nulle de φ dans l'état fondamental: $(0 \ \eta)$. Pour être en mesure de définir les états physiques comme des excitations d'un état fondamental (vide) stable, on effectue une translation de φ :

$$\varphi = \begin{pmatrix} 0 \\ \eta \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 \\ \chi(x)/\sqrt{2} \end{pmatrix}$$

η est, dans le cadre de la théorie quantique des champs, la valeur moyenne de φ dans le vide. En remplaçant φ dans L_H on obtient des termes de masses pour les bosons vectoriels.

$$M_W^2 = \frac{1}{2} \eta^2 g^2, \quad M_Z = \frac{M_W}{\cos \theta_W}$$

$$\eta^2 = \frac{2M_W^2}{g^2} = \frac{1}{2\sqrt{2}G_F} \sim (176 \text{ GeV})^2$$

Par ce mécanisme le doublet complexe φ a disparu, laissant une seule particule physique, le boson de Higgs. Sa masse :

$$M_X^2 = \frac{2}{3} \lambda \eta^2 = \frac{4\sqrt{2}}{3G_F} \lambda$$

dépend du coefficient λ de $V(\varphi)$, qui n'est pas déterminé.

Dans le cas général de plusieurs champs de Higgs φ_α avec différents isospins, on a :

$$\frac{M_W^2}{M_Z^2 \cos^2 \theta_W} = \frac{\sum_\alpha \langle (T_\alpha^1)^2 \rangle}{\sum_\alpha \langle (T_\alpha^3)^2 \rangle} = \rho \quad (2.8)$$

T_α^1, T_α^3 sont la première et la troisième composante de T_α , les générateurs de $SU(2)$ dans la représentation appropriée, et $\langle \rangle$ indique la valeur moyenne d'un opérateur dans l'état fondamental de φ_α .

Ce rapport est égal à 1 pour un ou plusieurs φ_α avec $I = 1/2$. Il est très difficile d'obtenir 1 avec des isospins différents. Par conséquent, le résultats expérimental (2.7) suggère fortement la structure de doublet(s).

Avec ρ et la relation 2.8 nous arrivons à 4 quantités: θ_W, M_W, M_Z et ρ et 2 contraintes: (2.6) et (2.8).

3 - CORRECTIONS RADIATIVES.

Pour déterminer les paramètres de la théorie à partir des données expérimentales, on doit tenir compte des corrections radiatives. En effet, les relations 2.5, 2.6 ne sont valables que si le calcul des amplitudes de transition est fait dans l'approximation de Born. En introduisant les amplitudes d'ordre supérieur, on trouve:

- des corrections dues aux intégrations à l'intérieur d'une boucle sur un graphe de Feynman; certaines contiennent des divergences
- des corrections finies dues à l'échange double de bosons intermédiaires et à l'émission de γ externes [28,29,30].

La renormalisation des amplitudes de transition d'un processus donné permet de s'affranchir des divergences et introduit des corrections de l'ordre de $\alpha \ln(M^2/\mu^2)$, dites "de logarithme dominant", qui permettent de comparer deux processus se produisant à deux échelles d'énergie différentes μ et M . Ces corrections sont calculées en utilisant le groupe de renormalisation. La constante de couplage α renormalisée devient une constante de couplage variable $\alpha(\mu)$, qui dépend de l'échelle d'énergie du processus étudié.

Quant à $\sin^2 \theta_W$, deux définitions différentes sont les plus courantes:

- i) si on veut conserver la définition de $\sin^2 \theta_W$ (2.3) en tenant compte des corrections radiatives, $\sin^2 \theta_W$ dépendra de l' échelle du processus étudié et du schéma de renormalisation choisi: $\sin^2 \bar{\theta}_W(\mu)$ est l' angle renormalisé par la méthode appelée \overline{MS} (schéma de soustraction minimal modifié);
- ii) $\sin^2 \theta_W = 1 - M_W^2/M_Z^2$.

Pour $\mu=M_W$ et dans l' approximation des logarithmes dominants, $\sin^2 \bar{\theta}_W(M_W)$ est égal à $\sin^2 \theta_W$ défini dans (ii).

Les correction radiatives finies introduisent des termes de l' ordre de $\alpha = \alpha/\sin^2 \theta_W$, α , ... etc. Si on en tient compte, les deux définitions de $\sin^2 \theta_W$ sont différentes de 0,6% seulement [31]

D' autre part, les corrections radiatives conduisent à une renormalisation de la masse des bosons W et Z [30]; la relation 2.6 devient

$$M_W = \left(\frac{\pi\alpha(M_W)}{\sqrt{2} G_F \sin^2 \theta_W(M_W)} \right)^{1/2} \frac{1}{1-\delta_M}$$

où δ_M représente les corrections radiatives finies. La renormalisation de $\alpha(M_W)$ augmente la masse du W de $\sim 4\%$; δ_M est positif, de l' ordre de 0,4%. Si on regroupe les deux corrections on peut écrire:

$$M_W = \left(\frac{\pi\alpha}{\sqrt{2} G_F \sin^2 \theta_W(M_W) (1-\Delta r)} \right)^{1/2} \quad (2.9)$$

Un calcul par [32], utilisant $\sin^2 \theta_W = 0,217$, une masse du boson de Higgs $m_H = m_Z$ et une masse du quark t $m_t = 36$ GeV, donne

$$\Delta r = 0.0696 \pm 0.0020$$

$$\text{et } M_W = 38,65 / \sin\theta_W (M_Z)$$

En revanche, si on considère Δr comme un paramètre libre supplémentaire, nous arrivons à 5 paramètres, θ_W , M_W , M_Z , ρ et Δr , dont 3 seulement sont indépendants à cause des contraintes 2.8 et 2.9.

4 - LARGEUR DES BOSONS INTERMÉDIAIRES.

a) Largeur du W.

A partir des couplages (2.1) on peut calculer les largeurs partielles du W et du Z [33] :

$$\Gamma(W \rightarrow e\nu) = (G_F M_W^3) / (6\pi\sqrt{2}) = 0.250 \text{ GeV}$$

Si les masses des quarks sont négligeables par rapport à la masse du W, la largeur totale du W est donnée par

$$\Gamma_W = (N_{L\nu} + 3 N_{qq}) \Gamma(W \rightarrow e\nu)$$

où $N_{L\nu}$ est le nombre de doublets gauches lepton-neutrino, N_{qq} le nombre de doublets de quarks et le facteur 3 est dû aux 3 couleurs.

Si on fait l'hypothèse que $N_{L\nu} = N_{qq} = 3$ et que la masse du quark top est $m_t = M_Z/2$ on trouve $\Gamma_W = 2.77 \text{ GeV}$. Dans ce cas le rapport de branchement de la désintégration $W \rightarrow e\nu$ est $\Gamma(W \rightarrow e\nu) / \Gamma_W = 0,09$.

b) Largeur du Z^0 .

En décomposant le courant neutre (2.3) en une partie vectorielle et une partie axiale, le couplage du Z^0 à une paire de fermions $f \bar{f}$ (2.1) peut être réécrit comme:

$$L_{Zff} = - m_Z / \sqrt{2} (G_F / \sqrt{2})^{1/2} \bar{f} \gamma_\mu (v_f - a_f \gamma_5) f Z^\mu$$

où $a_f = v_f = 1$ pour les neutrinos et

$$a_f = \pm 1, v_f = \pm (1 - 4 |q_f| \sin^2 \theta_w) \text{ pour } q_f > \text{ ou } < 0.$$

La largeur partielle du processus $Z^0 \rightarrow f \bar{f}$ est

$$\Gamma(Z^0 \rightarrow f \bar{f}) = G_F^2 m_Z^3 / (24\pi^2) (1 \text{ ou } 3) (v_f^2 + a_f^2)$$

Les rapports entre les différentes largeurs partielles du Z^0 sont par conséquent:

$$\begin{aligned} \Gamma(Z^0 \rightarrow \nu_e \bar{\nu}_e) : \Gamma(Z^0 \rightarrow e^+ e^-) : \Gamma(Z^0 \rightarrow u \bar{u}) : \Gamma(Z^0 \rightarrow d \bar{d}) = \\ = 2 : 1 + (1 - 4x)^2 : 3 [1 + (1 - 8/3 x)^2] : 3 [1 + (1 - 4/3 x)^2] \end{aligned}$$

$$\text{où } x = \sin^2 \theta_w,$$

et de même pour les saveurs de la 2^e et 3^e génération si on néglige les effets de masse, de l'ordre de m_f^2 / m_Z^2 . Ces effets ne sont pas négligeables pour le quark t [34]:

$$\begin{aligned} \Gamma(Z^0 \rightarrow t \bar{t}) = G_F^2 m_Z^3 / (4\sqrt{2}\pi) (1 - 4m_t^2 / m_Z^2)^{1/2} \\ [1 - 8/3 x + 32/9 x^2 - m_t^2 / m_Z^2 (1 + 16/3 x - 64/9 x^2)] \end{aligned}$$

Pour $\rho=1$, $\sin^2 \theta_w = 0.216$ la largeur partielle $Z^0 \rightarrow e^+ e^-$ est

$$\Gamma(Z^0 \rightarrow e^+e^-) = 90 \text{ MeV}$$

et, si on suppose que $m_t > m_Z/2$, la largeur totale du Z est donnée par:

$$\Gamma_Z = (4.43N_{1/3} + 3.47N_{2/3} + N_L + 1.96 N_\nu) \Gamma(Z \rightarrow e^+e^-) \quad (2.10)$$

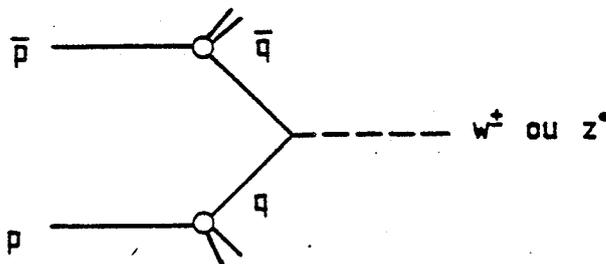
où $N_{1/3}$ et $N_{2/3}$ sont les nombres de quarks de charge $1/3$ et $2/3$ avec $m_q \ll m_Z/2$, N_L le nombre de leptons chargés et N_ν le nombre de neutrinos. La mesure de Γ_Z permet de définir N_ν si on fixe $N_{1/3}$, $N_{2/3}$ et N_L .

Pour trois familles de quarks et de leptons $N_{1/3} = N_L = N_\nu = 3$, $N_{2/3} = 2$ et la largeur du Z est $\Gamma_Z = 2.62 \text{ GeV}/c^2$. Dans ce cas, le rapport de branchement de la désintégration $Z^0 \rightarrow e^+e^-$ est $\Gamma(Z^0 \rightarrow e^+e^-) / \Gamma_Z = 0,034$.

5 - PRODUCTION DES BOSONS INTERMEDIAIRES DANS LES COLLISIONS $p\bar{p}$

Le W^\pm et le Z^0 sont produits dans les interactions des quarks données par les couplages (2.1) de la Section II.1 :

$$u\bar{u}, \bar{d}d, s\bar{s}, \dots \rightarrow Z^0, u\bar{d}, u\bar{s}, \dots \rightarrow W^+, \bar{u}d, \bar{u}s, \dots \rightarrow W^-$$



La section efficace de production d'un boson intermédiaire dans les collisions $p\bar{p}$ est donnée par la somme incohérente de tous les processus élémentaires $q\bar{q}$ pondérés par les distributions des quarks dans les nucléons incidents ; on néglige la contribution des quarks lourds $c, b, (t ?)$ de la mer :

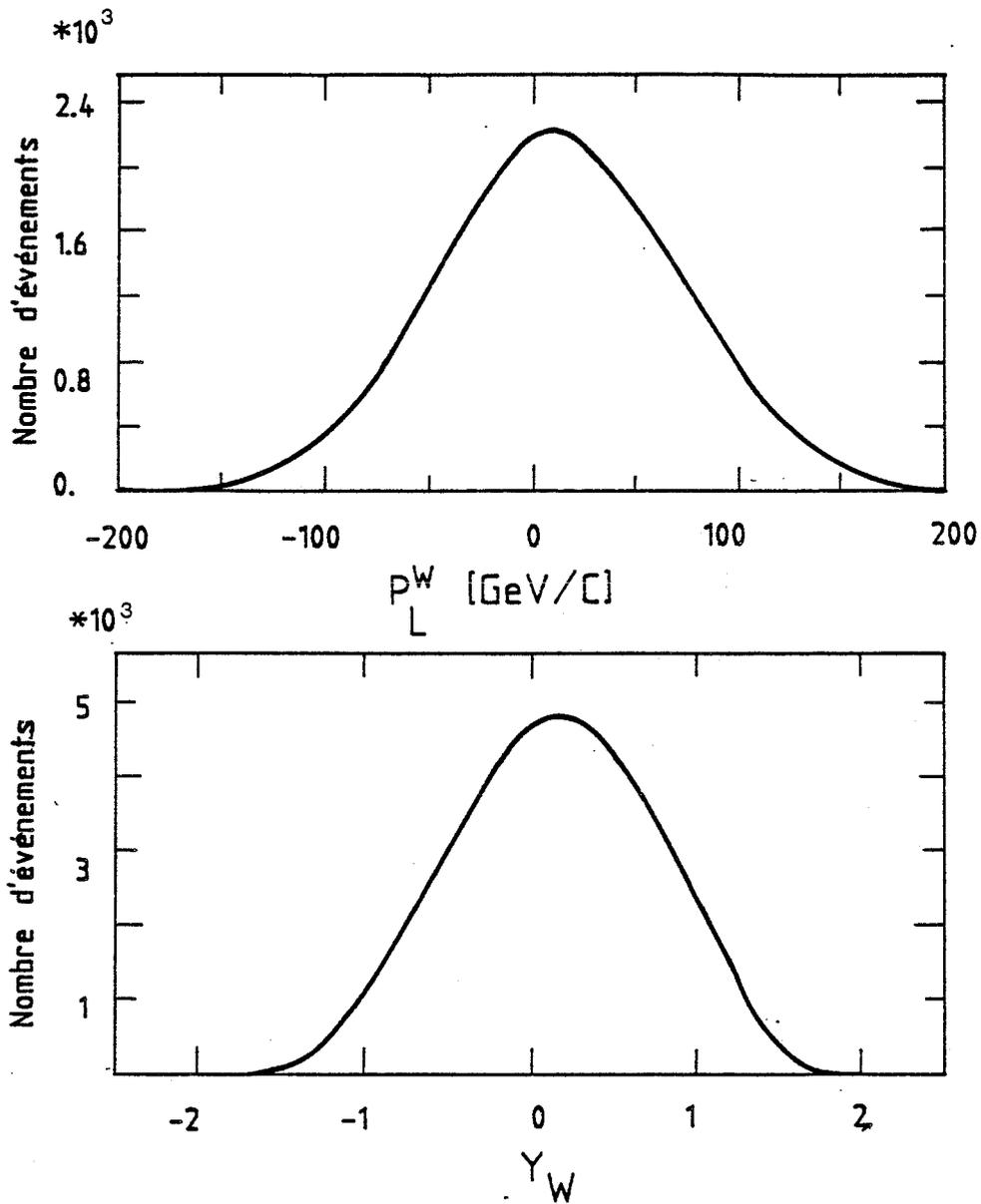
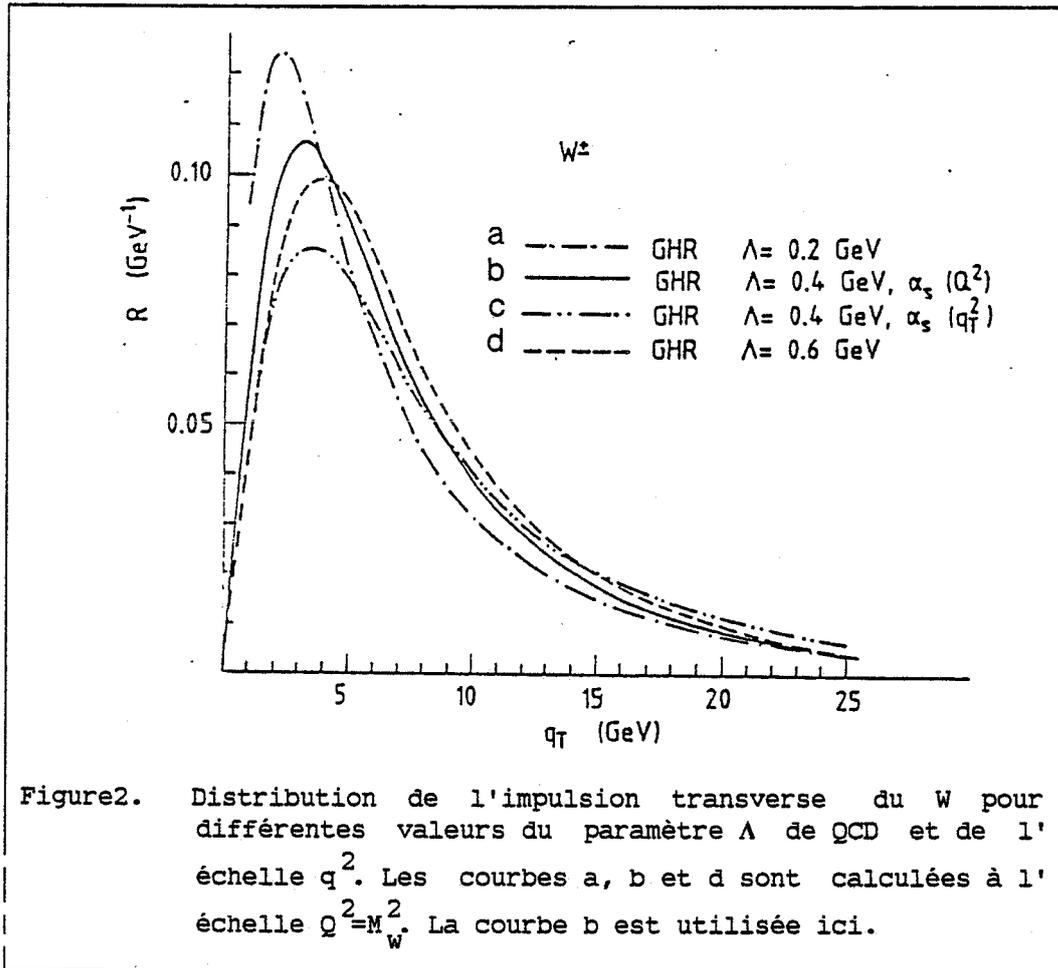


Figure 1. Distributions en p_L et en y du W^+ .

$$\sigma(pp \rightarrow W^+ X) = \int_0^1 dx_1 \int_0^1 dx_2 \sigma(x_1, x_2) \cdot \frac{1}{3} \{ [u(x_1) \bar{d}(x_2) + \bar{d}(x_1) u(x_2)] \cos^2 \theta_c + [u(x_1) \bar{s}(x_2) + \bar{s}(x_1) u(x_2)] \sin^2 \theta_c \} \quad (2.11)$$

où θ_c est l'angle de mélange de Cabibbo (mélange des 2 premières générations de quarks dans la matrice de Kobayashi-Maskawa avec $\sin \theta_c = 0,22$; $u(x)$, $d(x)$, $s(x)$ sont les distributions des quarks dans le proton. La section efficace du processus élémentaire $q_1 \bar{q}_2 \rightarrow W^+$ est donnée par :



$$\sigma(x_1, x_2) = \sqrt{2} G_F \pi M_W^2 \delta(x_1 x_2 s - M_W^2) \quad (2.12)$$

Si on porte (2.12) dans (2.11) et on définit :

$$\tau = \frac{M_W^2}{s}$$

(2.11) devient :

$$\begin{aligned} \sigma(p\bar{p} \rightarrow W^+ X) &= \sqrt{2} \pi G_F \tau \int \frac{1}{\tau} \frac{dx}{x} \frac{1}{3} \left\{ \left[u(x) \bar{d}\left(\frac{\tau}{x}\right) \right. \right. \\ &+ \left. \bar{d}(x) u\left(\frac{\tau}{x}\right) \right] \cos^2 \theta_c \\ &+ \left. \left[u(x) \bar{s}\left(\frac{\tau}{x}\right) + \bar{s}(x) u\left(\frac{\tau}{x}\right) \right] \sin^2 \theta_c \right\} \end{aligned}$$

La section efficace de production du Z^0 est donnée par :

$$\begin{aligned} \sigma(\bar{p}p \rightarrow Z^0 + X) = & 1/\sqrt{2} \pi G_F^2 \int_{\tau}^1 \frac{dx}{x} \frac{1}{3} \{ [u(x)\bar{u}(\frac{\tau}{x}) \\ & + \bar{u}(x)u(\frac{\tau}{x})] [\frac{1}{4} - \frac{2}{3} \sin^2\theta_w + \frac{8}{9} \sin^4\theta_w] \\ & + [d(x)\bar{d}(\frac{\tau}{x}) + \bar{d}(x)d(\frac{\tau}{x}) \\ & + s(x)\bar{s}(\frac{\tau}{x}) + \bar{s}(x)s(\frac{\tau}{x})] \cdot \\ & [\frac{1}{4} - \frac{\sin^2\theta_w}{3} + \frac{2}{9} \sin^4\theta_w] \} \end{aligned}$$

L'impulsion longitudinale du boson produit est $p_L = \sqrt{S}/2 (x_1 - x_2)$.
On définit la rapidité y :

$$P_L = M_W \sinh y$$

Dans la description donnée ci-dessus les effets de l'interaction forte ont été négligés. Or l'émission de gluons dans l'état initial a deux effets principaux :

- tassement de la distribution des quarks vers des x plus faibles
- génération d'une impulsion transverse du boson produit supérieure à celle provoquée par le mouvement de Fermi des quarks dans les nucléons.

Les distributions en p_L et en y du W^+ sont montrées dans la Figure 1 ; elles sont calculées en utilisant les fonctions de structure de M. Gluck et al [35]. La Figure 2 montre la distribution de l'impulsion transverse du W , exprimée comme le rapport $R = (d\sigma/dp_T^W dy) / (d\sigma/dy)$ à $y=0$ (courbe b). Cette distribution a été calculée par G. Altarelli et al. [36] en utilisant également les fonctions de structure [35].

6 - DESINTEGRATIONS

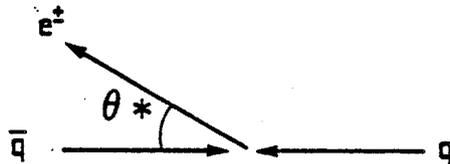
Les rapports de branchement des désintégrations électroniques des bosons intermédiaires sont : [Section II.4] :

$$\Gamma(W \rightarrow e\nu) / \Gamma_W = 0,09$$

$$\Gamma(Z^0 \rightarrow e^+e^-) / \Gamma_Z = 0,034$$

a) Repère de repos du W.

Dans le repère de repos du W (Centre de masse $q\bar{q}$) la structure V-A du couplage $Wq\bar{q}$ et $W\nu$ introduit une asymétrie dans la distribution angulaire des électrons produits :

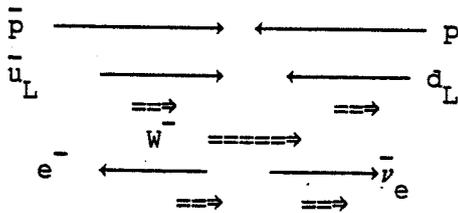


$$\frac{d\sigma}{d\cos\theta^*} \propto (1 + \cos\theta^*)^2$$

pour les électrons de la désintégration du W^- et :

$$\frac{d\sigma}{d\cos\theta^*} \propto (1 - \cos\theta^*)^2$$

pour les e^+ du W^+ . Ceci est dû à la conservation du spin. Qualitativement :



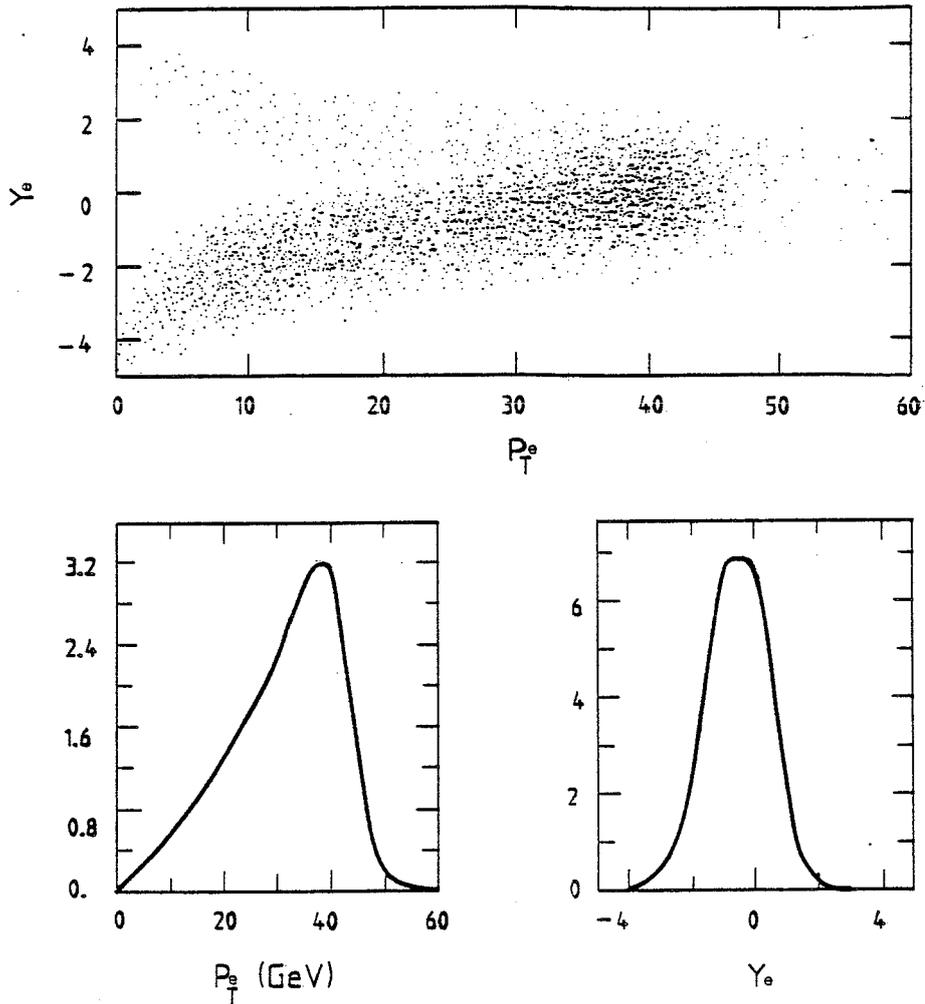


Figure 3. Distributions en y et en p_T des e^+ .

Comme le W^- est produit principalement d'un \bar{u}_L (d'hélicité droite) et d'un d_L (d'hélicité gauche), il est totalement polarisé. Le e^- produit (hélicité gauche) a tendance à être émis dans la direction du faisceau de protons. Les quarks de la mer et les contributions de QCD modifient légèrement ces résultats mais les caractéristiques qualitatives sont préservées.

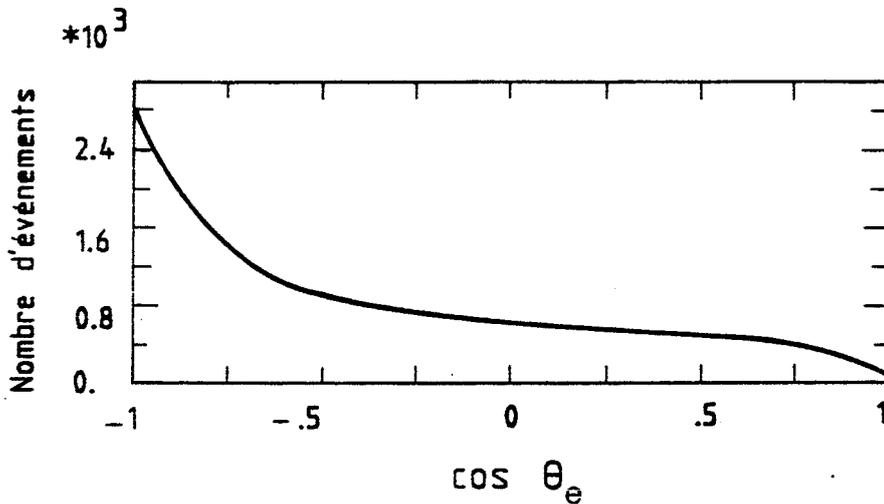


Figure 4. Distribution en $\cos \theta$ des e^+ .

La distribution en impulsion transverse p_T^e de l'électron est caractérisée par le pic du Jacobien à $p_T = M_W/2$:

$$p_T = M_W/2 \sin \theta^* \quad \text{et :}$$

$$\frac{d\sigma}{dp_T} = \frac{d\sigma}{d\cos \theta^*} \frac{d\cos \theta^*}{dp_T} = \frac{d\sigma}{d\cos \theta^*} \frac{1}{M_W/4} \frac{p_T}{\sqrt{1 - (2p_T/M_W)^2}}$$

Pour un p_T^e donné et si on néglige l'impulsion transverse du W, la rapidité y_e^* de l'électron dans le repère de repos du W est donnée par la relation $M_W/2 = p_T^e \cosh y_e^*$. Ainsi, à un p_T^e mesuré correspondent deux valeurs possibles de la rapidité $y_e^* = \pm |y_e^*|$.

b) Repère du laboratoire.

Soit y_e la rapidité du positron dans le repère du laboratoire, qui est le C.M. de la collision $p\bar{p}$; soit $g_W^+(y_W)$ la distribution de la rapidité du W^+ . On a $y_W = y_e - y_e^*$. La distribution en y et en p_T du positron dans le laboratoire est donnée par :

$$\frac{d\sigma^+}{dy_e dp_T^e} \propto \frac{p_T^e}{\sqrt{1 - (2p_T^e/M_W)^2}} [(1 - \text{th} |y_e^*|)^2 g_W^+(y_e - |y_e^*|) + (1 + \text{th} |y_e^*|)^2 g_W^+(y_e + |y_e^*|)]$$

où $|y_e^*|$ est la solution positive de l'équation: $\cosh y_e^* = M_W/2p_T^e$.

De même, la distribution en y et en p_T des e^- est donnée par:

$$\frac{d\sigma^-}{dy_e dp_T^e} \propto \frac{p_T^e}{\sqrt{1 - (2p_T^e/M_W)^2}} [(1 + \text{th } |y_e^*|)^2 g_W^-(y_e - |y_e^*|) + (1 - \text{th } |y_e^*|)^2 g_W^-(y_e + |y_e^*|)]$$

Dans ces formules l'impulsion transverse du W n'a pas été prise en compte. A l'aide d'un programme de Monte Carlo qui simule également l'impulsion transverse du W , on peut obtenir les distributions cinématiques des e^+ et e^- . Les Figure3 et Figure4 montrent les distributions en y , en p_T et en $\cos\theta$ des e^+ . Les distributions correspondantes des e^- sont obtenues en changeant y en $-y$ et θ en $\pi-\theta$.

CHAPITRE III LES FAISCEAUX DE PROTONS ET ANTIPROTONS

Le refroidissement de faisceaux d'antiprotons, proposé en 1966 et en 1968 et réalisé en 1974 [7] a permis la réalisation du projet $p\bar{p}$ au SPS du CERN [37] , proposé en 1976.

Pour produire des \bar{p} , des paquets de 10^{13} p's de 26 GeV sont extraits du PS toutes les 2,4 secondes et dirigés sur une cible de Cu. $2,5 \cdot 10^7$ \bar{p} 's de 3,5 GeV/c sont sélectionnés parmi les particules produites, et dirigés dans l' Accumulateur d' Antiprotons (AA) qui a une acceptance de $\sim 100\pi$ mrad.mm et une acceptance en impulsion de $\Delta p/p \approx 1,5\%$. La dispersion dans l'espace de phase des \bar{p} produits à la cible étant 10^9 fois plus large que ce qui est permis par l'acceptance du SPS, les \bar{p} sont "refroidis" par la méthode stochastique dans le AA [38]. Au bout de 24 h, $1,4 \cdot 10^{11}$ \bar{p} sont accumulés dans le AA. Avec des temps d' accumulation plus longs le nombre de \bar{p} accumulés a atteint $2,5 \cdot 10^{11}$. Le faisceaux de \bar{p} refroidi est extrait en 3 paquets de $2,5 \cdot 10^{10}$ \bar{p} qui sont accélérés à 26 GeV dans le PS et ensuite extraits et injectés dans le SPS où circulent déjà dans le sens opposé 3 paquets de $1,5 \cdot 10^{11}$ p. Comme environ 40 % des \bar{p} sont perdus pendant les transferts, chacun des 3 paquets de \bar{p} dans le SPS contient $1,5 \cdot 10^{10}$ \bar{p} . La longueur de chaque paquet est de 30 cm. Les p et \bar{p} sont accélérés à 273 GeV.

Les paquets de p et de \bar{p} se croisent 6 fois par révolution en 6 points fixes, situés à 60° les uns des autres. Ils sont amenés à interagir en deux points, situés à 60° l' un de l' autre. Le détecteur UA2 occupe une de ces intersections avec le détecteur UA4 ; la deuxième est occupée par UA1 et UA3. L' anneau du SPS est souterrain à la hauteur des deux intersections, d' où le nom des expériences, qui se situent en profondeur (UA = Underground Area).

La luminosité vue sur une intersection est égale à

$$L = \frac{2 f_{\text{rev}} N_B n_p n_{\bar{p}}}{\sqrt{\beta_H \beta_V (\epsilon_{Hp} + \epsilon_{H\bar{p}}) (\epsilon_{Vp} + \epsilon_{V\bar{p}})}}$$

où $f_{\text{rev}} = \frac{c}{2\pi R_{\text{SPS}}} = 43,4 \text{ KHz}$ est la fréquence de révolution.

$N_B = 3$ est le nombre de paquets dans chaque faisceau

$n_p = 1,5 \times 10^{11}$ est le nombre de p par paquet

$n_{\bar{p}} = 1,5 \times 10^{10}$ est le nombre de \bar{p} par paquet

les paramètres d'oscillation bêta-tron à l'intersection dans les plans horizontal et vertical sont:

$$\beta_H = 1,3 \text{ m}$$

$$\beta_V = 0,65 \text{ m}$$

les émittances des deux faisceaux dans les deux plans sont:

$$\epsilon_{Hp} = 6,9 \times 10^{-6} \pi \text{ rad x cm}$$

$$\epsilon_{H\bar{p}} = 3,8 \times 10^{-6} \pi \text{ rad x cm}$$

$$\epsilon_{Vp} = 3,5 \times 10^{-6} \pi \text{ rad x cm}$$

$$\epsilon_{V\bar{p}} = 1,9 \times 10^{-6} \pi \text{ rad x cm}$$

Une fois le SPS rempli, la luminosité décroît exponentiellement en fonction du temps avec une vie moyenne T de l'ordre de 15 à 20 h. A cause de la forme des paquets les points d'interaction sont distribués le long de l'axe des faisceaux selon une courbe gaussienne, avec un σ de 10 cm. Les distributions dans le plan transverse ont des largeurs $\sigma_{V,H} \leq 0.2 \text{ mm}$.

Les valeurs des paramètres données ci-dessus donnent une luminosité de $\sim 1,8 \times 10^{29} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$. Une luminosité maximale de $2 \times 10^{29} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$ a été atteinte en juin 1983. Durant la période avril - juin 1983 150 nb $^{-1}$ ont été accumulés; pendant la période octobre - décembre 1982 le faisceau

était beaucoup moins dense, et comportait un seul paquet d' \bar{p} ; $20nb^{-1}$ avaient été accumulés.

La fréquence des croisements pour la configuration de 3x3 paquets est $3 \times f_{rev} = 129$ kHz. Etant donné que la section efficace inélastique non diffractive est $\sigma_{nd} = 45$ mb [39], le taux d' interactions pour $L=2.10^{29}$ est $dN/dt=2,10^{29} \times 45 \times 10^{-27} \approx 10$ kHz soit 10/129 par croisement. Le taux d' interactions doubles est de 0.0028 par croisement soit 3.6% du taux d' interactions simples.

Chaque faisceau est accompagné d' un large halo de particules échappant de l'accélérateur ; le halo des protons est en général beaucoup plus intense.

La luminosité est mesurée par des compteurs du SPS ainsi que par des compteurs faisant partie des détecteurs UA2 et UA4 qui seront décrits dans le chapitre IV.

CHAPITRE IV LE DETECTEUR UA2

1 - LES TRAITS GENERAUX.

Le détecteur UA2 a été étudié [40] pour observer la production d'électrons provenant de la désintégration du W^\pm et du Z ainsi que la production de jets de hadrons à grands P_T .

Le choix du mode de désintégration électronique plutôt que du mode muonique a été suggéré par la bonne résolution qui peut être obtenue sur l'énergie des électrons par les calorimètres électromagnétiques, et par le besoin de couvrir le maximum d'angle solide possible avec un appareillage compact. Les modes de désintégration hadroniques de bosons intermédiaires, donnant naissance à des paires de jets, sont beaucoup plus difficiles à détecter: d'une part des paires de jets de grande masse invariante sont produits en abondance par interaction forte et, d'autre part, la résolution sur l'énergie des jets est moins bonne que pour les électrons.

Le détecteur couvre un angle polaire de 20° à 160° et un angle azimutal de 2π . Pour étudier l'asymétrie attendue dans la production de e^+ et e^- dans la désintégration du W, plus marquée près de l'axe des faisceaux, une mesure de la charge des électrons est nécessaire entre 20° à 40° et entre 140° et 160° . Ainsi le détecteur est différent dans la région centrale (40° à 140°) et dans la région avant/arrière (20° à 40° et 140° à 160°).

Un électron est identifié par :

- une trace chargée détectée dans un ensemble de chambres proportionnelles et de chambres à dérive,
- un signal dans un détecteur de pied de gerbe placé derrière un convertisseur,
- une déposition d' énergie fortement électromagnétique dans les calorimètres: la fuite de la gerbe électromagnétique dans les compartiments hadroniques doit être faible
- dans les régions du détecteur où l' on mesure l' impulsion de l' électron à l' aide d' un spectromètre magnétique, par l' accord entre l' impulsion et l' énergie mesurée dans le calorimètre.

Plus précisément, les différentes parties du détecteur, représentées sur la Figure5 et Figure6 sont utilisées pour la détection et l' analyse des électrons de la façon suivante :

- la trajectoire de l'électron est reconstruite dans le détecteur de vertex ; l' ensemble des traces correspondant aux particules chargées donne une mesure du point d' interaction, que nous appellerons vertex.

Si l'électron est émis dans la région centrale,

- il interagit dans le convertisseur en tungstène qui entoure le détecteur de vertex et le début de la gerbe est détecté dans la chambre proportionnelle qui se trouve derrière,

- son énergie est mesurée dans le calorimètre central, qui comporte une partie électromagnétique et une partie hadronique.

Si l' électron est émis vers les régions avant ou arrière,

- il est défléchi dans l'aimant toroidal,

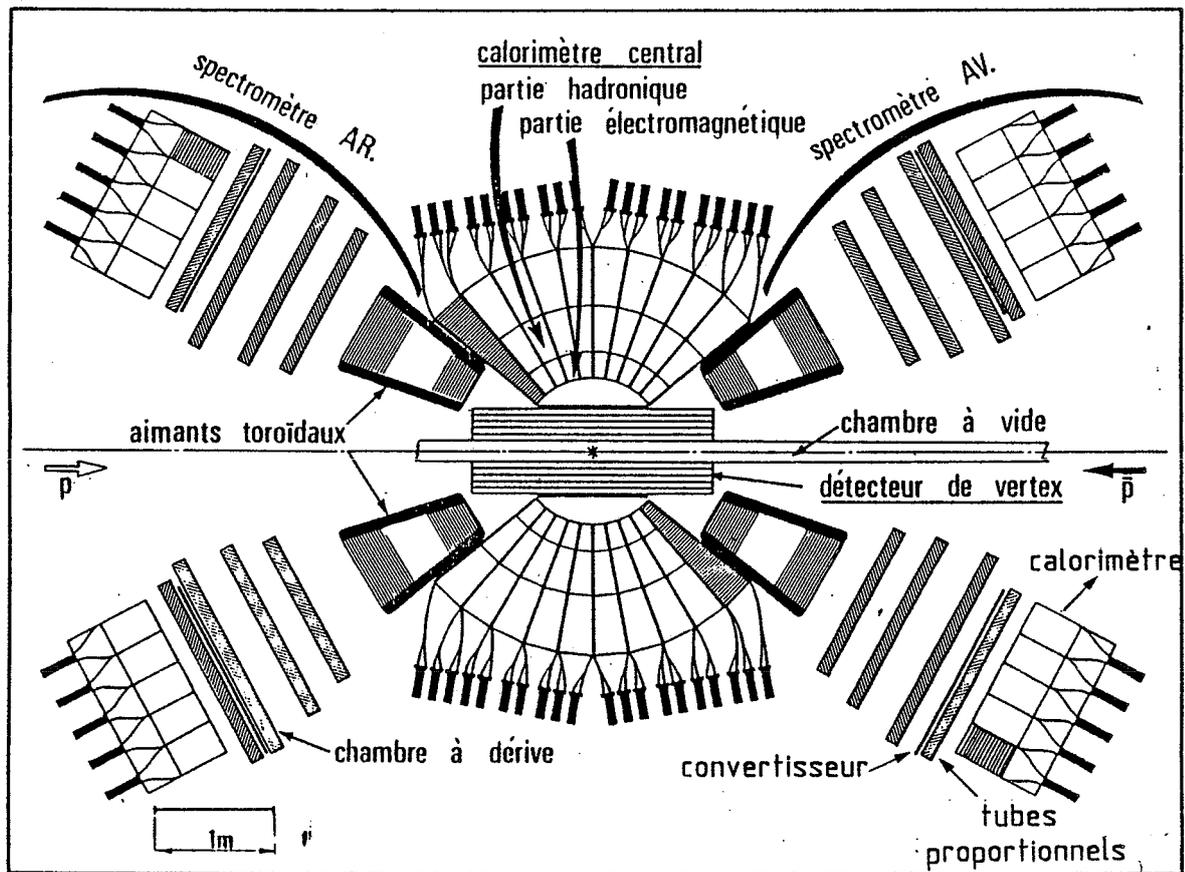
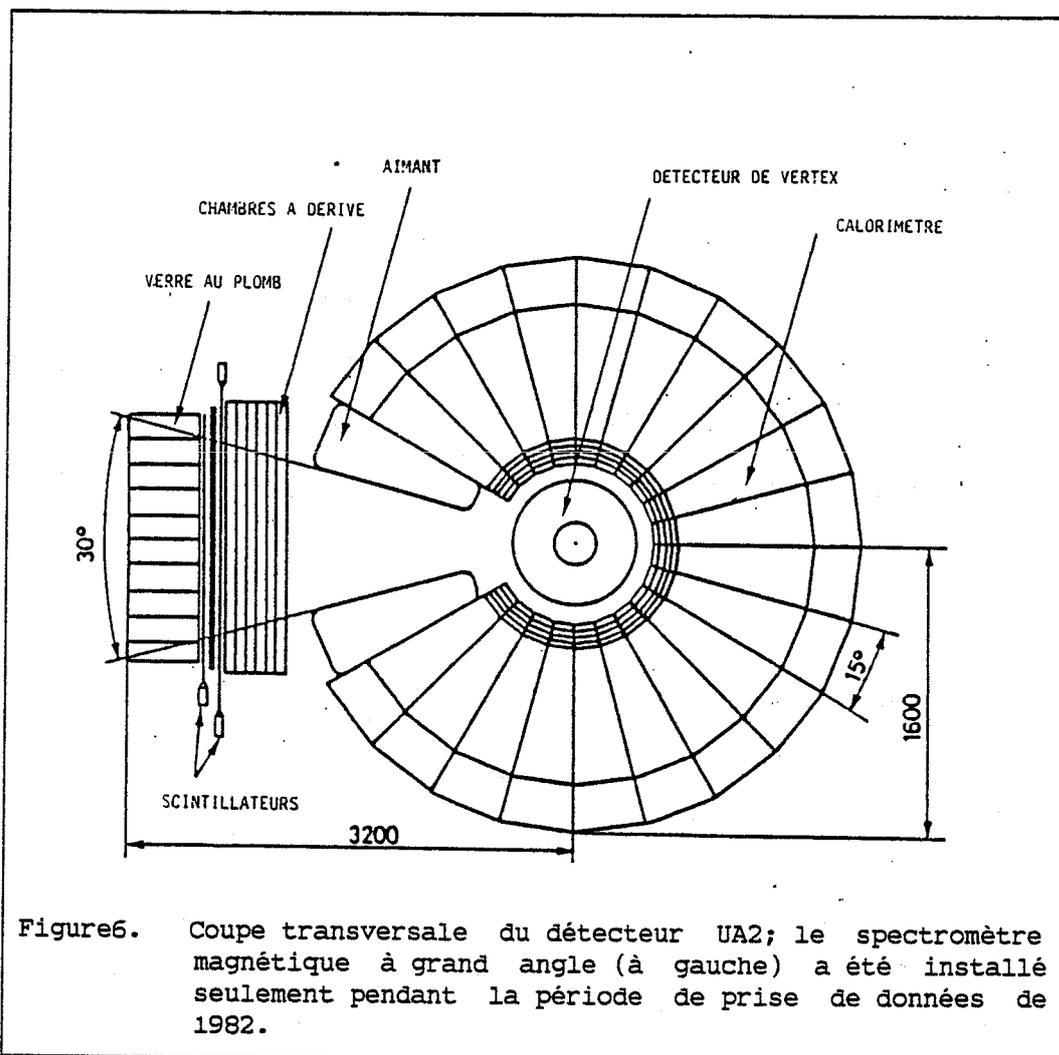


Figure 5. Coupe longitudinale du détecteur UA2.

- sa nouvelle direction est mesurée dans les chambres à dérive, et son impulsion est ainsi définie,
- il interagit dans un convertisseur, générant une gerbe dont le début est détecté dans une chambre proportionnelle multi-tube,
- et son énergie est mesurée dans la partie e/m du calorimètre Avant/Arrière ; ce calorimètre est aussi muni d'une couche calorimétrique supplémentaire pour la détection des fuites hadroniques.

L'angle polaire de 10° à $\approx 0^\circ$ est couvert par le détecteur de l'expérience UA4 ; nous nous sommes servis de certains compteurs y appartenant pour le déclenchement et le calcul de la luminosité.

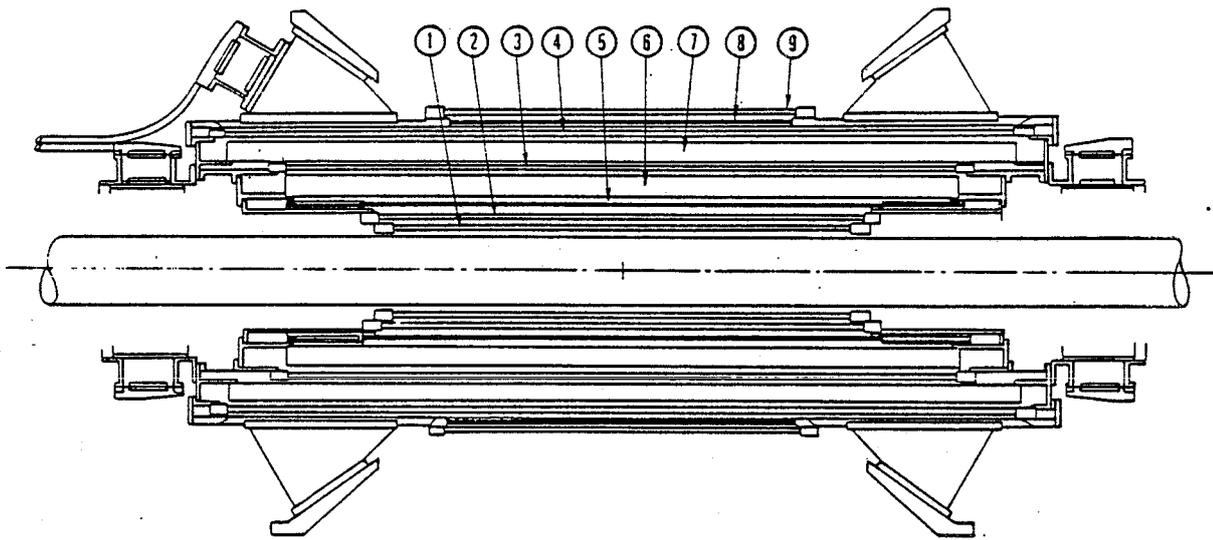
Sur la Figure 6 apparaît une ouverture dans le calorimètre central, entre -30° et 30° , devant laquelle est installé un spectromètre à grand



angle. Ce dispositif a été utilisé seulement pendant la prise de données de 1982 ; en 1983 le calorimètre central avait une symétrie cylindrique complète [41].

2 - LE DETECTEUR DE VERTEX.

Des descriptions détaillées du détecteur de vertex sont données dans plusieurs publications [42]. La description sommaire donnée ici est fortement inspirée de celle, beaucoup plus complète, donnée dans la thèse de L. Fayard [42].



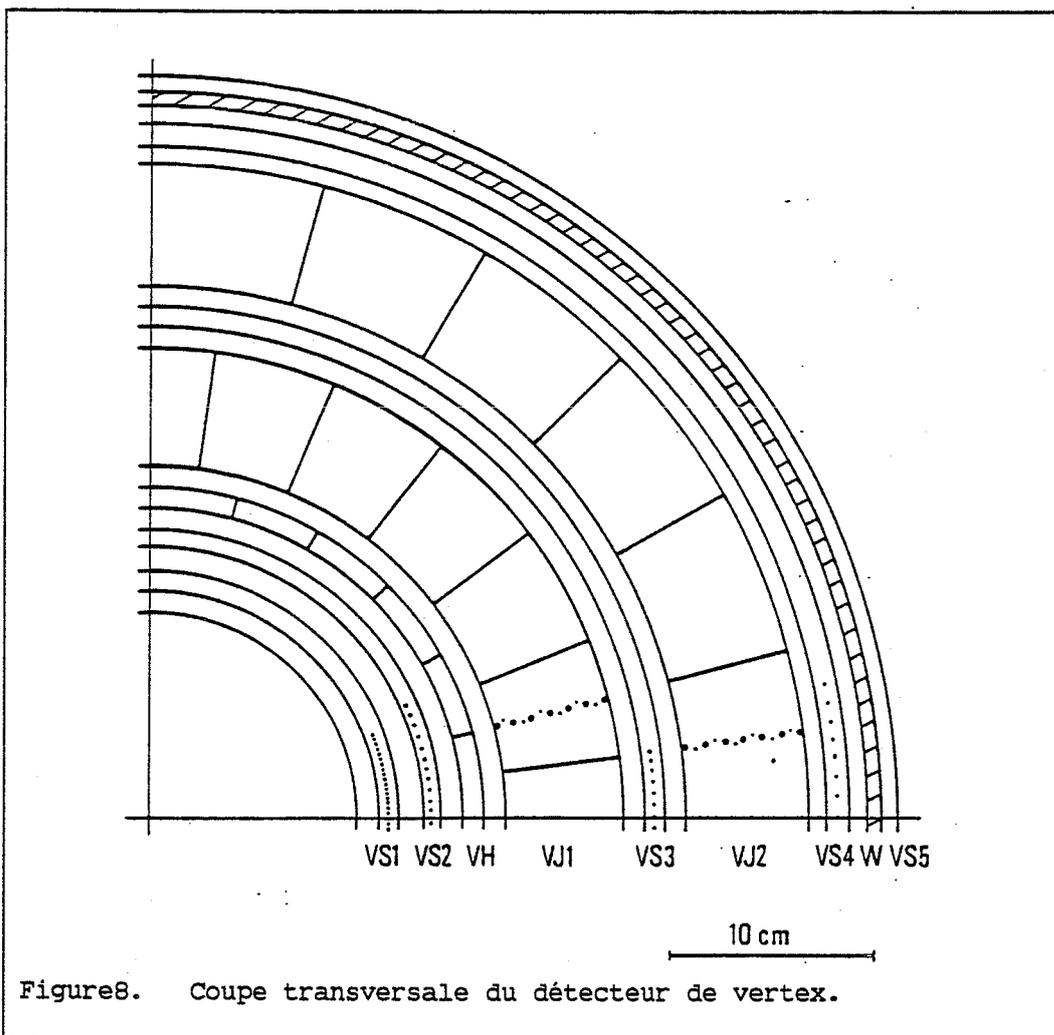
Coupe longitudinale du détecteur de vertex :

- 1,2,3,4 chambres proportionnelles VS1 à VS4
- 5 scintillateur
- 6,7 chambres à dérive
- 8 tungstène
- 9 chambre proportionnelle VS5

Le détecteur de vertex [Figure7 , Figure8] mesure les traces chargées dans les directions longitudinale et transverse à l'aide d'un ensemble constitué de 4 chambres proportionnelles à lecture anodique et cathodique VS1 à VS4 (bonne précision longitudinale) et de 2 chambres à dérive VJ1 et VJ2 (bonne précision transverse), chacune mesurant 6 points dans l'espace ainsi que l'ionisation produite par la particule.

Il comporte également un hodoscope de 24 scintillateurs ainsi que le détecteur de pied de gerbe cité plus haut qui est une cinquième chambre proportionnelle (VS5) précédée d'un convertisseur de tungstène.

Pour un vertex de coordonnée Z comprise entre ± 11 cm (axe Z = axe du faisceau) la couverture angulaire du détecteur de traces proprement dit est de 20° à 160° en angle polaire θ . La chambre VS5 ne couvre que la région angulaire du calorimètre central ($40^\circ < \theta < 140^\circ$). La couverture



azimutale est égale à 2π . On doit noter que le peu d'espace disponible à l'intérieur du calorimètre (le rayon de VS5 est de 35 cm) en fait un détecteur compact entourant une chambre à vide d'un rayon de 7,3 cm. Celle-ci est un tube ondulé d'acier inoxydable. En raison des ondulations, l'épaisseur traversée varie avec l'angle θ et la position en Z. Pour $\theta = 90^\circ$ l'épaisseur moyenne traversée est $\approx 185 \mu$ ($\approx 1,1 \cdot 10^{-2} X_0$)

a) LES CHAMBRES PROPORTIONNELLES VS1 A VS4

La mesure la plus précise de la coordonnée Z est obtenue par les chambres VS1 à VS4. Chaque chambre comprend des fils anodiques espacés de 2 mm et deux couches de bandes cathodiques en laque d'argent de $11 \mu\text{m}$

d'épaisseur, une externe et une interne, enroulées en hélice sur le cylindre de la chambre. Les paramètres des 4 chambres sont résumés dans la Figure 9. Le passage d'une particule chargée ionise le gaz, et induit un signal négatif sur les fils anodiques et positif sur les bandes cathodiques. Le principe de la mesure de Z est donné sur la Figure 9 où ont été représentées les deux couches u et v de bandes cathodiques.

La position moyenne suivant l'axe u est donnée par le barycentre des charges déposées sur les bandes cathodiques. La position le long de z est alors donnée par l'intersection de \bar{u} avec le fil anodique touché. On peut également faire de même sur l'autre projection avec v ce qui améliore la précision de mesure et lève les ambiguïtés quand plusieurs traces traversent la chambre (Figure 10).

Les signaux des fils et des bandes sont transmis à des préamplificateurs de courant rapides à faible bruit placés à 50 cm des chambres puis, par des lignes bifilaires de 85 m, ces signaux sont amenés dans la salle de comptage:

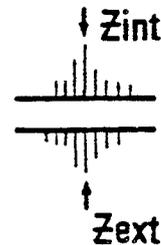
- pour les signaux anodiques à des amplificateurs-discriminateurs-mémoires,
- pour les signaux cathodiques à des amplificateurs puis à des ADC.

L'information donnée par le fil anodique touché mesure également la position transverse ϕ . La précision obtenue est de $600\mu\text{m}$. La résolution transverse (séparation de traces voisines) est de l'ordre de 4 mm.

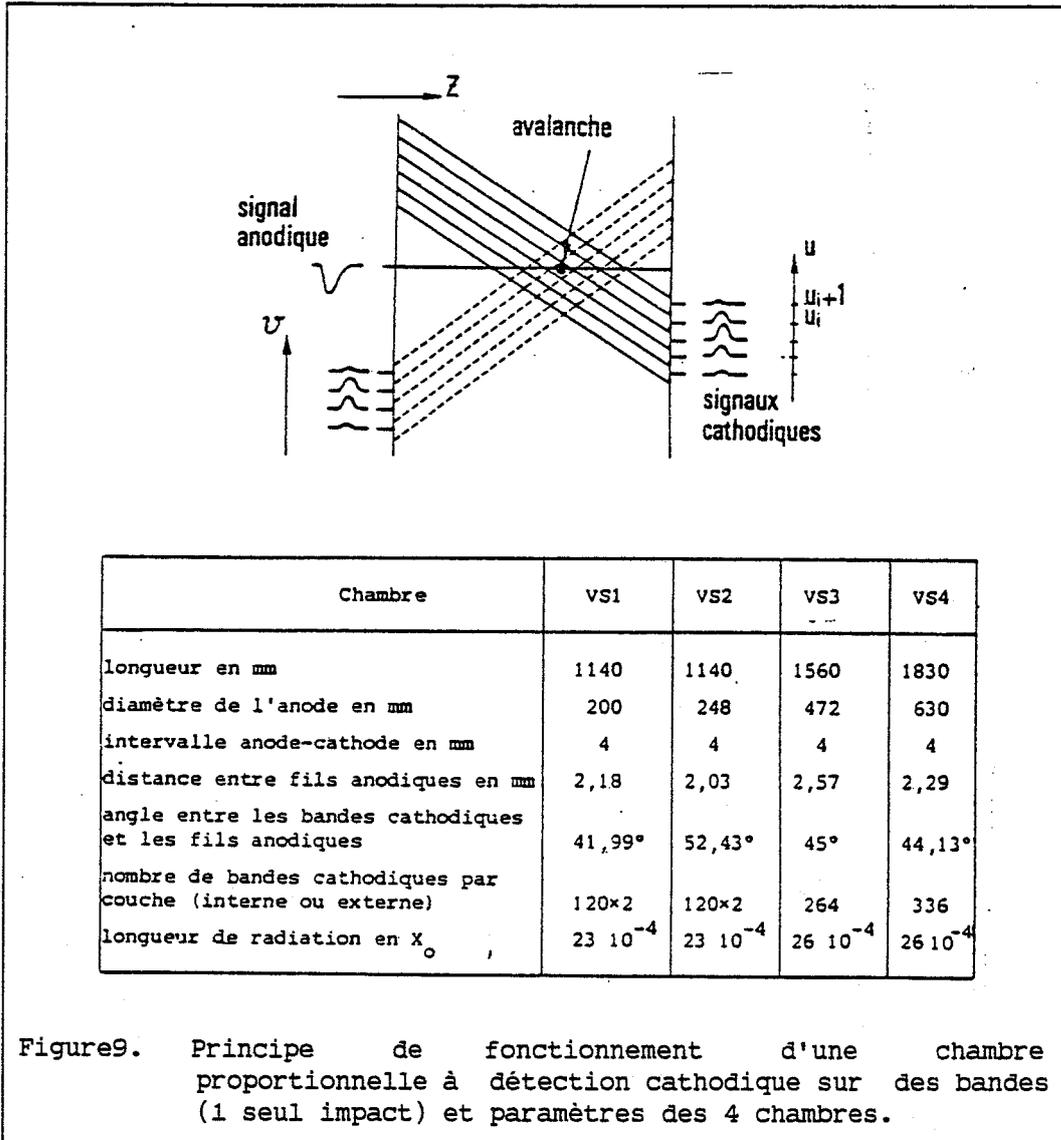
La précision interne longitudinale mesurée dans chaque chambre est déduite de la distribution de

$$\Delta Z = Z_{\text{int}} - Z_{\text{ext}}; \text{ on a mesuré :}$$

$$\sigma(\Delta Z) \sim 1 \text{ mm} \quad \sigma(Z) = \sigma(\Delta Z)/\sqrt{2} \approx 0,7 \text{ mm}$$



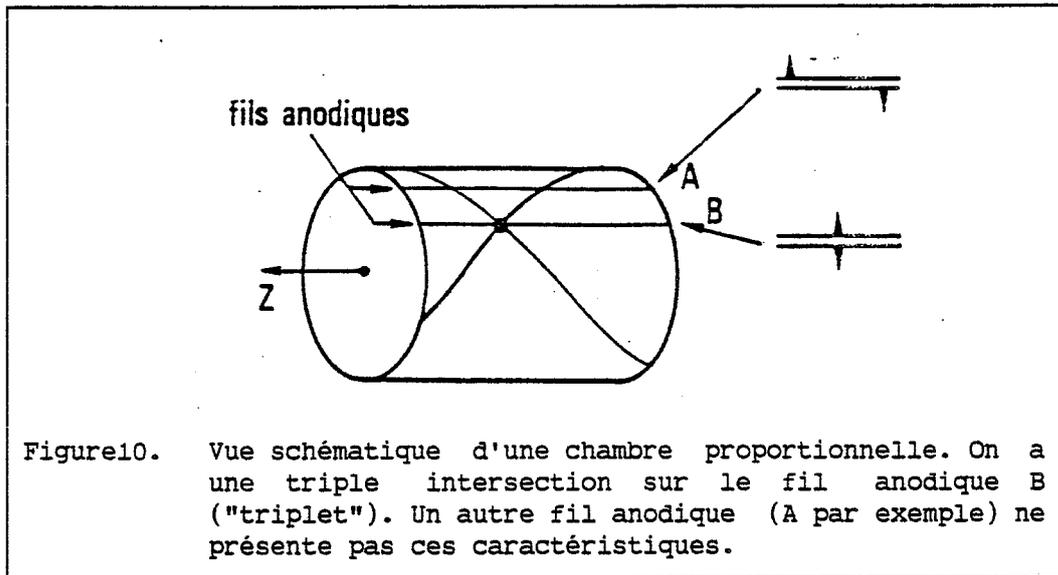
L'efficacité transverse (efficacité par fil) de chacune des chambres est d'environ 92 %. L'efficacité pour trouver une position Z à l'aide d'un triplet fil-bande-bande est de 85 % en cosmique et 65 % en collisions



$p-\bar{p}$ (déclenchement HDTOT voir section IV.8). Ces nombres deviennent 88 % et 85 % si on demande seulement un doublet fil-bande pour déterminer la coordonnée Z.

b) LES DEUX CHAMBRES A DERIVE VJ1 ET VJ2

Ces chambres doivent donner pour une trace $2 \times 6 = 12$ points dans l'espace avec une très bonne précision transverse ainsi que douze mesures de l'ionisation.



Chacune des chambres est formée de 24 cellules identiques. La coupe transverse d'une cellule est représentée dans la Figure 11. Chaque fil donne une position dans l'espace, définie par:

- l' angle azimutal ϕ grâce au temps de dérive.
- la position le long de l'axe Z par division de charge.

Notons sur la Figure 11 que les fils de mesure sont décalés en ϕ . Ceci peut aider à résoudre l'ambiguïté gauche-droite par rapport au plan médian (comparaison de deux lissages). Cette levée d'ambiguïté est également obtenue en décalant les deux chambres à dérive d'une demi-cellule en ϕ (voir Figure 8) et en demandant des points associés dans les chambres proportionnelles. Remarquons également que pour un événement $p\bar{p}$ normal, vu le nombre relativement faible (24) de cellules, on s'attend à avoir plusieurs particules traversant la même cellule. Il faut donc équiper ces chambres à dérive d'une électronique capable d'enregistrer plusieurs traces dans la même cellule.

A chaque fil sensible sont associés deux voies d'électronique, gauche et droite, lues par un ADC et un TDC communs à ces deux voies. Le temps mort entre deux intégrations de la charge collectée est de 150 ns (~ 8 mm) c'est à dire qu'on ne peut pas avoir plus de quatre traces séparées dans une même cellule. Le TDC multicoups donne une précision de ± 4 ns.

N° chambre	Nb de cellules	Nb de fils sensibles par cellule	Longueur des fils	Rayon au 1er fil	e	V ₀ (Volts)	v ₀ (Volts)
1	24	6	1530 mm	179 mm	7,8 mm	- 3800	- 1850
2	24	6	1800 mm	259 mm	7,8 mm	- 4800	- 1850

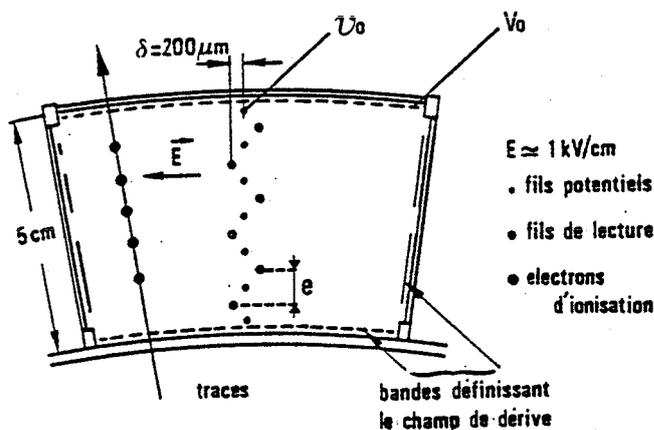


Figure 11. Paramètres des chambres à dérive et coupe transversale d' une cellule.

Les précisions des chambres à dérive sont $\sigma(r\phi) \approx 150 \mu\text{m}$ et $\sigma(Z) = 16 \text{ mm}$ pour VJ1 et $\sigma(Z) = 21 \text{ mm}$ pour VJ2. Ceci correspond à $\approx 1 \%$ de la longueur du fil. L'inefficacité d'un fil est $\approx 2 \%$ pour l'information transverse. A cause de la saturation des ADC, ce chiffre monte à $\sim 10 \%$ pour l'information longitudinale. Un autre intérêt de ces chambres est qu'elles peuvent mesurer l'ionisation $I = \langle dE/dx \rangle$ par la méthode de la moyenne tronquée.

c) PROGRAMME DE RECONSTRUCTION

- Reconstruction transverse

Elle est faite en deux étapes :

- on effectue d'abord une recherche rapide en utilisant uniquement l'information des chambres proportionnelles à l'aide de route pointant vers le vertex (qui a une dispersion dans le plan transverse de $\sim 0,2$ mm, voir Chapitre III).

- on effectue ensuite une recherche de traces à partir de l'information des chambres à dérive. Elle est faite :

i) d'abord à l'aide de routes pointant vers le vertex puis

ii) en ne considérant que les coordonnées restantes de façon plus générale pour récupérer les traces inclinées.

A ce stade la reconstruction transverse est terminée et on calcule un vertex transverse à l'aide des traces.

- Reconstruction longitudinale

Une première approximation ($z_{vj} \pm \sigma_{vj}$) du vertex longitudinal est obtenue à l'aide de l'information longitudinale des chambres à dérive. On effectue ensuite la reconstruction longitudinale qui utilise l'information des bandes des chambres proportionnelles. Les croisements entre les fils et les deux couches de bandes cathodiques permettent de définir des coordonnées.

- Performances

La précision sur le vertex transverse déterminé événement par événement est $\sigma_x \approx \sigma_y \approx 0,9$ mm. Cette précision est limitée par la diffusion multiple. Le vertex longitudinal est trouvé dans plus de 98 % des cas.

La précision sur le vertex longitudinal est calculée à partir de la distribution des intersections des traces qui contribuent à la définition du vertex avec l'axe du faisceau. Cette distribution a une dispersion $\sigma_t \sim 3$ mm ; comme environ 10 traces contribuent en moyenne à déterminer Z_V , on a $\sigma(Z_V) \sim 3\text{mm}/\sqrt{10} \sim 1$ mm.

La précision sur les traces reconstruites est étudiée à l'aide des chambres à dérive du spectromètre avant-arrière quand il n'y a pas de

champ magnétique. Les erreurs sur les angles des traces sont $\sigma(\theta_V) \sim 4$ mr et $\sigma(\varphi_V) \sim 7$ mr. L'efficacité transverse, mesurée à l'aide du spectromètre à grand angle et du spectromètre avant-arrière, est de $\sim 96\%$.

On peut de la même manière calculer l'efficacité longitudinale ϵ_L . A l'aide du spectromètre à grand angle, on trouve $\epsilon_L = 77 \pm 2 \%$ si on considère toutes les traces et $\epsilon_L = 66 \pm 2 \%$ si on considère uniquement les traces ayant contribué à la détermination du vertex. Ces chiffres sont respectivement de $89 \pm 2 \%$ et $80 \pm 2 \%$ pour les traces se dirigeant vers les spectromètres avant-arrière. Ils sont plus élevés car l'ionisation est plus forte, les hauteurs d'impulsion plus élevées ce qui facilite la reconstruction. ϵ_L augmente à $93 \pm 2 \%$ et $85 \pm 2 \%$ si on demande que la trace soit isolée dans le plan transverse.

On peut calculer également P_S^T , le pourcentage de traces spurieuses dans le plan transverse; on trouve que le pourcentage moyen de traces transverses spurieuses est $\langle P_S^T \rangle = 7,4 \pm 0,8 \%$. De même on peut déterminer P_S^L , le pourcentage de traces spurieuses dans l'espace (on considère maintenant également l'information longitudinale). En utilisant le spectromètre avant-arrière le pourcentage P_S^L varie de 20% à 55% suivant le type de l'événement.

Les performances des chambres et les méthodes par lesquelles elles sont déterminées sont exposées de façon plus détaillée dans la thèse de L.Fayard [42].

d) L'HODOSCOPE DE SCINTILLATEURS VH

Il est formé de 24 bandes de scintillateur de 1190 mm de long, 5 mm d'épaisseur. Il est placé entre VS2 et VJ1. La distance moyenne au faisceau est 150 mm. Chaque scintillateur est vu aux deux bouts à travers de courts guides de lumière par des photomultiplicateurs. Les signaux sont envoyés à des unités qui mesurent les temps et charges de chaque côté. La longueur de radiation totale est $1,21 \cdot 10^{-2} X_0$.

e) LE DETECTEUR DE PIED DE GERBE (Convertisseur + chambre VS5)

Dans la recherche de électrons ce détecteur a pour but d'augmenter la réjection contre les hadrons chargés, qu'ils soient isolés ou accompagnés d'un π^0 dans leur voisinage. Il est constitué d'un convertisseur de tungstène suivi d'une cinquième chambre proportionnelle VS5 permettant de déterminer la position et la charge associée à une gerbe. La réjection contre les hadrons chargés est fournie par la mesure de charge (le signal recueilli dans VS5 est plus faible pour un hadron que pour un électron), la réjection contre la superposition π chargé - π^0 est fournie par la localisation du début de la gerbe électromagnétique avec une précision meilleure que celle donnée par la granularité des cellules du calorimètre.

Le convertisseur est constitué de 24 plaques de tungstène de 5 mm d'épaisseur au centre et 3,3 mm aux extrémités pour tenir compte de l'effet d'angle. La quantité de matière que traverse une particule correspond donc à 1,5 Xo.

Notons qu'en raison de son unicité VS5 est équipée d'une électronique plus complète que les autres chambres proportionnelles. Les bandes cathodiques sont équipées d'ADC 12 bits et les fils résistifs (les mêmes que pour les chambres à dérive) le sont également à chaque extrémité, dans le but de mesurer la position par division de charge.

La structure mécanique est analogue à celle des autres chambres proportionnelles. La longueur est de 800 mm, le rayon anodique est de 355 mm. Il y a 576 fils anodiques. Le pas est donc de 3,87 mm c'est à dire à peu près deux fois plus grand que pour les autres chambres. La principale différence est l'introduction d'une capacité au bout de chaque fil car les fils anodiques sont à la haute tension sur les chambres proportionnelles. Une gerbe électromagnétique ($\approx 1-2$ cm de largeur) s'étend sur plusieurs bi-fils et la perte de précision due au regroupement par deux des fils est faible. La tension de fonctionnement et le gain sont plus faibles que pour les autres chambres. Le seuil de détection est à environ 1,5 m.i.p.'s (signal d'une particule au minimum d'ionisation). Ceci

implique que la chambre n'est qu'environ 60 % efficace aux particules au minimum d'ionisation.

3 - LE CALORIMETRE CENTRAL.

Il couvre la région $40^\circ < \theta < 140^\circ$, $0^\circ < \varphi < 360^\circ$ (pseudorapidité $-1 < \eta < 1$). Une description détaillée en est donnée dans [43].

a) Mécanique et collection de la lumière

Le calorimètre a été conçu pour mesurer aussi bien l'énergie des électrons que celle des jets produits à grande énergie transverse. Il est segmenté en θ et φ dans le but de séparer l'énergie déposée par une particule ou un jet des autres particules secondaires produites dans l'événement ; il a la forme d'une sphère segmentée en 240 cellules, couvrant chacune 10° en θ et 15° en φ [Figure5 , Figure6 , Figure12]. Chaque cellule couvre approximativement le même intervalle en pseudorapidité. Le rayon intérieur est de 60 cm. L'originalité de ce calorimètre est d'avoir une géométrie pointant vers la région d'interaction.

Il est segmenté en profondeur en trois compartiments [Figure12] :

- électromagnétique, composé d'un empilement de 26 plaques de plomb de 3,5 mm d'épaisseur intercalées entre 27 plaques de scintillateur de 4 mm d'épaisseur ; la profondeur totale est de 20 cm (17 longueurs de radiation - 0,66 longueurs d'interaction)
- deux compartiments hadroniques composés d'empilements de 19 et 21 plaques d'acier respectivement, de 15 mm d'épaisseur intercalées entre des plaques de scintillateur de 5 mm d'épaisseur ; les profondeurs des deux compartiments sont respectivement de 1,8 et 2 L.I.

Les 10 cellules se trouvant au même φ et à des θ différents, sont regroupées dans une même structure mécanique qui a la forme d'une tranche d'orange tenue par des tôles d'acier (5 mm d'épaisseur pour les comparti-

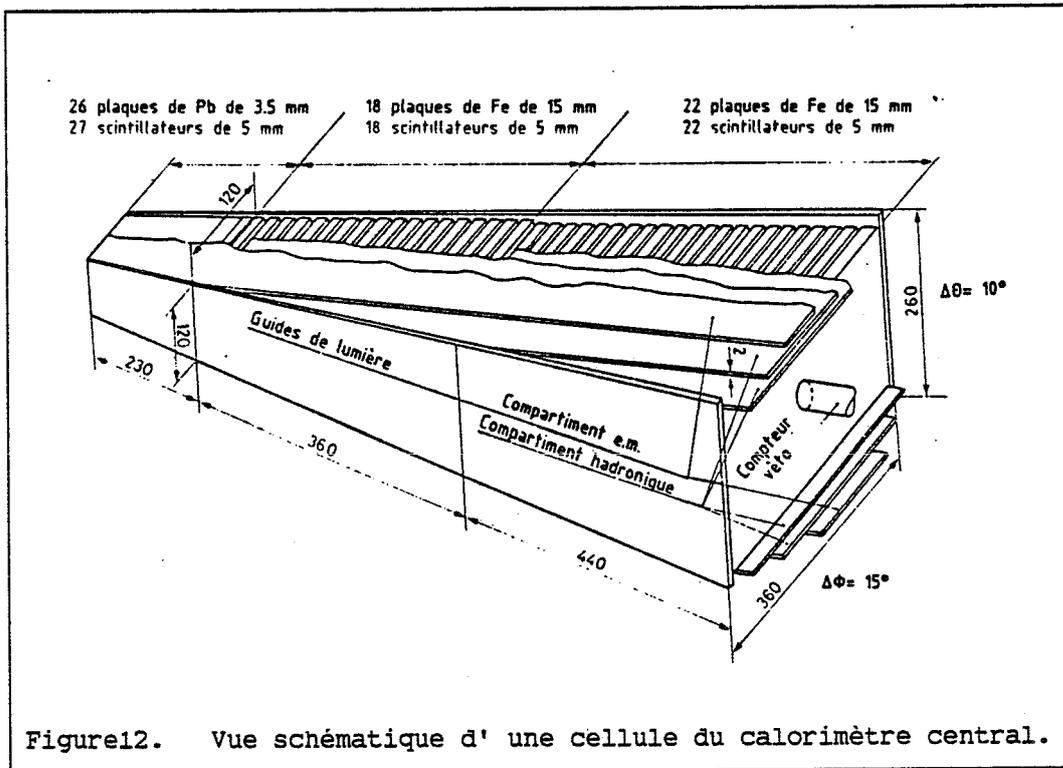


Figure 12. Vue schématique d'une cellule du calorimètre central.

ments hadroniques, 0,5 mm pour le compartiment e.m.). Cette structure introduit des zones inactives pour la détection de l'énergie sur les plans à ϕ constant (Figure 13); elles ont une épaisseur de $2 \times 5 \text{ mm} = 1 \text{ cm}$ pour les compartiments hadroniques et $2 \times 0,5 \text{ mm} + 1 \text{ mm}$ de marge supplémentaire = 2 mm pour le compartiment électromagnétique. La lumière produite dans les scintillateurs est recueillie dans des guides de lumière dopés au BBQ. Elle est convertie en longueur d'onde plus grande et transmise par des guides de lumière aux photomultiplicateurs (PM). Chaque compartiment est lu par deux guides au BBQ, se trouvant aux deux faces opposées en θ . Le nombre total de PM's est ainsi : $240 \times 3 \times 2 = 1440$.

Les deux BBQ, BBQ_S et BBQ_L (Figure 13) introduisent des interstices entre les cellules adjacentes de la même tranche; ils sont de 4,9 mm, 9 mm et 13,6 mm pour les compartiments e.m., hadronique 1 et hadronique 2 respectivement.

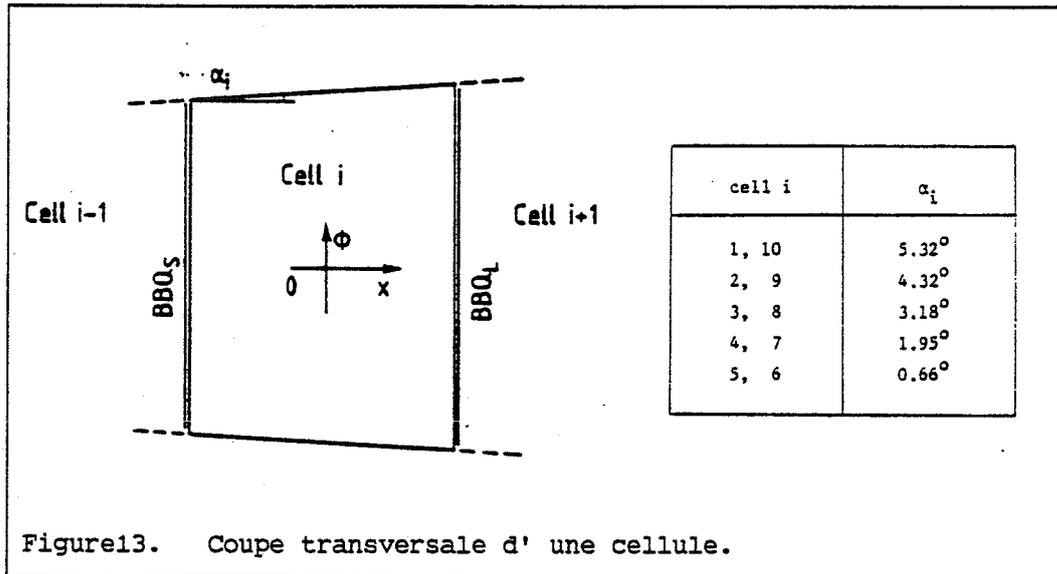


Figure13. Coupe transversale d' une cellule.

b) Electronique d'acquisition

Elle a deux fonctions principales :

- convertir les signaux des PM's en information digitale
- déclencher l'acquisition des événements intéressants.

Etant donné que nous voulons étudier les particules et les jets produits en fonction de leurs P_T (le P_L dépend du mouvement longitudinal du centre de masse de la réaction élémentaire entre partons et la plupart des processus intéressants sont visibles à grand P_T) les PM's sont réglés de façon à avoir la même réponse à une énergie transverse (E_T) fixée. Il en résulte que les taux des déclenchements qui utilisent l' énergie transverse vue dans les cellules sont les mêmes pour toutes les cellules, étant donné que chaque cellule couvre approximativement le même intervalle en ϕ et en pseudo-rapacité η .

Les signaux des 20 PM's de chaque compartiment d'une tranche, sont envoyés à :

- un ADC (convertisseur analogique-digital) de 4096 canaux (12 bits) avec une sensibilité de 0,25 pC/canal;
- un deuxième ADC via un amplificateur de gain ≈ 10 ;

- un amplificateur-intégrateur échantillonneur-bloqueur (sample and hold) ISH [44] qui additionne les signaux de deux PM's d'une cellule et intègre la somme ; les 10 signaux résultants sont transmis sous forme de niveaux continus aux modules de déclenchement [45].

c) Calibration initiale.

La calibration et l'étude des performances du calorimètre ont été effectuées à l'aide de faisceaux d'électrons, de μ et de hadrons entre 1 et 70 GeV auprès du PS et du SPS. Les tranches, ou un ensemble de 3 tranches, du calorimètre étaient posées sur une plate-forme mobile qui permettait de faire varier le point d'impact du faisceau sur les cellules ainsi que l'angle d'incidence. Une plaque de tungstène de 1,5 l.r. d'épaisseur, suivie d'un scintillateur, était installée devant le calorimètre, simulant le convertisseur cylindrique en tungstène utilisé dans l'expérience UA2 (Section IV.2.e). Un calorimètre supplémentaire en fer et un scintillateur était installé derrière les tranches étudiées, pour estimer les fuites longitudinales des gerbes hadroniques.

La calibration initiale des 24 tranches du calorimètre a été faite avec un faisceau d'électrons et de μ de 10 GeV au PS du CERN entre fin 1980 et mars 1981. Les gains des PM's ont été ajustés de façon à obtenir des signaux proportionnels à l'énergie transverse. La constante de calibration choisie pour tous les ADC est de $0.08 \text{ GeV } (E_T) / \text{pc } (\approx 0.02 \text{ GeV } / \text{canal ADC})$; l'énergie transverse maximale que les ADC peuvent mesurer est ainsi de 80 GeV.

Le compartiment e.m. a été calibré avec des électrons de 10 GeV. Les compartiments hadroniques ont été calibrés avec le faisceau de μ . La déposition d'énergie équivalente des muons est de 0.453 GeV et 0.698 GeV dans le premier et deuxième compartiment respectivement, pour toutes les cellules.

d) Performance.

d.1 Performance du calorimètre électromagnétique.

La résolution effective pour des électrons de très grande énergie est due à la résolution intrinsèque $\sigma/E \sim 14\% / \sqrt{E}$ [GeV] ainsi qu' à des effets systématiques tels que :

- la réponse en fonction de la position et de l'angle d'incidence dans une cellule donnée,
- la linéarité en fonction de l'énergie
- la reproductibilité de la réponse dans les différentes cellules.

Les 240 cellules se divisent en 5 tailles différentes. L'angle α montré dans la Figure 13 varie entre $5,3^\circ$ pour les plus petites cellules et $0,7^\circ$ pour les plus grandes.

La linéarité en fonction de l'énergie et la résolution ont été mesurées sur plusieurs cellules de chaque type à l'aide d'électrons traversant le centre de la cellule ; l'énergie corrigée est donnée par la formule empirique

$$E_{\text{corr}} = 1,024 E_{\text{Mes}} / [1 + 0,01 \ln (E_{\text{mes}} + 1)] \quad (E \text{ en GeV})$$

$$\text{où } E_{\text{mes}} = \text{cst. } B B Q_{s1} = \text{cst. } \sqrt{B B Q_s \cdot B B Q_1} \quad (4.1)$$

Cette formule mesure l'énergie vraie du faisceau à $\pm 1\%$ près.

La résolution effective obtenue est $\sigma/E \approx 0,20/\sqrt{E}$ [GeV].

- Réponse en fonction de la position.

La réponse E_{mes} dépend de la position du point d'impact en raison

- de la forme trapezoidale des scintillateurs,
- de l'atténuation de la lumière qui n'est pas exponentielle (la longueur d'atténuation dépend de la longueur d'onde),

-des fuites latérales quand le point d'impact s'approche des bords des cellules.

La Figure14 montre la variation de la réponse de BBQ_s , BBQ_1 et BBQ_{s1} pour une cellule de type 3. Les mesures sont reproductibles sur des cellules différentes du même type à $\pm 1\%$. La réponse en fonction de la position est paramétrisée par :

$$BBQ(\text{corrigé}) = BBQ(\text{mesuré}) \cdot \exp [f(x, |\varphi|)]$$

où $f(x, |\varphi|)$ est un polynôme de 3ième degré en x et 2ième degré en $|\varphi|$; les coefficients ont été déterminés pour chaque type de cellule, pour BBQ_s et BBQ_1 . La réponse corrigée est montrée dans la Figure15 ; la dispersion est inférieure à $\pm 1,7\%$ pour un type de cellule donné.

Le rapport $R = BBQ_s / BBQ_1$ permet par ailleurs une mesure indépendante du point d'impact le long d'un contour de R constant, pour une particule isolée. Si en plus φ ou x sont mesurés, le point d'impact est déterminé avec précision, et la réponse BBQ_{s1} (corrigé) mesure l'énergie vraie à mieux que $\pm 1\%$. Cette précision se détériore, cependant, quand le faisceau s'approche à moins de 8mm du bord de la cellule côté BBQ .

- Développement longitudinal et latéral

La fuite longitudinale de la gerbe électromagnétique dans la partie hadronique a été étudiée pour différentes énergies des électrons. Sur la Figure16 est représentée la fraction des électrons qui déposent moins qu'une fraction donnée de l'énergie dans le calorimètre hadronique ; le faisceau traverse le centre de la cellule. Pour des points d'impact proches des bords de la cellule, la fuite longitudinale croît. A cause de la faible extension latérale des gerbes électromagnétiques, la fuite latérale dans les cellules voisines est faible ($< 1,5\%$) pour un électron traversant le centre d'une cellule. La Figure17 montre la fraction f d'énergie déposée au passage de la frontière entre deux cellules d'une même tranche, séparées par l'interstice contenant les BBQ , ainsi qu'au passage de la frontière entre deux cellules appartenant à deux tranches

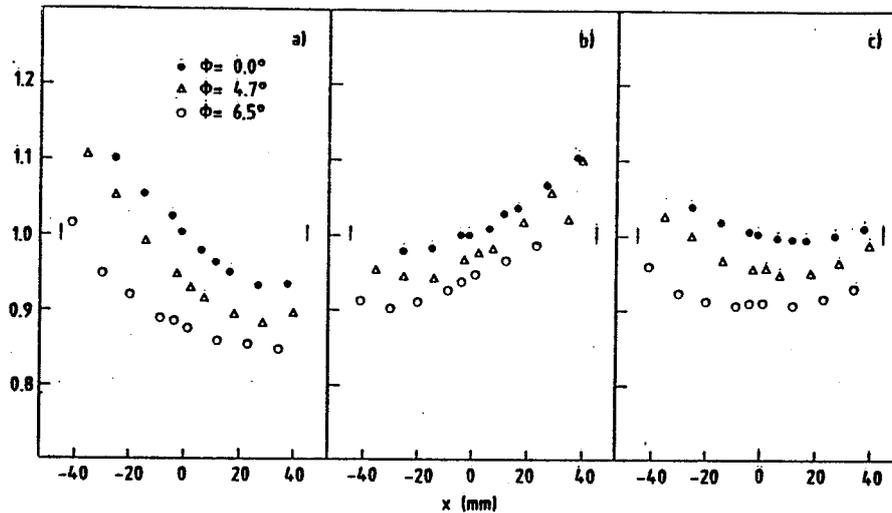


Figure 14. Réponse en fonction de la position pour des électrons sous incidence normale dans une cellule de taille moyenne (type 3). a: BBO_s , b: BBO_1 , c: BBO_{s1} . Les données sont normalisées à f au centre de la cellule.

différentes, séparées par un interstice de 2 mm. Les données sont paramétrisées par :

$$f = 0,5(1 + e^{-\xi/R_1})^{-1} + 0,5(1 + e^{-\xi/R_2})^{-1}$$

où $R_1 = 2,11 \pm 0,08\text{mm}$, $R_2 = 8,64 \pm 0,24\text{mm}$ et ξ est la distance entre le point d'impact et le milieu de l'interstice.

Cette paramétrisation sera utilisée lors de l'analyse des données prises sur le collisionneur [Chapitre V] pour comparer la distribution d'énergie mesurée dans un amas de cellules touchées à celle attendue d'un électron ou photon seul, dont on connaît le point d'impact.

d.2 Performance du calorimètre hadronique.

Le calorimètre hadronique a essentiellement deux buts : contribuer à l'identification des électrons, et mesurer l'énergie et la direction des jets de hadrons.

La réponse du calorimètre hadronique à des π^- de 1 à 70 GeV d'énergie a été étudiée au PS et au SPS. Afin de définir les coefficients qui permettent de convertir un signal mesuré par les ADC en énergie équivalente

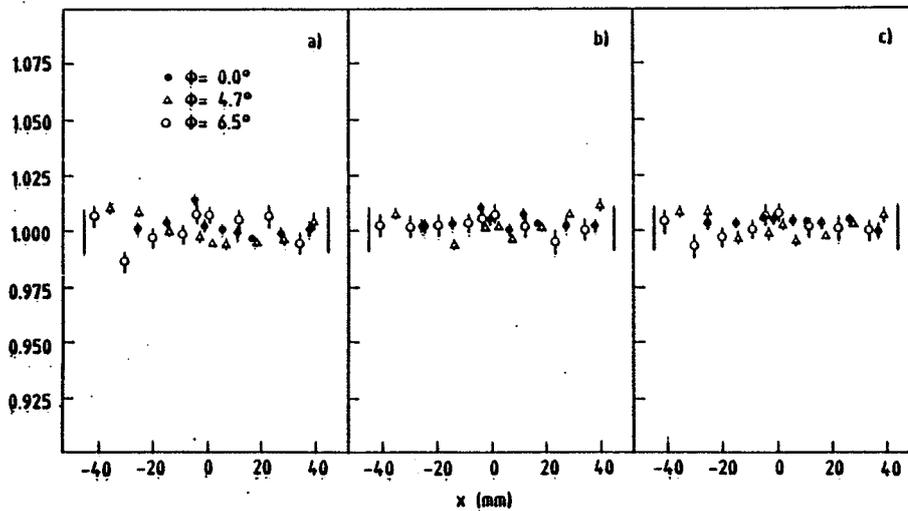


Figure15. Réponse corrigée en fonction de la position. a: BBO_S , b: BBO_1 , c: BBO_{S1} .

déposée, une étude comparative entre la déposition des électrons et μ (qui ont servi pour la calibration initiale) et les π est nécessaire. Les contributions relatives des 3 compartiments à la mesure de l'énergie déposée ne sont pas les mêmes pour les π , les μ , ou les électrons. Dans le cas des π elles dépendent de l'importance de la composante électromagnétique de la gerbe hadronique, due aux π^0 secondaires, ainsi que de l'énergie absorbée par les noyaux [46,47]. Ces deux composantes sont d'une part soumises à des fluctuations importantes et, d'autre part, leurs valeurs moyennes dépendent de l'énergie incidente; en conséquence les contributions relatives des 3 compartiments dépendent aussi de l'énergie incidente. A l'aide de faisceaux de π^- , les coefficients de ces contributions relatives ont été optimisés entre 10 et 70 GeV en imposant deux contraintes:

-minimisation de la fluctuation sur la mesure.

-la somme des énergies déposées doit être égale à l'énergie incidente.

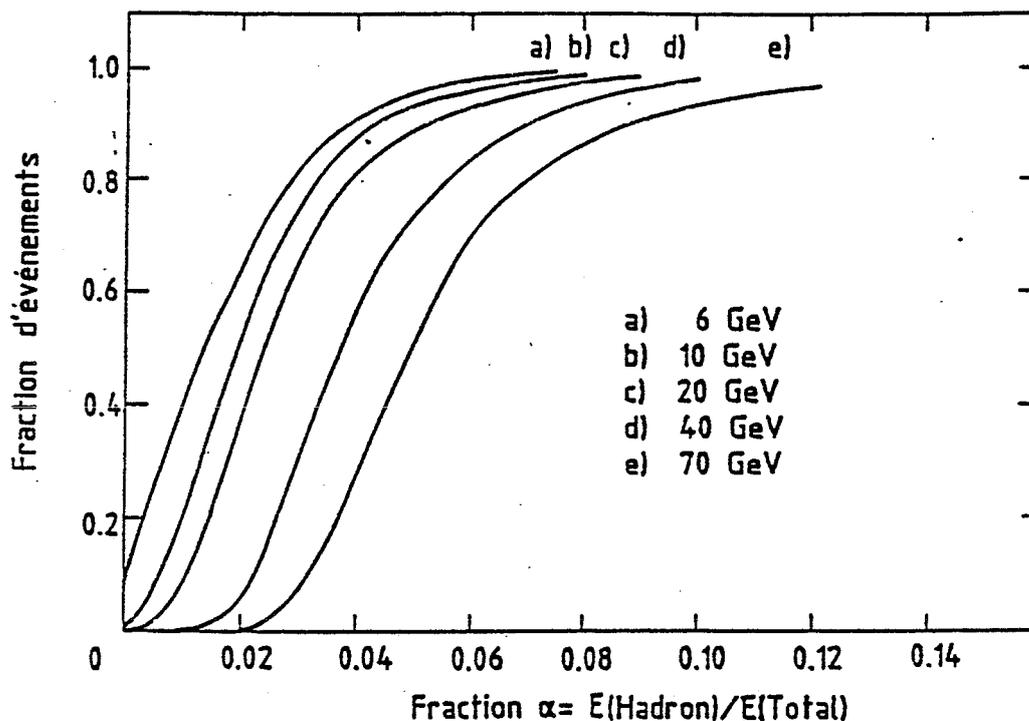


Figure 16. Fraction des événements qui, à une énergie donnée des électrons incidents, déposent moins qu'une fraction α de l'énergie de la gerbe e.m. dans le calorimètre hadronique.

Pour le compartiment e.m. on trouve que le coefficient par lequel nous devons multiplier les constantes de calibration (définies à l'aide des électrons) pour obtenir l'énergie d'un π chargé est $\lambda_{em} = 1,18$. Pour les compartiments hadroniques h_1 et h_2 , dans lesquels les constantes de calibration ont été définies à l'aide de μ , les coefficients sont $\lambda_{h1} = 1,00$ et $\lambda_{h2} = 1,06$.

Une fois ces 3 coefficients définis, la réponse dépend encore de l'énergie: soit $r = E_{mes}/E_{faisc}$ pour une mesure. La Figure 18 montre la dépendance en énergie de la valeur moyenne \bar{r} et de la dispersion $rms(r)$. La croissance de \bar{r} entre 1 et 10 GeV reflète le fait que les coefficients adoptés ne sont pas les plus appropriés pour ce domaine d'énergie. A plus haute énergie l'effet de la fuite longitudinale devient sensible. La variation de la résolution $rms(r)/r$ est proche d'une loi en $E^{-1/4}$ au lieu de $E^{-1/2}$ attendue pour une fluctuation purement statistique.

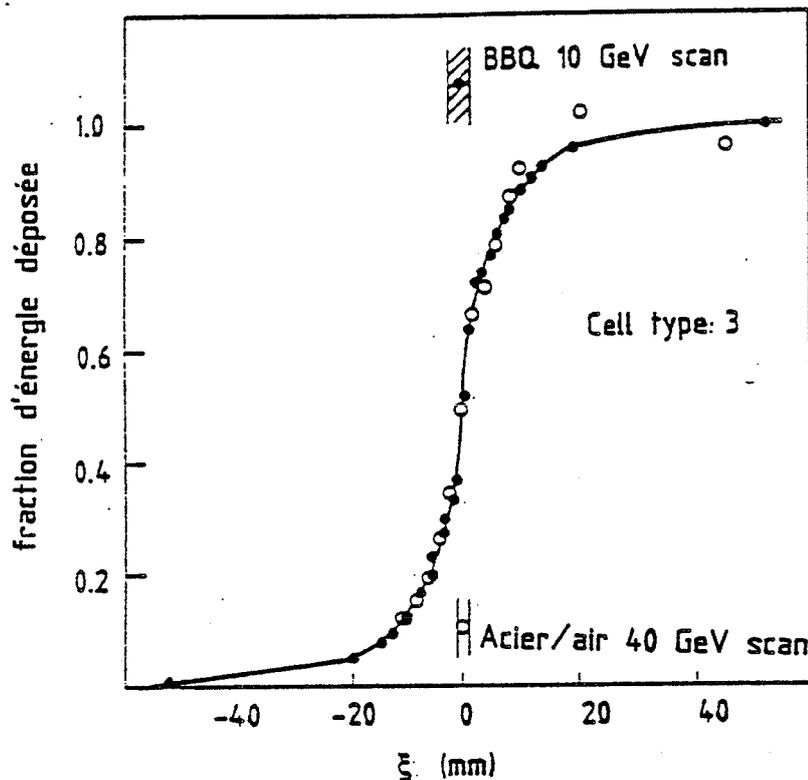


Figure 17. Fraction de l' énergie déposée au passage des frontières entre deux cellules. La courbe superposée représente la paramétrisation.

Dans la recherche des événements W et Z on sera intéressé par la mesure de l'énergie de jets. Au faisceau test une approximation de jets a été obtenue par des multi-hadrons produits par les π heurtant une cible de polyéthylène de 0,13 longueur d'interaction. La Figure 19 montre la variation de la valeur moyenne et de la dispersion de r avec l'énergie.

e) Evolution de la réponse en fonction du temps.

L'évolution de la réponse est suivie à l'aide de 4 systèmes indépendants (Figure 20 a et b):

i) Le gain de la chaîne électronique est surveillé à l'aide d'injections de charges.

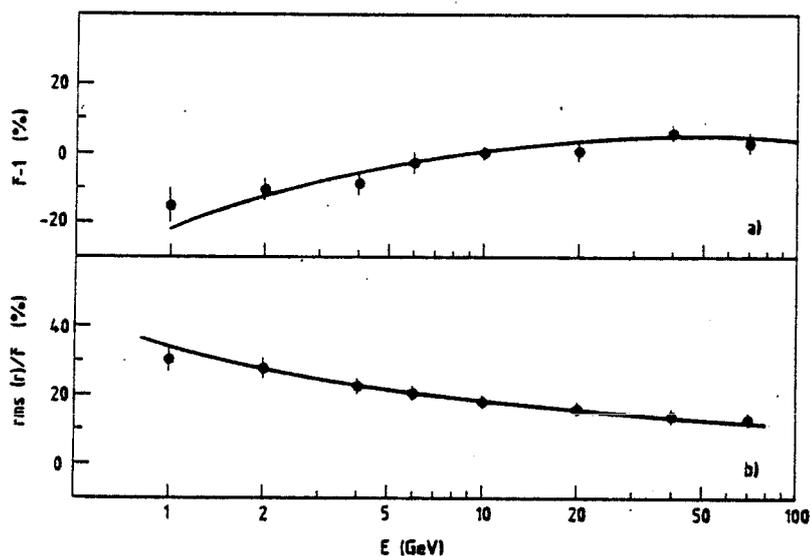


Figure 18. Dépendance en énergie de $(\bar{r} - 1)$ et de $\text{rms}(r)/\bar{r}$. Les courbes représentent des fits simples $\bar{r} - 1 = a + b \ln(E) + c \ln^2(E)$ et $\text{rms}(r)/\bar{r} \propto E^{-1/4}$

ii) Un flash qui envoie de la lumière aux PM'S. La lumière envoyée est contrôlée par deux systèmes indépendants : des photodiodes et le compteur J qui sera décrit plus loin.

iii) Une source radioactive qui, placée devant le calorimètre surveille le gain du compartiment e.m. à long terme.

iv) La mesure du flux d'énergie dans le calorimètre.

- L' injection de charges

Un générateur d'impulsions injecte des charges calibrées dans le câble coaxial connecté à chaque PM. Il permet de surveiller le gain de la chaîne câble - amplificateur - ADC et de tester la logique de déclenchement.

- Les flashes

Un flash à tube à xénon (flash 1) envoie des impulsions lumineuses à travers des fibres optiques dans une plaque mince de convertisseur de longueurs d'onde (BBQ) collée sur le guide de lumière ; la lumière convertie arrive au PM.

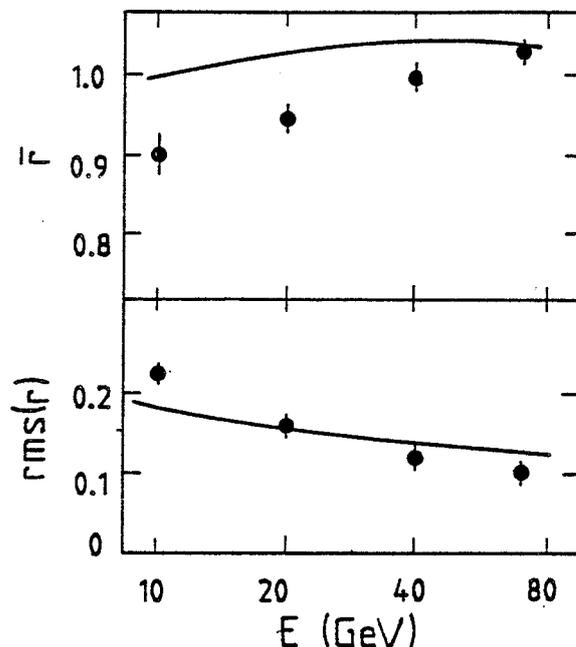


Figure 19. Dépendance en énergie de \bar{r} et de $rms(r)$ pour les multihadrons. Les courbes indiquent le comportement des π .

Un deuxième tube à Xenon (flash 2) envoie des impulsions lumineuses à travers des fibres optiques directement sur deux scintillateurs par cellule. La première et la dernière plaque de scintillateur de chaque cellule e.m. est connectée à une fibre à travers un prisme.

Deux systèmes de contrôle de la stabilité de la lumière des flashes ont été prévus :

i) La lumière est envoyée à travers des fibres optiques à trois photodiodes ; les signaux des diodes sont lus par des ADC après amplification par un facteur 200. Chacune des 24 tranches du calorimètre possède un flash 1, un flash 2 et une boîte à 3 diodes.

ii) La lumière du flash 1 est également canalisée vers un compteur qui est commun à toutes les tranches, appelé compteur J. C'est un bloc de scintillateur de $16 \times 10 \times 3 \text{ cm}^3$. Il est vu d'un côté par 3 PM's ; de l'autre côté les fibres optiques sont couplées au scintillateur à travers des cubes diffusants en lucite. Le gain du compteur J est suivi à l'aide d'une source radioactive. Cette source est périodiquement placée devant

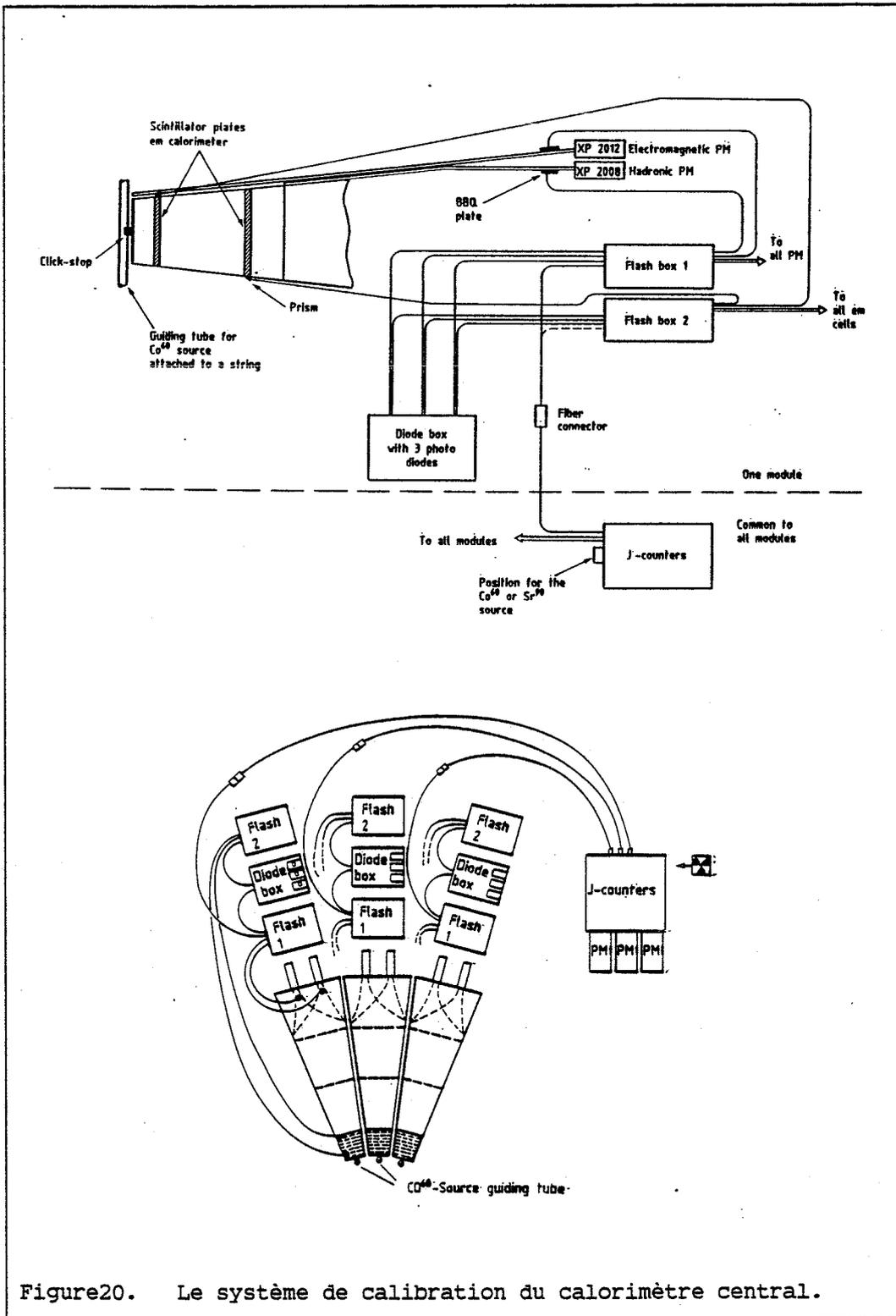


Figure20. Le système de calibration du calorimètre central.

le scintillateur du côté de l'arrivée des fibres, et le courant continu généré dans les PM's est mesuré.

- Calibration à la source

La calibration du calorimètre e.m. est également suivie à l'aide d'une source de Co^{60} de 4 mCi. La source est attachée à un fil et glissée à travers un tube en plastic fixé sur la face avant de chaque tranche. A l'aide de repaires elle est positionnée devant le centre de chaque cellule et le courant continu généré dans les PM's est mesuré.

Lors de la calibration initiale, le seul système de contrôle installé était le flash et les photodiodes. Durant l'été 81 les 20 premières tranches, équipées du système de mesure à la source et du compteur J, ont été montées dans le hall UA2, et en novembre 81 la première calibration à la source a été effectuée. Les 4 tranches restantes ont été régulièrement recalibrées à intervalles de quelques mois au PS et au SPS ; en décembre 82 4 autres tranches ont été démontées du calorimètre et recalibrées. Sur ces 8 tranches, une baisse moyenne du gain des comportiments e.m. de $-6,7 \pm 0,3$ % par an a été observée. La diminution supplémentaire due à l'irradiation par les faisceaux p et \bar{p} est de 2 % pour 2 mois.

- La calibration par le flux d'énergie

Une mesure directe de la stabilité des réponses de toutes les tranches est obtenue par le flux moyen d'énergie observé dans les événements à biais minimum dans les interactions $p\bar{p}$: on mesure la fraction p d'événements ayant $E_T^{\min} < \Sigma E_T < E_T^{\max}$; une erreur de calibration changerait ΣE_T et par conséquent p mesuré serait différent de p_0 , la fraction vraie. Nous avons choisi $E_T^{\min} = 0,5$ GeV, et $E_T^{\max} = 1,5$ GeV. La vraie distribution de ΣE_T et p_0 ont été définis sur les modules recalibrés en 82. L'erreur sur la calibration est une fonction de p/p_0 , E_T^{\min} , E_T^{\max} et la vraie distribution en ΣE_T . L'erreur (baisse de gain) calculée par cette méthode est en accord avec la baisse de gain observée sur les modules recalibrés.

Etant donné le grand nombre de cellules, une étude statistique des variations de gains a permis de constater que différentes sources sont à l'origine de cette diminution du gain :

- les PM's des compartiments e.m. sont restés stables à $\pm 2 \%$
- les PM's utilisés pour les voies hadroniques ont baissé de $-4,7 \pm 2 \%$ par an
- une baisse de $2 \pm 1 \%$ par an due à la diminution de la longueur d'atténuation a été observée
- la diminution du gain des compartiments hadroniques dépend du type de scintillateur utilisé : une partie des cellules hadroniques du calorimètre a décliné de 8% /an et une autre, équipée d'un autre type de scintillateur a décliné de 15% /an.

- Conversion en énergie

Sur les données de l'expérience UA2, pour calculer l'énergie déposée dans le calorimètre à partir des signaux dans les ADC, nous devons corriger pour les variations du gain en fonction du temps.

Nous avons trouvé que les diodes ne montrent pas la stabilité désirée pour surveiller la lumière des flashes ; en revanche, le compteur J peut être utilisé dans ce but sur des périodes de quelques mois. Nous avons par conséquent adopté la méthode de correction suivante :

Pour les canaux e.m. :

- i) une correction moyenne, légèrement ajustée par les mesures de flux d'énergie est appliquée pour l'intervalle entre la calibration initiale et la première mesure à la source de Co^{60}
- ii) des mesures à la source sont effectuées avant et après chaque période de prise de données p-p̄.
- iii) entre deux mesures, la calibration au flash effectuée une fois par jour, permet de corriger pour les fluctuations à court terme
- iv) des échantillons d'événements à biais minimum, enregistrés pendant la prise de données, permettent de vérifier les corrections précédentes.

Pour le calorimètre hadronique nous utilisons le flux d'énergie séparément pour chaque tranche ; le flash 1 permet ensuite de corriger pour les fluctuations relatives de chaque PM à l'intérieur d'une tranche.

f) Incertitude sur l'énergie.

L'accord entre les différentes corrections appliquées nous permet de déduire que la calibration absolue est connue avec une incertitude inférieure à $\pm 1,5\%$ pour le calorimètre e.m. et inférieure à $\pm 3,5\%$ pour le calorimètre hadronique, avec une dispersion pour les différents canaux de 3% et 8% respectivement.

A ces incertitudes s'ajoute la résolution effective du calorimètre:

- $20\%/\sqrt{E}$ pour les électrons;
- $34\%/E^{1/4}$ pour les hadrons (Figure 18)

4 - LE SPECTROMETRE AVANT-ARRIERE.

Les régions angulaires $20^\circ < \theta < 37,5^\circ$ et $142,5^\circ < \theta < 160^\circ$ sont équipées chacune d'un spectromètre magnétique ; le spectromètre est divisé en 12 secteurs comportant chacun un aimant toroidal et 3 chambres à dérive trapézoïdales (9 plans) [Figure 5, Figure 21].

L'intégrale de champ de l'aimant est de $0,38$ T.m. et donne aux particules chargées une déflexion correspondant à une impulsion transverse de $\Delta p_T \approx 0,3 \int B dl = 128$ MeV/c. Son centre se trouve à 1610 mm du point d'interaction.

Les dimensions des chambres [48] d'un triplet sont données dans la Table IV.1. Chaque chambre contient 3 plans de fils lecteurs orientés à -7° , 0° et $+7^\circ$ par rapport à la direction du champ magnétique. Ces fils sont espacés de 5 cm. Deux plans cathodiques constitués de fils espacés de 5 mm se trouvent à 1 cm de part et d'autre du plan lecteur. Les cham-

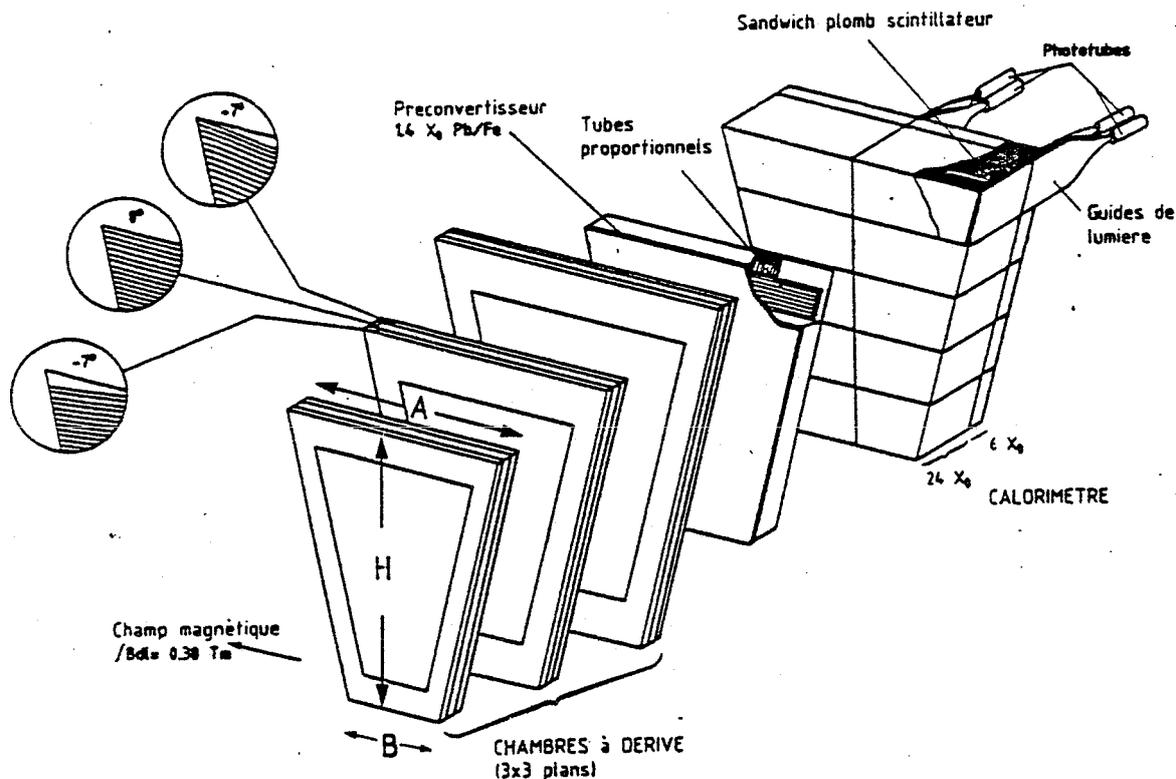


Figure 21. Vue schématique d' un secteur du spectromètre avant-arrière.

bres sont remplies d'un mélange 60 % Ar - 40 % éthane. Les 12 chambres d'une même taille forment un anneau derrière les aimants. Les cadres des chambres de 2 secteurs adjacents sont superposés pour minimiser les pertes d'acceptance. Vus du point d'interaction les cadres sont dans l'ombre des bobines des aimants. Les trois chambres de chaque secteur définissent un bras de levier de 736 mm pour la reconstruction des traces.

Les chambres ont été testées dans un faisceau de pions de 10 GeV au CERN ; leur efficacité est supérieure à 98 % . La résolution sur chaque point d'une trace, calculée en utilisant les données de l'expérience UA2, est de 200 μm . La résolution angulaire dans le plan de déflexion par l'aimant toroidal, est de 0,47 mrad.

Pendant la prise de données le bon fonctionnement des chambres est contrôlé à l'aide des distributions des fils touchés et des spectres de temps de dérive dus aux traces des particules chargées ; l'électronique d'acquisition est en plus contrôlée par un système d'impulsions électriques envoyées à la sortie des fils.

L'erreur de mesure de l'impulsion a été estimée sur les données de l'expérience UA2 par deux méthodes:

- l'erreur de mesure dans l'ajustement des traces a été optimisé de façon à obtenir une distribution de χ^2 plate

- en l'absence de champ magnétique, l'erreur de mesure introduit une déflexion des traces. La distribution de la déflexion de traces énergétiques, déposant beaucoup d'énergie dans le calorimètre Avant/Arrière, a été étudiée.

L'erreur obtenue est de:

$$\Delta(1/p) = 0,01 \text{ (GeV/c)}^{-1}$$

en accord avec la valeur attendue d'après la résolution angulaire de 0,47 mrad dans les chambres à dérive et la résolution de 1 mm sur la position longitudinale du vertex (section IV.2.c).

5 - LES COMPTEURS PROPORTIONNELS MULTI-TUBES DE LOCALISATION DE GERBES (MTPC).

Dans chacun des 24 secteurs, un MTPC [49] est installé derrière les chambres à dérive. Il est précédé d'un convertisseur de 1,4 longueurs de radiation (6 mm de Pb et 6 mm de Fe) [Figure21, Figure22]. Le but du dispositif est la localisation des gerbes électromagnétiques produites par les électrons et les photons dans le convertisseur. Comme dans la région centrale, il sert à améliorer la réjection des π^0 et des hadrons.

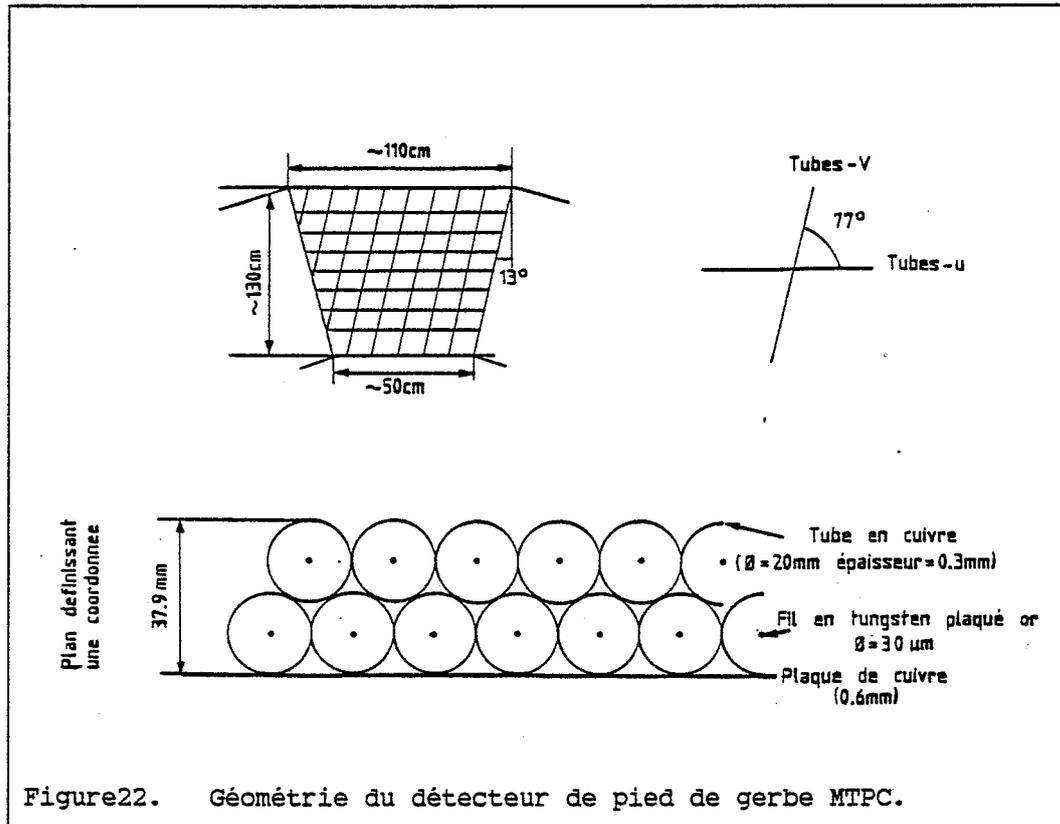


Figure 22. Géométrie du détecteur de pied de gerbe MTPC.

Un MTPC a une forme trapézoïdale et comprend 2 plans, U et V, qui contiennent respectivement 125 et 101 tubes cylindriques en bronze. Les tubes d'un plan sont arrangés en quinconce sur deux couches décalées de 1 cm. Les deux coordonnées forment un angle de 77° . Les tubes ont un diamètre extérieur de 2 cm, et l'épaisseur des parois est 0,3 mm ; ils sont remplis d'un mélange de 85 % Argon et 15 % CO_2 , et au centre de chacun est tendu un fil lecteur, alimenté à environ + 1700V. Il y a au total $(125 + 101) \times 24 = 5424$ tubes. Deux types d'information sont disponibles à la sortie de l'électronique d'un MTPC :

- Les adresses des tubes qui ont donné un signal au dessus d'un certain seuil (défini dans un discriminateur à seuil variable) : 5424 adresses au total.
- Les signaux analogiques de 16 groupes de tubes par plan de coordonnées ; chaque signal est par conséquent la somme des signaux

de 6 à 8 tubes regroupés. Il est transmis si il dépasse un certain seuil bas (seuil de contrôle < 1 m.i.p.). Les signaux de deux groupes se situant à des angles azimutaux ϕ égaux sur la partie avant et la partie arrière sont sommés. On obtient ainsi un total de $16 \times 2 \times 12 = 384$ signaux analogiques, lus par des ADC. Les tubes de chaque groupe ne sont pas consécutifs : on somme les signaux d' un tube sur 16. (tube i + tube $(i+16)+\dots$). Le but du regroupement est de réduire le coût de l'électronique nécessaire. Si les particules incidentes sont limitées à l'intérieur d'une bande de 16 tubes, les 16 signaux analogiques donnent les réponses des 16 tubes ; au-delà, on est confronté au problème de la superposition.

Les tubes ont été testés à l'aide de sources radioactives et de rayons cosmiques avec différents mélange Ar/CO₂ et différentes tensions anodiques.

Les compteurs ont été également testés à l'aide de faisceaux d'électrons et de hadrons de 20, 40 et 60 GeV/c, au SPS ; la séparation entre électrons et hadrons s'améliore avec l'épaisseur du convertisseur. Mais, comme un convertisseur trop épais détériore la résolution du calorimètre (voir Chapitre V) l'épaisseur de 1,36 L.R. a été retenue comme un compromis. La Figure 23 montre la variation de l'efficacité de détection d'électrons et de hadrons, en fonction de la tension, pour un seuil fixé à 2mV. Les valeurs retenues pour l'expérience UA2, sont 1700V avec un seuil de 2mV ≈ 6 mip's. L'efficacité sur les électrons est alors de 95 % . Les ADC sont saturés au-delà de 40 m.i.p'.s.

Pendant les deux périodes de prise de données les MTPC ont été stables, et aucun fil n'a dû être changé. Le gain des tubes est contrôlé en ligne à l'aide des particules au minimum ionisant. Les gains des 24 MTPC sont égaux entre eux à ± 10 % ; la variation des gains avec le temps est inférieure à $\pm 10\%$.

Un électron ou un photon qui interagit dans le convertisseur, touche un certain nombre de tubes dans chacun des deux plans. Pour déterminer la coordonnée du point d'interaction dans un plan, on regroupe les tubes

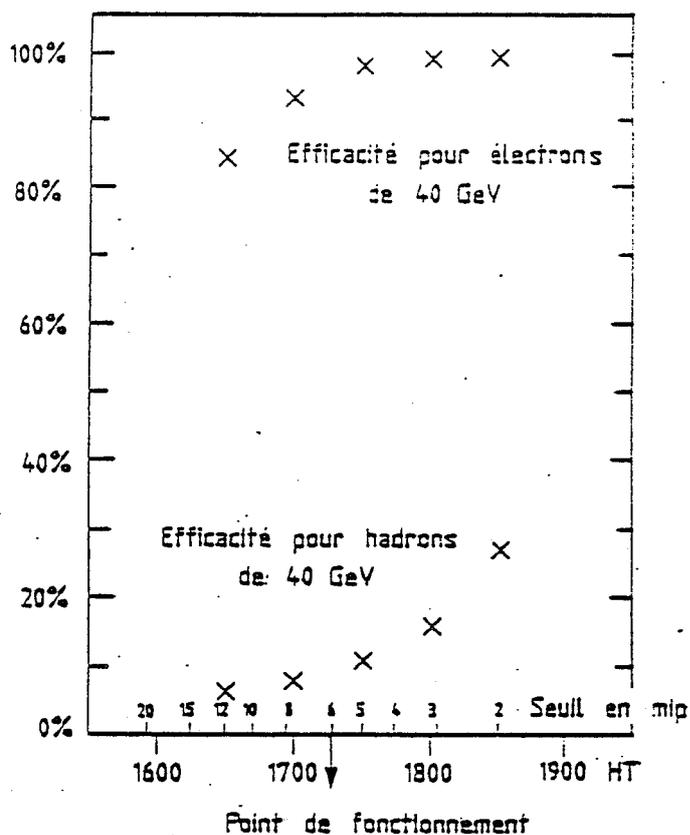
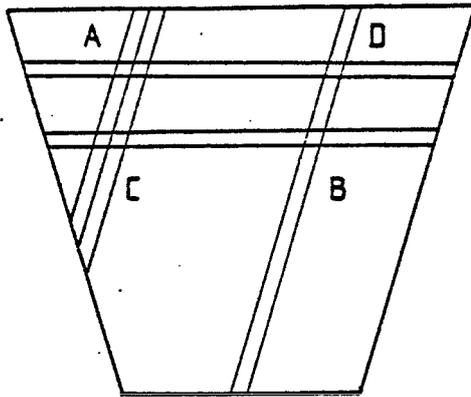


Figure 23. Efficacité de détection du compteur MTPC pour les électrons et les hadrons de 40 GeV.

adjacents en formant un amas à une dimension. Les tests au faisceau d'électrons montrent qu'un amas généré par un électron isolé ne peut dépasser 4 tubes. Deux amas sont séparés s'ils sont décalés de plus d'un tube. La coordonnée d'un amas à une dimension est donnée par le barycentre des tubes pondérés par les amplitudes de leurs signaux.

L'intersection des amas à une dimension des vues U et V définit les coordonnées d'un amas à 2 dimensions. La présence de plus d'un amas à une dimension peut introduire des ambiguïtés, comme le montre de schéma suivant :



A,B : points d'impact
= amas réels
C,D : amas fantômes

Les ambiguïtés sont levées à l'aide des traces chargées reconstruites dans les chambres à dérive.

6 - LE CALORIMETRE AVANT/ARRIERE

a) La conception du calorimètre avant/arrière

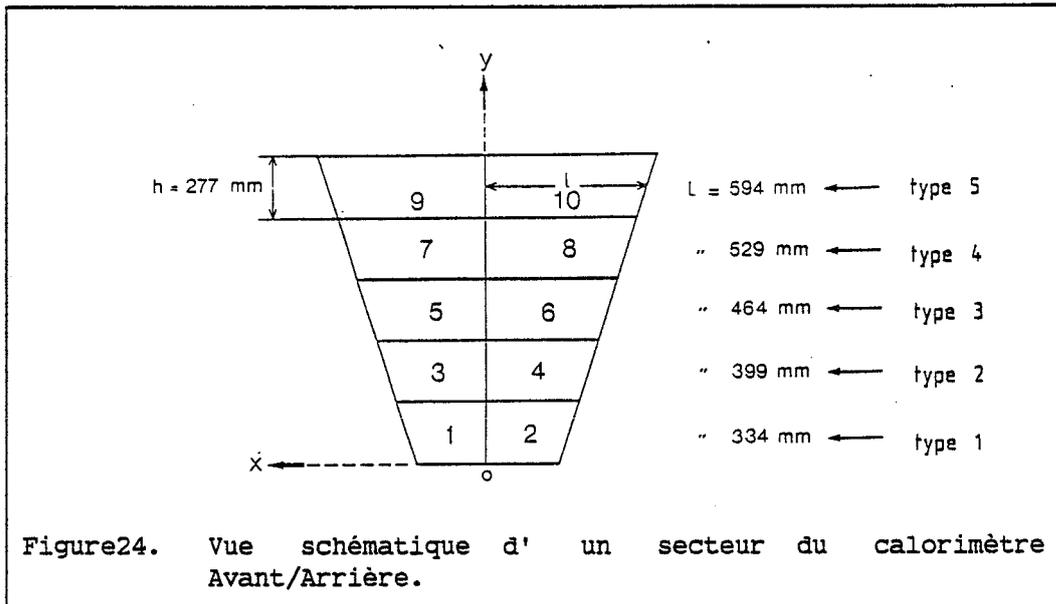
Le calorimètre couvre l'angle polaire $18,2^\circ < \theta < 39,3^\circ$, soit un domaine de pseudorapacité $1,03 < \eta < 1,83$. Il est divisé en profondeur en 2 compartiments, de 24 et 6 longueurs de radiation respectivement. Un électron dépose dans le premier compartiment toute son énergie, tandis qu'un hadron a des fuites d'énergie importantes dans le deuxième compartiment. La segmentation de ce calorimètre a été choisie de façon à couvrir le même intervalle en $\Delta y \Delta \phi$ que les cellules du calorimètre central.

b) Mécanique.

Chacune des deux parties du calorimètre (avant et arrière) est divisée en 12 modules indépendants, de forme trapézoïdale, appelés des secteurs. Cette structure modulaire a été choisie pour faciliter la construction et manipulation du calorimètre ; d'autre part les zones mortes introduites par les parois et supports mécaniques supplémentaires nécessaires pour une telle modularité ne réduisent pas l'acceptance car elles sont placées dans les régions mortes créées par l'ombre des bobines de l'aimant toroidal du spectromètre avant-arrière.

Chaque secteur est composé de 10 cellules de forme trapézoïdale, avec un bord incliné et un bord droit, couvrant chacune des angles $\Delta \phi = 15^\circ$, $\Delta \theta \approx 4^\circ$ (Figure 24, Figure 25). Les cellules se divisent en 5 types de tailles différentes ; les cellules qui se trouvent au même θ sont du même type. Une cellule consiste en un empilement alterné de plaques de plomb et de scintillateur ; elle est divisée en deux compartiments :

- électromagnétique, composé de 33 plaques de plomb et 32 plaques de scintillateur, (24 l.radiation) et



- hadronique (détecteur de fuites) composé de 8 plaques de plomb et 8 plaques de scintillateur (6 l.r.)

L'épaisseur des plaques est de 4mm. Leur hauteur est la même pour toutes les cellules: 28 cm. Leur largeur varie entre 33.4 cm et 59.4 cm (Figure 24). Les deux cellules d' un même secteur se trouvant au même θ sont séparées par un interstice de 1cm dans le compartiment e.m. et de 2cm dans le compartiment hadronique (Figure 25).

c) Collection de la lumière.

La lumière produite dans chaque compartiment est transmise le long des scintillateurs et recueillie des deux côtés en ϕ par des guides de lumière de 4mm d' épaisseur dopés au BBQ, qui absorbent la lumière et la réémettent avec un spectre déplacé vers le vert. Un guide de lumière cylindrique en plexiglas collé au bout des bandes de BBQ conduit la lumière à la photocathode du photomultiplicateur.

Les 10 cellules composant un secteur sont rendues solidaires à l' aide d' un berceau constitué de cornières métalliques. Les 24 secteurs sont montés sur une structure métallique qui se trouve sur une plateforme mobile servant de support commun à tout le détecteur UA2 ; ils forment

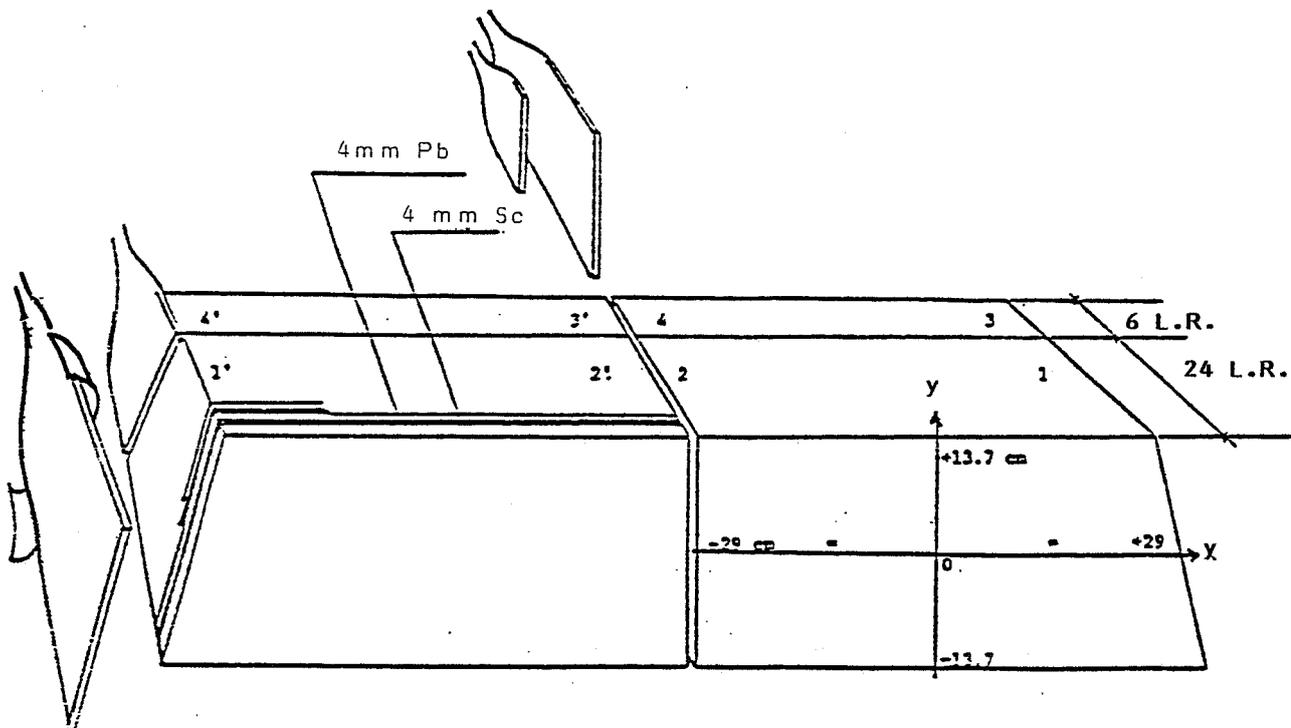


Figure 25. Vue schématique de deux cellules symétriques d' un secteur.

deux parapluies, avant et arrière; le centre de chaque secteur se trouve a 3,725m du point d' interaction.

d) Electronique

d.1 Les PM's.

Il y a en tout 24 secteurs x 10 cellules x 4 = 960 PM's. Les phototubes choisis sont des RTC XP2008. Etant donné que nous voulons étudier les particules et les jets produits en fonction de leurs p_T (le p_L dépend du mouvement longitudinal du centre de masse de la réaction élémentaire entre partons et la plupart des processus intéressants sont observables à des p_T importants) les hautes tensions des PM's sont réglées de façon à définir la même réponse à un E_T fixé.

d.2 Aquisition et déclenchement.

Dans l'expérience nous avons tenu à mesurer avec une précision suffisante aussi bien une particule au minimum d'ionisation (~ 320 MeV) que des énergies transverses de 100 GeV, (soit ~ 200 GeV d'énergie dans le calorimètre). Cette gamme dynamique de ~ 600 ne pouvait être couverte avec un seul ADC à 12 bits disponible en 1979. La solution suivante a été retenue: les signaux des 20 PM's des compartiments e.m. d'un secteur sont envoyées dans un module électronique qui divise chaque signal et:

- transmet le signal à travers un amplificateur de gain 1 à un ADC de 4096 canaux (12 bits)
- transmet le signal à travers un amplificateur de gain ≈ 14 à un deuxième ADC
- additionne les deux signaux de chaque cellule et transmet les 10 sommes résultantes à un module de formation d'amas appelé Mellin.

Les 20 signaux du compartiment hadronique sont lus uniquement par des ADC.

Le module Mellin définit 4 amas d'énergie par secteur en additionnant les signaux provenant des 4 combinaisons possibles de 2×2 cellules adjacentes ; chaque cellule contribue ainsi à 2 amas, à l'exception des cellules du bord qui contribuent à un seul [Figure34] Un circuit intégrateur-échantillonneur-bloqueur (ISH) [44] convertit l'intégrale de chaque signal-somme en un signal continu, qui sert au déclenchement sur les électrons du W et du Z. D'autres déclenchements existent également dans UA2, mais ils ne seront pas décrits ici.

Le déclenchement sur les électrons se fait à l'intérieur d'un module électronique appelé Roland [45] qui compare chaque niveau continu à une tension de référence. Les amas qui dépassent cette tension ferment un circuit de bascule. L'information sur l'état de tous les circuits est envoyée à l'électronique de décision qui est construite selon le standard MBNIM [50].

Le module Mellin fournit par ailleurs la somme des signaux des 20 PM's d' un secteur ; les signaux des 12 secteurs de chaque côté (avant ou arrière) sont additionnés dans un mélangeur linéaire ; le signal de sortie est transmis à travers un discriminateur à un TDC qui mesure le temps de vol des particules qui heurtent le calorimètre.

e) Performance

Les performances du calorimètre ont été étudiées à l' aide de faisceaux de test d' électrons et de hadrons ; en décembre 1979 un prototype d' une cellule double a été étudié intensivement sur un faisceau du SPS ; ensuite deux secteurs entiers ont été testés avec des faisceaux du SPS en avril et en juin 1980 et du PS en décembre 1980, et enfin tous les secteurs ont été calibrés avec un faisceau de 10 Gev au PS entre février et mars 1981. Les énergies des faisceaux d' électrons et de hadrons ont été variées de 2 à 70 Gev. Les secteurs étaient installés sur une plateforme mobile verticalement et horizontalement. A l'aide d' un rail le mouvement horizontal était circulaire avec un rayon égal à la distance entre le point d' interaction $p\bar{p}$ et le centre d' un secteur dans l' expérience UA2. De cette façon la géométrie du détecteur UA2 était respecté. Le faisceau traversait un convertisseur de 1.36 L.Rad. avant de rentrer dans le calorimètre. Un scintillateur, appelé S3, était inséré entre le convertisseur et le calorimètre. Ainsi le dispositif ressemblait à la combinaison convertisseur/compteur de localisation de gerbe/calorimètre de UA2.

e.1. Réponse aux électrons.

i) Linéarité

La réponse aux électrons entre 10 et 70 Gev a été étudiée. Un électron dépose pratiquement toute son énergie dans les 24 L.rad. du compartiment e.m. Les fuites dans le compartiment hadronique sont très faibles. La Figure26 montre le pourcentage de l' énergie qui fuit dans le compartiment hadronique pour différentes énergies. Des déviations de la linéarité de la réponse en fonction de l' énergie de l'ordre de 1 à 3 % sont observées, dues d' une part à la déposition d' énergie dans le conver-

tisseur et les fuites vers le compartiment hadronique et d'autre part aux non-linéarités des ADC. Si l'on corrige pour l'énergie déposée dans le convertisseur en ajoutant le signal du compteur S3 (ponderé convenablement) la linéarité s'améliore à basse énergie. La contribution du compartiment hadronique améliore très légèrement la linéarité à 70 Gev. Dans UA2 il n'est pas toujours possible d'utiliser le signal dans les MTPC pour corriger pour l'énergie déposée dans le convertisseur, étant donné que plusieurs tubes sont lus par le même ADC ; en revanche une correction moyenne dépendant de l'énergie est appliquée; l'énergie dans le compartiment hadronique n'est pas prise en compte.

Les non linéarités des ADC sont étudiées et corrigées à l'aide d'un système électronique d'injection de charge qui sera décrit dans la section suivante.

ii) Résolution.

Si on paramétrise la résolution en fonction de l'énergie incidente comme $\sigma/E = k/\sqrt{E}$, k dépend légèrement de l'énergie ; il varie entre 15 et 17%. La résolution observée est due à l'échantillonnage des plaques du calorimètre, à la photostatistique et, à haute énergie, à la résolution du faisceau de test. En comparant les résolutions observées dans les deux PM's de chaque cellule on peut séparer les différentes composantes qui contribuent à la résolution. La fluctuation est surtout due à l'échantillonnage; 15% seulement de la fluctuation est due à la photostatistique.

La résolution dépend aussi de l'épaisseur du convertisseur devant le calorimètre: des convertisseurs de différentes épaisseurs ont été essayés; la Figure 27 a et b montre la perte d'énergie dans le convertisseur et la variation de la résolution dans le calorimètre en fonction de l'épaisseur du convertisseur.

iii) Réponse en fonction du point d'impact.

La lumière collectée par les 2 PM's d'une cellule varie en fonction du point d'impact des électrons dans la cellule ; ceci est dû à:

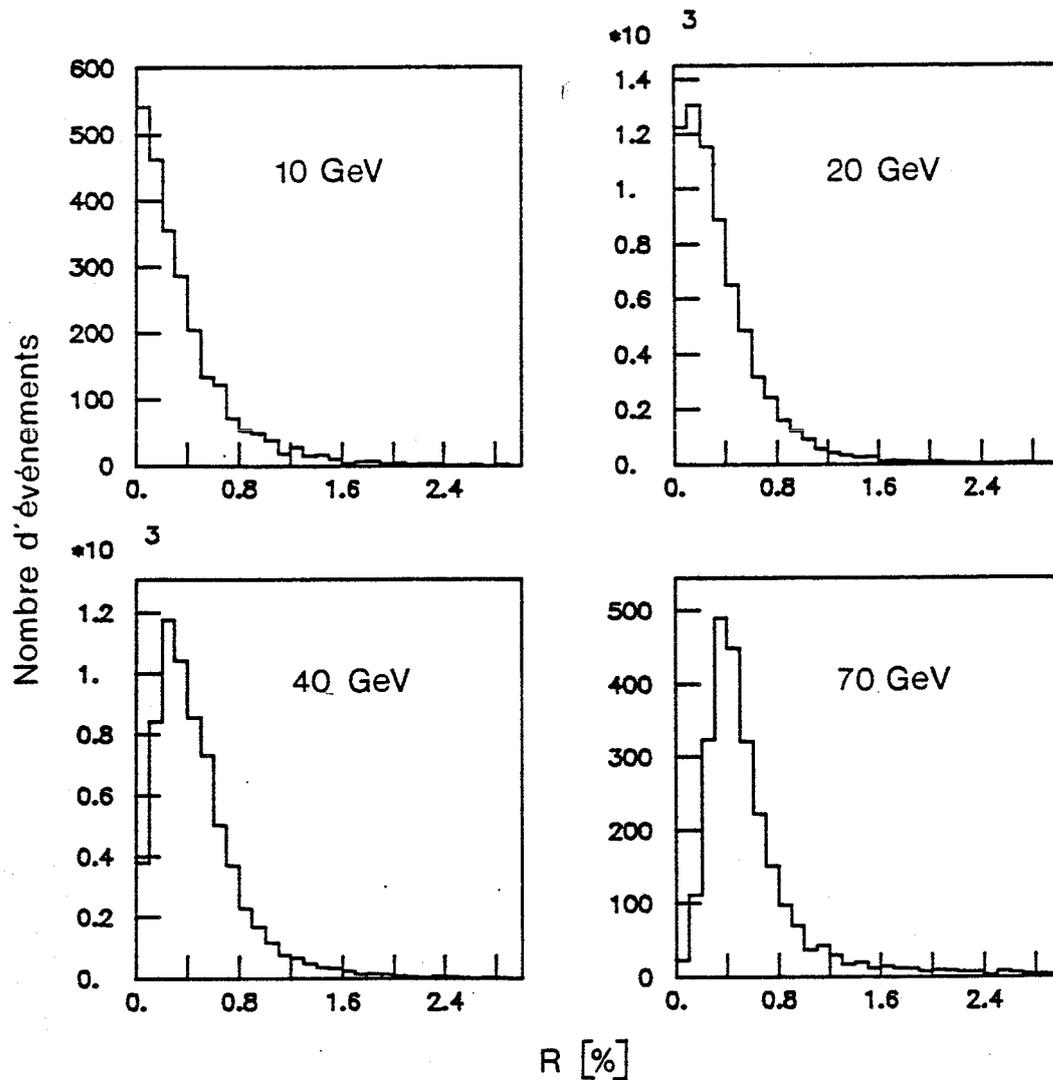


Figure 26. Distribution du rapport entre l'énergie déposée dans le compartiment hadronique et celle déposée dans le compartiment e.m. pour des électrons de différentes énergies incidentes.

- l'extension latérale de la gerbe e.m. qui est faible comparée aux dimensions des cellules (95% de l'énergie est contenue à l'intérieur d'un cylindre de 5 cm de rayon [46,51])
- l'atténuation de la lumière le long de son parcours dans le scintillateur

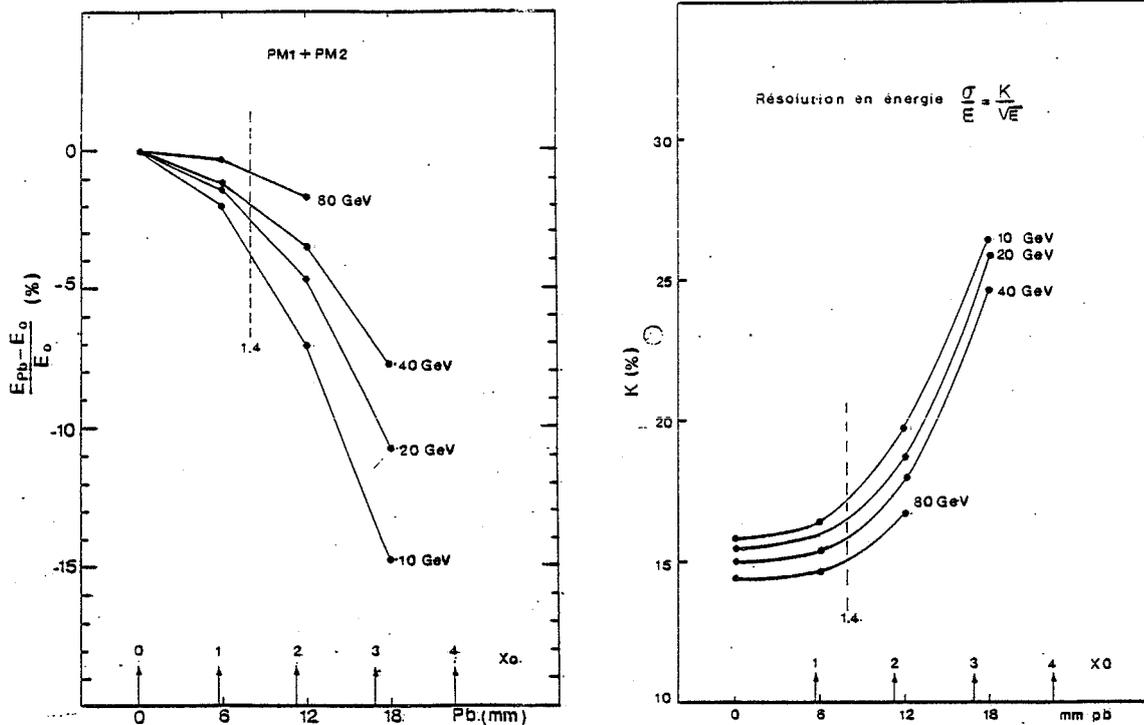


Figure 27. a) Perte d' énergie dans le convertisseur et b) variation de la résolution dans le calorimètre en fonction de l' épaisseur du convertisseur.

- la forme trapezoidale des scintillateurs: la fraction de lumière traversant le bord incliné est différente entre le haut et le bas du scintillateur
- les fuites latérales de la gerbe quand le point d' impact est très près d' un bord

A l' aide de la plateforme mobile nous avons fait varier le point d' impact du faisceau sur la face avant du calorimètre; un grand nombre de points a été étudié afin d' avoir une connaissance détaillée de la réponse: 300 points sur le premier secteur, pour obtenir les caractéristiques générales, et 200 points par secteur sur les 23 autres secteurs pour connaître le comportement particulier de chaque secteur.

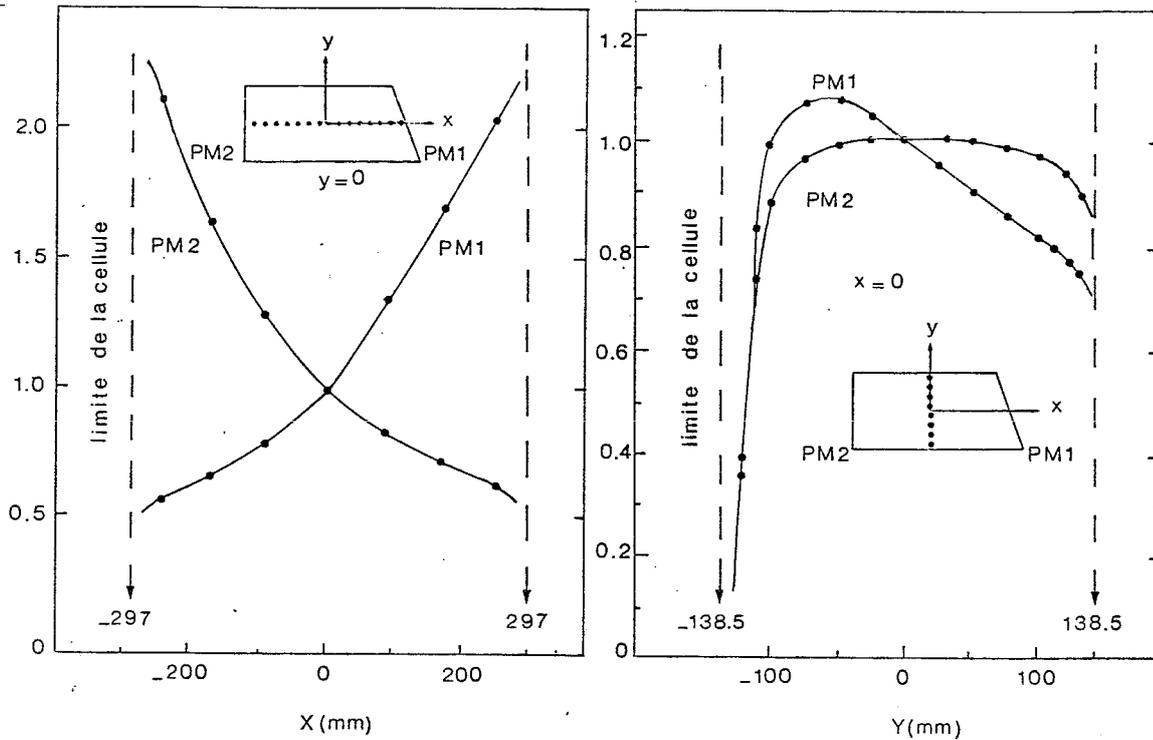


Figure 28. Réponse d' une cellule large (No 9) en fonction du point d' impact.

La Figure 28 montre la réponse d' une cellule large (No 9) en fonction de la position en x et en y du faisceau (les coordonnées sont définies sur la Figure 25). Afin de mieux comprendre les données, la réponse a été étudiée à l' aide d' un programme qui simule le développement longitudinal et radial d' une gerbe e.m. et la propagation de la lumière dans le scintillateur en tenant compte des effets de bord et de la longueur d' atténuation. Les courbes continues sur la Figure 28 montrent le résultat de la simulation.

Les fuites latérales d' une cellule à l' autre, lorsque le point d' impact de l' électron s' approche de la frontière entre deux cellules, sont montrées sur les Figure 29 et Figure 30.

- Au voisinage des frontières attenantes aux barres BBQ, une perte d' énergie est observée. Dans l' expérience UA2 l' interstice contenant les BBQ pointe vers l' axe du faisceau. Par conséquent, les gerbes produites par des électrons au voisinage de la frontière traversent l'

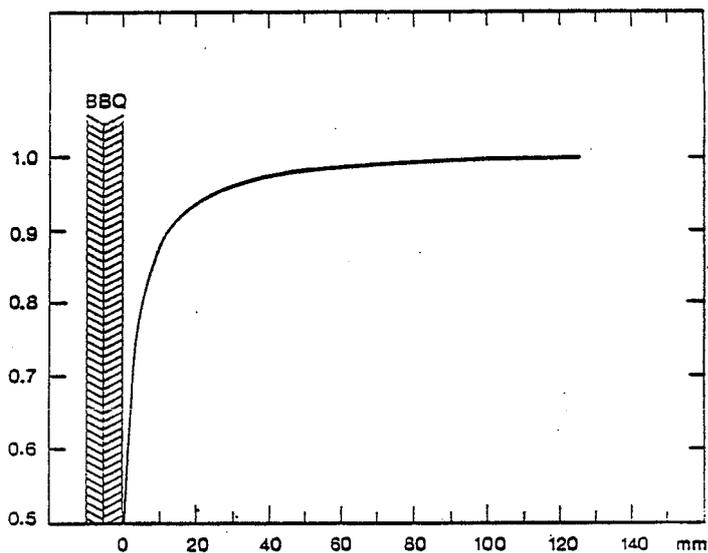


Figure29. Fraction de l' énergie détectée dans une cellule en fonction de la distance à la frontière proche du BBQ.

interstice en longueur et seule une faible fraction de l' énergie est recueillie par la cellule adjacente. D' ailleurs La mesure de l' énergie recueillie est fortement affectée par la lumière créée directement par les électrons de la gerbe traversant le BBQ. Dans ce cas, on obtient les meilleurs résultats en s'abstenant d' utiliser l' énergie de la cellule adjacente. Pour tenir compte de la perte d' énergie, une correction, fonction de la position, est appliquée (Figure29).

- Au voisinage des autres frontières, la partie de la gerbe électromagnétique s' échappant de la cellule est mesurée dans la cellule adjacente. Cette fuite d' énergie d' une cellule à l' autre est représentée sur la Figure30. Lorsque le faisceau s' approche de la frontière, l' énergie mesurée dans la cellule diminue (PM1 et PM2), dans le même temps, une énergie est mesurée dans la cellule voisine (PM1' et PM2'). La Figure30 n' est pas symétrique car la direction du faisceau n' est pas normale à la face entrante du calorimètre.

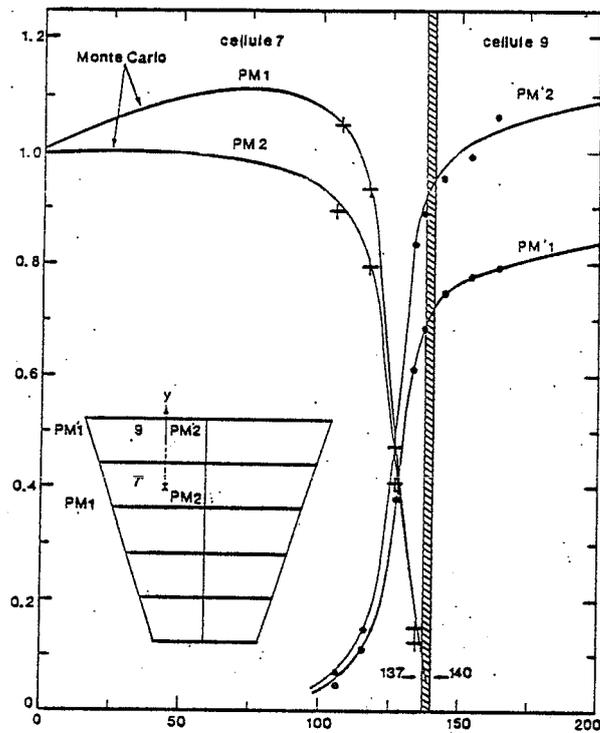


Figure 30. Réponse de deux cellules voisines se trouvant au même azimut en fonction du point d' impact.

iv) *Calibration initiale.*

Tous les secteurs ont été calibrés avec le faisceau d' électrons de 10 Gev. Le faisceau a été positionné au centre de chacune des 10 cellules (point 0,0). Les hautes tensions des PM's ont été ajustées d' après les critères suivants:

a) Voies électromagnétiques:

- La réponse de toutes les cellules e.m. doit être la même pour une même énergie transverse déposée (voir aussi Section IV.3.b); ainsi les cellules se trouvant à grand angle ont une réponse plus forte pour la même énergie déposée.
- la combinaison des ADC des voies e.m. amplifiée et non amplifiée doit permettre de mesurer avec une précision suffisante une gamme d'

énergies entre l' énergie du minimum d' ionisation (~ 320 MeV) et des énergies transverses de 100 GeV.

En tenant compte de ces critères, les hautes tensions ont été ajustées de façon à ce que la valeur moyenne de la réponse de chacun des deux PM's aux électrons de 10 GeV (pic de la Gaussienne) se situe entre le canal ~ 100 et 140 dans la voie non amplifiée et ~ 1400 et 1800 dans la voie amplifiée.

b) Voie hadronique:

- Pour avoir une précision suffisante dans la détection d' une particule au minimum d' ionisation, nous avons ajusté les hautes tensions du compartiment hadronique de façon à ce que le pic du m.i.p. pour une particule traversant le centre d' une cellule se situe aux environs du canal 25 dans l' ADC.

Après l' ajustement, la valeur précise du pic de la distribution gaussienne des signaux de chaque PM a été enregistrée. Les constantes de calibration de la cellule i sont:

$$c_{1i} = PM1(0,0)/10Gev, \quad c_{2i} = PM2(0,0)/10Gev$$

ou $PM1(0,0)$, $PM2(0,0)$ sont les signaux dans les 2 PM's exprimées en Canaux ADC. Afin de s' affranchir de la valeur de la pente de l' ADC, qui intervient dans cette définition, un système d' injection de charges est utilisé (voir section IV.6.f.1.i).

La précision sur la détermination du pic de la déposition des électrons est de l' ordre de 0.5%.

La calibration absolue initiale des compartiments hadroniques a été faite avec le faisceau de hadrons: les particules (hadrons et muons) traversant le calorimètre sans interagir, déposent dans les deux compartiments une énergie d' ionisation distribuée selon la courbe de Landau. Nous avons observé expérimentalement que la déposition d' énergie d' une particule au m.i.p. est équivalente à un électron de 320 MeV. Le compar-

timent hadronique étant 4 fois moins profond, on en déduit que l'énergie déposée est égale à ≈ 80 Mev. les constantes de calibration correspondantes sont:

$$c_{1i} = PM1_{bc}(0,0)/0.080\text{Gev} \quad , \quad c_{2i} = PM2_{bc}(0,0)/0.080\text{Gev}$$

Elles sont connues avec une précision de 6%; étant donné que le compartiment hadronique sert principalement de veto contre les hadrons, cette précision est suffisante.

v) *Reconstruction de l'énergie.*

L'énergie déposée peut être calculée approximativement à partir des signaux des PM's à l'aide d' une paramétrisation qui ne dépend pas explicitement du point d' impact. Ensuite, une paramétrisation en fonction du point d'impact permet une connaissance plus précise de l'énergie.

La réponse dépend de la longueur d'atténuation dans le scintillateur. Soit :

$$E_1(x,y) = PM1(x,y)/C_{1i} \quad , \quad E_2(x,y) = PM2(x,y)/C_{2i}$$

les signaux des 2 PM's pour un point d'impact x, y , exprimés en GeV, et :

$$A(x,y) = \frac{E_1(x,y)}{E} \quad B(x,y) = \frac{E_2(x,y)}{E} \quad (4.2)$$

En première approximation, les réponses A et B en fonction de x s' expriment:

$$A = e^{ax+bx^2+cx^3}$$

$$B = e^{-ax+bx^2-cx^3}$$

d' où:

$$AB = e^{2bx^2} \quad , \quad A/B = e^{2ax+2cx^3}$$

Si on néglige les termes d'ordre supérieur à 2,

$$AB = e^{-\frac{b}{2a^2} (\ln A/B)^2}$$

Ainsi pour un signal donné provoqué par un électron qui entre dans le calorimètre au point (x,y) , la quantité

$$\begin{aligned} \sqrt{E_1(x,y) \cdot E_2(x,y)} \cdot e^{-\alpha \left[\ln \frac{E_1(x,y)}{E_2(x,y)} \right]^2} &= \\ = E \cdot \sqrt{AB} \cdot e^{-\alpha \left(\ln \frac{A}{B} \right)^2} & \quad (4.3) \end{aligned}$$

est égale à l'énergie si l'électron tombe au centre, et dépend peu de la position en x ; elle nous permet par conséquent de définir approximativement l'énergie qui est connue avec précision au centre, grâce à la calibration initiale.

Le paramètre α est ajusté sur les données des 24 secteurs à la fois, séparément pour chacun des 5 types de cellules (1, 3, 5, 7, 9)-(Figure 24). Le programme de simulation génère en fait un réseau de points supplémentaires interpolant entre les points expérimentaux, permettant ainsi une meilleure paramétrisation de α .

La dispersion de :

$$F = \sqrt{AB} \cdot e^{-\alpha (\ln A/B)^2}$$

est comprise entre 5 % et 8,4 % pour les cinq types de cellule ; elle mesure l'erreur que l'on ferait sur l'énergie si on la reconstruisait à partir de la formule (4.3) sans connaître le point d'impact.

Pour une meilleure précision, le point d'impact est utilisé ; dans le détecteur UA2 il est donné par la trace chargée dans les chambres à dérive

et/ou les MTPC. Pour exprimer la dépendance de (4.3) avec la position, une paramétrisation de la fonction

$$F(x,y) = \sqrt{A(x,y) \cdot B(x,y)} e^{-\alpha \left(\ln \frac{A(x,y)}{B(x,y)} \right)^2}$$

est effectuée à l'aide des 200 points de mesure par secteur. La variation avec y , due essentiellement à l'inclinaison d'un des bords, est différente selon la distance où l'on se place du bord incliné. Il a été constaté qu'au niveau de 1% les fonctions $F(x,y)$ dépendaient seulement de la taille de la cellule et ne dépendaient pas du secteur. Une paramétrisation de $F(x,y)$ a été déterminée pour chacun des 5 types de cellules.

Si le point d'impact est près du bord d'une cellule et une fuite est observée dans la cellule voisine, on détermine le centre de gravité de la fuite à partir du rapport des signaux dans les deux cellules. L'énergie perdue dans les 2mm de fer entre les 2 cellules est également calculée en fonction de ce rapport R . Les mesures ont permis d'établir que $\Delta E \sim 0,4 R(1-R)$. Les formules permettant de calculer le centre de gravité et la perte d'énergie ont été obtenues par ajustement sur des données prises en déplaçant le faisceau à travers la limite entre 2 cellules.

La connaissance du point d'impact nous permet, outre la détermination précise de l'énergie, de comparer

$$\left(\frac{E_1}{E_2} \right)_{\text{observé}} = \frac{PM1/C_{1i}}{PM2/C_{2i}}_{\text{observé}} \quad \text{avec} \quad \frac{E_1}{E_2}_{\text{attendu}} = \frac{A(x,y)}{B(x,y)}$$

pour estimer si les signaux observés sont en accord avec la déposition attendue d'une gerbe électromagnétique isolée dans la cellule. Il est par conséquent nécessaire de paramétriser séparément A et B . Cette paramétrisation est faite à l'aide de 4 paramètres, séparément pour chacune des 240 cellules. Pour un point d'impact donné, la comparaison entre la réponse prédite et la réponse observée indique si le signal observé est dû à une particule électromagnétique (e^\pm, γ) isolée.

e.2. Réponse aux hadrons.

i) Développement longitudinal de la gerbe.

Le compartiment électromagnétique d'une cellule a une profondeur de 0.94 L.Int. et le compartiment hadronique de 0.23 L.Int. Un hadron de 40 Gev qui a interagi tôt dans le compartiment e.m. dépose en moyenne 40% de son énergie (voir, par exemple [46,51]); cette proportion décroît avec le logarithme de l'énergie incidente. La proportion moyenne observée est plus faible à cause de la distribution exponentielle du point d'interaction.

L'énergie dans une cellule e.m. est donnée par

$$E = \sqrt{PM1 \cdot PM2} \cdot e^{-\alpha (\ln PM1/PM2)^2}$$

d'après la formule (4.3) de la section IV.6.e.1.

Des distributions du rapport R entre l'énergie déposée dans le compartiment hadronique et celle dans l'e.m. par des faisceaux de différentes énergies sont montrées dans la Figure 31 pour 20, 40 et 70 Gev; pour chaque énergie la distribution est montrée sous deux conditions différentes:

a: tous les hadrons

b: hadrons qui ont interagi tôt dans le convertisseur et déposé plus de 4 mip's dans le compteur S3 (simulant les hadrons qui déclenchent le compteur de pied de gerbe MTPC dans UA2)

Les distributions (b) se rétrécissent quand l'énergie décroît.

ii) Réjection des hadrons.

Dans la recherche des électrons (chapitre V) trois critères sont utilisés pour rejeter les hadrons:

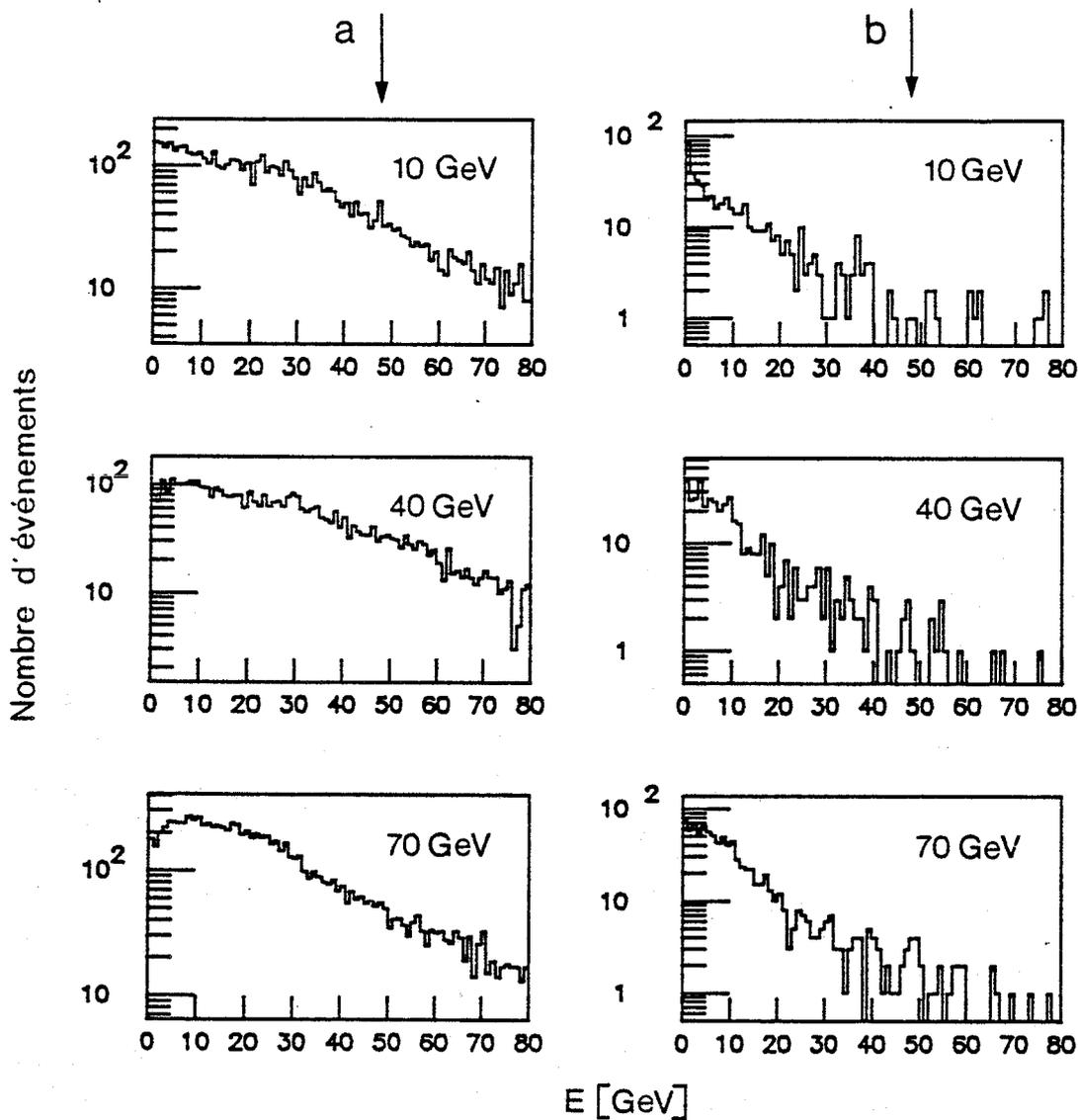


Figure 31. Distributions du rapport R entre l'énergie déposée dans le compartiment hadronique et celle dans l'e.m. pour des hadrons de différentes énergies. a: tous les hadrons; b: hadrons qui ont interagi tôt dans le convertisseur.

Critère A: l'énergie déposée dans le compartiment e.m. E_{em} doit être supérieure à 1 Gev.

Critère B: signal dans le compteur de pied de gerbe supérieur à 4 m.i.p.'s

Critère C: le rapport R entre les énergies $E_{hadronique}$ et E_{em} doit être inférieur à 2% .

Nous avons étudié le comportement des hadrons du faisceau de test par rapport à ces critères; la Table IV.2 montre le pourcentage de hadrons qui survivent ces coupures pour différentes énergies.

iii) *Extension latérale de la gerbe hadronique.*

Les fuites d' énergie dans les cellules voisines dépendent du point d' impact.

La mi-hauteur en Y d' une cellule (Figure 25) est 13.8 cm, ce qui équivaut approximativement à 0.5 L.Int de Pb-scintillateur, ou 87 g/cm^2 (qui est la variable d' échelle pour le développement latéral de la gerbe). La mi-largeur en X de la cellule la plus étroite est $\approx 0.5 \text{ L.Int.}$ et celle de la cellule la plus large est $\approx 1 \text{ L.Int.}$ Pour un hadron incident au centre d' une cellule on s' attend à $\approx 5\%$ de fuite au delà du bord se trouvant à une distance de 0.5 L.Int. et $\approx 1\%$ de fuite au-delà du bord se trouvant à 1 L.Int. [5.5,9]. Les données du test au faisceau de 10 Gev montrent que la fuite d' énergie hadronique dépend faiblement de la distance au bord pour des distances supérieures à $\approx 0.5 \text{ L.Int.}$ et croît rapidement quand le faisceau s' approche plus près du bord. Ceci est dû au profil latéral de la gerbe qui contient un noyau central et une composante périphérique large.

La même étude faite pour d' autres énergies montre que tant que le faisceau n' est pas trop près du bord de la cellule (pas plus près que 0.3 L.Int.), chaque fois qu' il y a une fuite elle est approximativement égale à 1 m.i.p. et dépend peu de l' énergie. Ceci est dû au fait que la composante périphérique contient peu de particules et sa densité est indépendante de l' énergie; la fuite est due à des hadrons individuels pénétrant une cellule voisine. Quand le faisceau s' en approche plus, le noyau central fuit et la fuite croît avec l' énergie du faisceau.

Nous rappelons que le calorimètre a été conçu pour détecter des électrons et des photons et nous ne nous étendrons pas plus sur ce sujet.

f) Evolution de la réponse en fonction du temps.

Les différents composants du calorimètre, scintillateur, BBQ, PM's et électronique de lecture varient au cours du temps. Comme nous ne disposons pas de particules d' énergie connue au collisionneur p-p̄ qui nous permettent de suivre constamment le gain du calorimètre, nous utilisons trois systèmes de contrôle: un dispositif d' injection d' impulsions électroniques, un flash à Xenon qui envoie de la lumière dans les PM's et un système de calibration à l' aide d' une source radioactive (Figure 32).

f.1. Les systèmes de contrôle.

i) *L' injection de charges.*

Sur la base de chaque PM il y a deux condensateurs ; leurs capacités ont un rapport égal à 13. A l' aide d' une alimentation programmable et d' un relais on peut charger l' un ou l' autre à la tension désirée. Ensuite, un signal envoyé à la base d' un transistor décharge la capacité; la charge calibrée ainsi produite est injectée dans le câble qui relie le PM à l' amplificateur Repampmel. La charge peut être variée à volonté par ordinateur. Le gain et la linéarité de la chaîne électronique en aval du PM sont ainsi mesurés.

Une étude faite pendant le test des secteurs au PS a montré que les ADC utilisés sont légèrement non linéaires dans la partie basse de la gamme.

La comparaison entre la réponse des ADC au faisceau et à l' injection de charges nous permet de calculer la précision de la calibration initiale: on trouve que la détermination du pic de la déposition des électrons ainsi que la détermination des pentes par injection de charge sont précises à 0.5% près.

ii) *Le générateur de lumière*

Le flash qui envoie des impulsions lumineuses aux PM's est du même type que celui du calorimètre central ; une description détaillée en est

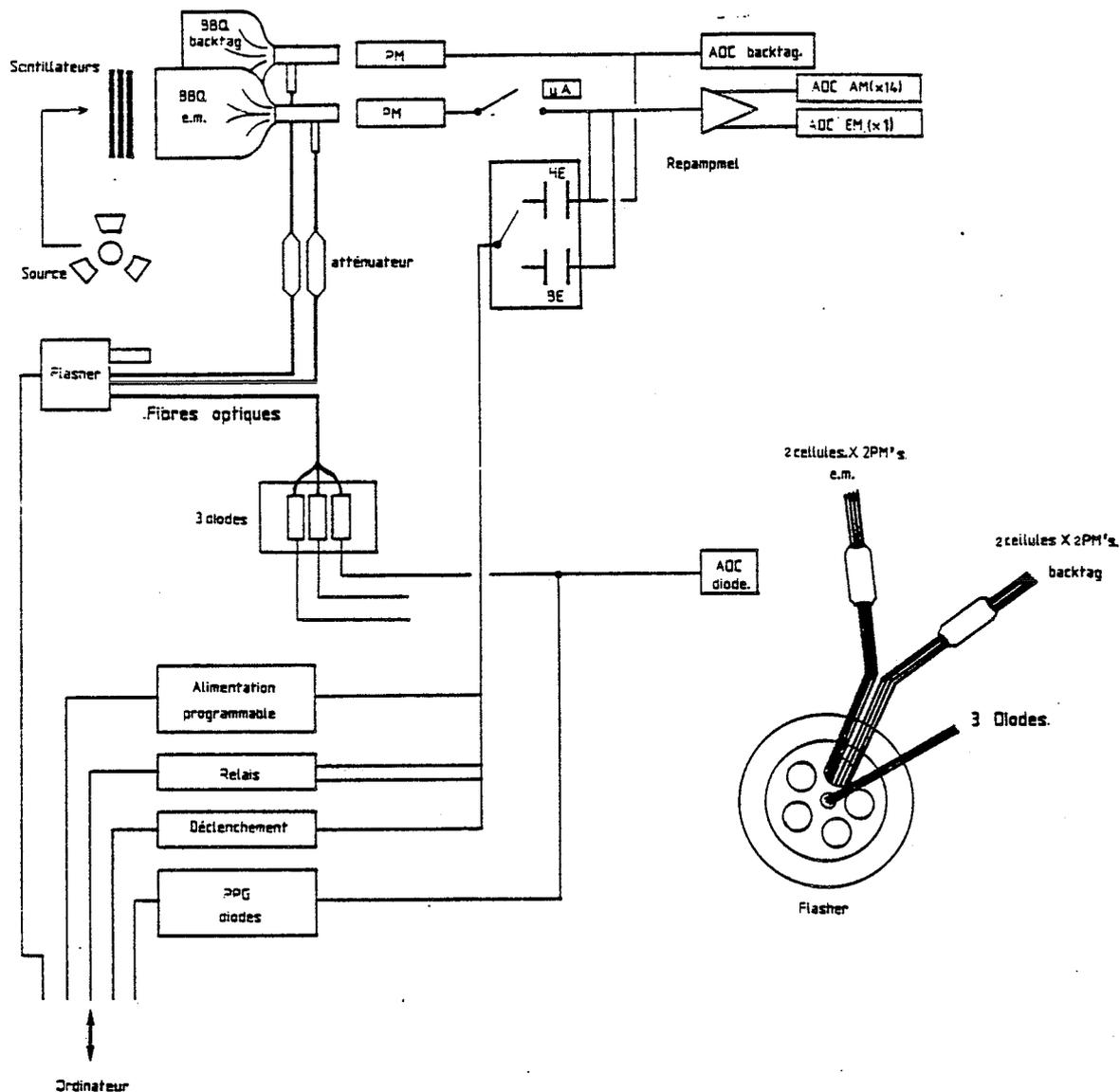


Figure32. Schéma du système de contrôle de la calibration du calorimètre Avant/Arrière.

donnée dans [43]. La lumière est transmise à travers des fibres optiques jusqu' à une pastille en plexiglas collée sur le BBQ:

Chaque secteur possède son propre flasher. La lumière générée est également envoyée, à travers des fibres optiques, munies d' atténuateurs, à trois photodiodes EMI PD1900 ; les signaux des diodes sont lus par des

ADC après amplification d' un facteur 200. Le gain des amplificateurs et des ADC est contrôlé par un système d' injection de charge [43].

iii) *La source radioactive.*

La calibration du calorimètre est contrôlée à l' aide d' une source de Co^{60} de 12 mCi qui émet des photons de 1.1 et 1.33 Mev ($\tau^{1/2}=5.27$ ans). A l' aide d' un système de rails montés sur la face avant des calorimètres, la source peut être positionnée devant le centre de chaque cellule. Le courant généré dans le PM (de l' ordre de $1\mu\text{A}$) est mesuré par un ampèremètre avec une précision de 0.1%. Cette méthode contrôle le gain des scintillateurs, du BBQ et des PM's mais non celui de l' électronique d' acquisition. Il est à remarquer que cette méthode contrôle le gain des 4 premières longueurs de radiation seulement. On s' attend à ce que les scintillateurs de la même cellule vieillissent de la même façon. Ce point a été vérifié à l' aide de particules au minimum d' ionisation.

f.2. Stabilité.

Les calibrations au flash et à l' injection de charge sont commandées par ordinateur et sont de courte durée; en période de prise de données elles sont effectuées fréquemment (environ une par semaine). Afin d' étudier la stabilité du système sur des périodes courtes des calibrations beaucoup plus fréquentes ont été faites, en particulier pendant le test au faisceau du PS et pendant les premières périodes de prise de données au collisionneur.

La calibration à la source a été faite une fois sur chaque secteur au PS, en même temps que la calibration absolue initiale. Auprès du collisionneur elle a été répétée 4 fois, avant et après chaque période p-p̄.

Pour contrôler le gain des tubes par la lumière du flash, on doit connaître avec précision l' intensité de la lumière; le but des diodes était de contrôler les variations de la lumière. Des études sur la stabilité des diodes et des tubes ont été faites sur des périodes allant de 1 jour à 2 mois. Les variations des rapports D_i/D_j $i, j = 1, 2, 3$ entre diodes du même secteur, qui sont éclairées par le même flash, ont montré

que les diodes sont moins stables que prévu; la moyenne des PM's est un meilleur moniteur de la lumière que les diodes.

Sur des périodes un peu plus longues (environ 2 mois) nous avons constaté que les gains des tubes d' un secteur varient tous à peu près de la même façon: peu de tubes s' écartent de plus de 4% de la dérive de la valeur moyenne des tubes du secteur auquel ils appartiennent. La comparaison de deux mesures de flash faites à 2 jours d' intervalle sur toutes les cellules permet d' estimer l' erreur de mesure moyenne: 0,5%.

La variation des gains sur des périodes longues est connue avec précision à l' aide de la calibration à la source. La comparaison entre le courant mesuré au collisionneur et celui mesuré au PS, compte tenu de la décroissance de la source, est une mesure de la variation du gain de la chaîne de mesure. Les rapports $r_i = I_{UA2}/I_{PS}$, $i=1, \dots, 480$ pour les 480 PM's décroissent exponentiellement avec le temps; ils sont paramétrisés par

$$f_i(t) = \exp-(B_i t + A_i)$$

La valeur moyenne de B pour les 480 PM's est égale à $B=15.3\%/an$ et correspond à une décroissance de $\Delta I/I = -14.2\%$ par an. La dispersion des B_i est de $\Delta B/B = 29\%$.

En répétant deux fois la même mesure à la source sur toutes les cellules, on estime l' erreur moyenne sur chaque mesure: 0,9%.

g) Conversion en énergie

Pour calculer l'énergie déposée dans le calorimètre à partir des signaux dans les ADC, nous devons tenir compte d' une part de la dépendance en fonction de la position et d' autre part corriger pour la variation en fonction du temps.

Nous faisons l'hypothèse que le vieillissement est contrôlé avec précision par les mesures à la source. Les constantes de calibration initiales (section IV.6.e.1.) sont corrigées par le rapport des réponses à la source. Les variations à court terme sont contrôlées avec le flash.

h) Incertitude sur l'énergie.

L'impulsion du faisceau d'électrons au PS était égale à 10.10 GeV/c avec une incertitude systématique de ± 0.05 GeV/c. L'erreur sur la détermination du pic de l'électron pour chaque cellule lors de la calibration initiale, combinée à l'erreur sur la détermination des pentes des ADC, est de 0.5% (section IV.6.f.1). L'incertitude supplémentaire sur la correction de non linéarité des ADC est de l'ordre du pour mille et on la néglige. L'incertitude sur la reconstruction de l'énergie en fonction de la position est de 1.5% (section IV.6.e.1). L'erreur de mesure des courants pour chaque cellule lors de l'irradiation par la source est de 0,9% (IV.6.f.2). L'incertitude sur le gain du PM mesuré par le flash est de 0,5% (IV.6.f.2).

Les calorimètres avant/arrière n'ont pas été recalibrés avec un faisceau d'électrons. L'étude des dépositions d'énergie dans les compartiments électromagnétiques des particules au minimum d'ionisation a montré que l'échelle absolue de l'énergie sur l'ensemble des secteurs est stable à mieux que $\pm 1\%$ sur un intervalle de 2 ans.

En conclusion, on estime que l'incertitude sur l'échelle absolue de l'énergie dans les compartiments e.m. est de 1% avec une dispersion cellule par cellule de 2%.

A ces incertitudes s'ajoute la résolution du calorimètre $17\%/\sqrt{E}$.

La calibration des compartiments hadroniques est connue à mieux de 10%.

7 - L' EXPERIENCE UA4

UA2 utilise une partie de l'appareillage de l'expérience UA4 pour le déclenchement et la mesure de la luminosité. Elle est installée sur la même intersection que UA2 [Figure33]; son but est de mesurer la section efficace totale et la section efficace élastique pp [39].

La section efficace élastique est mesurée à l'aide de chambres à fils installées très près du faisceau, dans des enceintes spéciales montées sur le tube à vide ("pots romains").

La partie de l'appareillage qui mesure la section efficace inélastique comprend :

- 3 télescopes (ensembles de chambres) D_1 , D_2 et D_3 qui mesurent les traces chargées dans un intervalle de pseudorapidité $2,6 < \eta < 5,6$.
- 3 plans de compteurs (T_1 , T_2 , T_3) dont la couverture en pseudorapidité est donnée sur la Figure33. UA2 utilise T_2 et T_3 pour le déclenchement (voir section IV.8). Les compteurs du côté droit (gauche) sont appelés T_{iR} (T_{iL}) $i = 1, 2, 3$. Le temps d'arrivée de chaque signal est enregistré par un TDC.

8 - DECLENCHEMENTS.

Les déclenchements sont de plusieurs catégories :

- les événements à biais minimum, caractérisés par une particule émise vers l'avant et une particule émise vers l'arrière. Elles provoquent une coincidence $(T_2+T_3)_L \cdot (T_2+T_3)_R$ qui a lieu pour plus de 98 % des événements inélastiques non diffractifs [39]. Comme leur taux est très élevé ($\sim 10 \text{ kHz}$ pour $L \sim 2 \times 10^{29} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$), seul un très faible pourcentage est écrit sur bande.

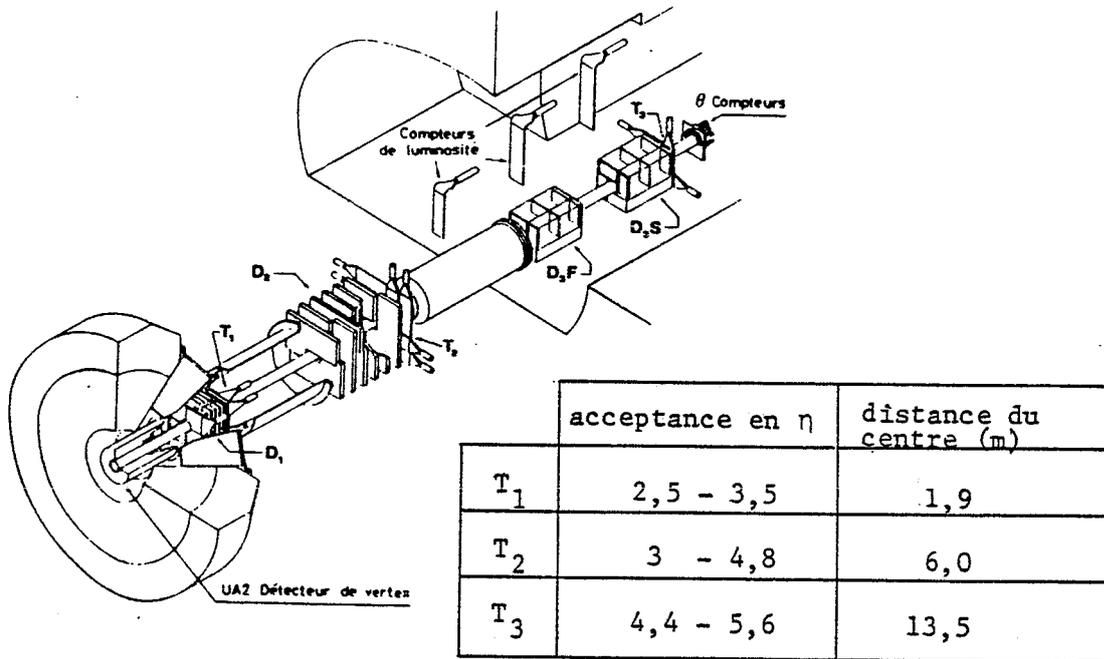
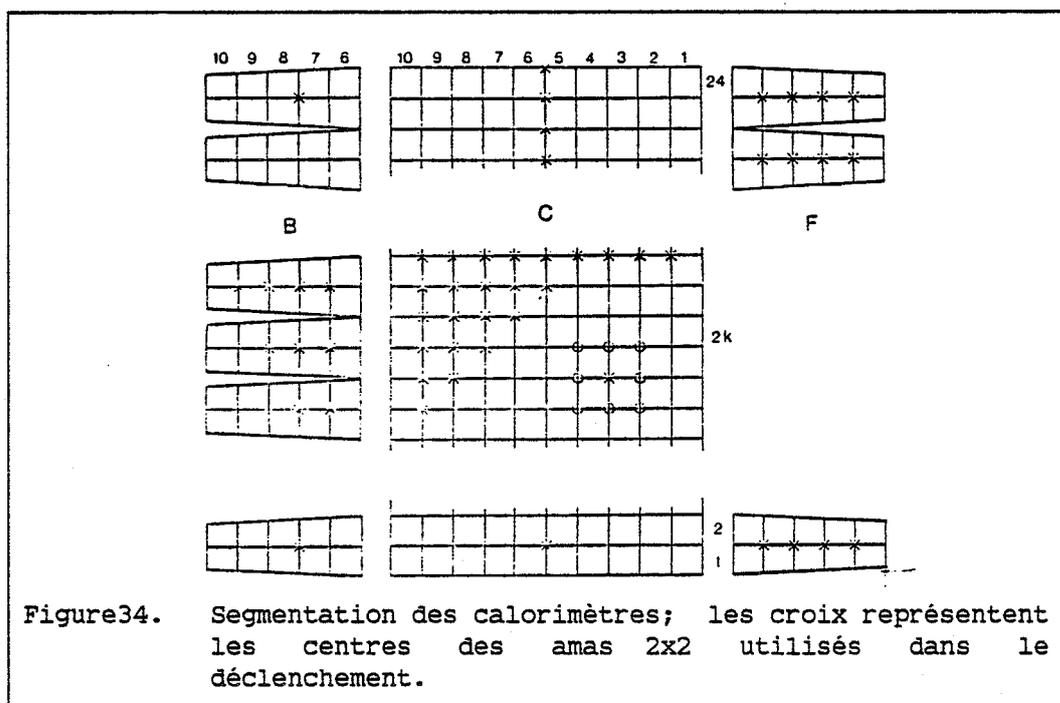


Figure 33. Partie inélastique droite de l'expérience UA4.

- les déclenchements calorimétriques. Les trois principaux sont W,Z et Energie Totale (Hdtot). Le déclenchement Energie Totale n'est pas utilisé dans l'analyse présentée ici.

Les déclenchements W et Z reposent sur l'information des compartiments e.m. des calorimètres. Les sommes des signaux de toutes les combinaisons possibles de 2 x 2 cellules voisines sont mis en mémoire sous forme d'amas. Ainsi dans le calorimètre central chaque cellule contribue à 4 amas, à l'exception des 48 cellules du bord qui ne contribuent qu'à 2 amas chacun. Dans le calorimètre avant-arrière chaque cellule contribue à 2 amas, formés uniquement de cellules du même secteur, à l'exception des cellules du bord qui contribuent à un amas chacune [Figure 34]

L'énergie de chaque amas est comparée à un seuil défini dans un module Roland [Section IV.6.d.2.]. Le déclenchement W demande la présence d'au moins un amas ayant une énergie transverse supérieure à 8 GeV en coïncidence avec un déclenchement Biases Minimum. Le déclenchement Z demande la présence d'au moins 2 amas séparés en azimut par un angle supérieur à 60°, ayant chacun une énergie transverse supérieure à 3,5 GeV.



Pour une luminosité de $10^{29} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$ le taux de déclenchement était

:

W : 0,65 Hz
 Z : 0,5 Hz
 Hdtot : 0,5 Hz
 Autres : 0,45 Hz
 Total : 1,6 Hz

(inférieur à la somme des déclenchements parce que plusieurs déclenchements peuvent être satisfaits simultanément).

Les électrons produits par le Z^0 satisfont naturellement le déclenchement W. Ainsi la recherche d'événements Z^0 est faite sur l'échantillon des déclenchements W ; à la fin de l'analyse nous avons vérifié que les événements Z^0 trouvés étaient contenus également dans le lot des déclenchements Z.

CHAPITRE V RECHERCHE DES BOSONS W ET Z.

1 - INTRODUCTION.

En 1982 et 1983, des données correspondant à une luminosité intégrée effective de 142 nb^{-1} ont été prises. 2×10^6 événements au total ont été enregistrés sur des bandes magnétiques. Le taux d'acquisition a été maintenu bas (1 Hz) ; le temps mort dû à l'ordinateur était très faible, inférieur à 4%. 7×10^5 événements satisfont au déclenchement W. A partir de cet échantillon nous voulons mettre en évidence la production du W^\pm et du Z^0 en identifiant les électrons produits lors de leurs désintégrations leptoniques. Le W sera signé par la présence d'un électron et de l'énergie transverse manquante due au neutrino, et le Z^0 par 2 électrons.

Les électrons de grand p_T sont recherchés à l'aide des critères suivants :

- la présence d'un amas d'énergie dans le compartiment e.m. des calorimètres, ayant une faible extension latérale et une faible fuite longitudinale dans le compartiment hadronique.
- la présence d'une trace chargée pointant sur l'amas d'énergie ; la configuration de l'énergie déposée doit être en accord avec celle attendue pour un électron isolé correspondant à la trace.
- la présence d'un signal dans le compteur de pied de gerbe, ayant une amplitude plus forte que celle correspondant à une particule au minimum d'ionisation ; la position du signal doit être en accord avec celle de la trace.

Ces critères sont appliqués de façon différente dans la région centrale et dans la région avant-arrière, qui sont équipées de détecteurs différents ; ils sont définis soit d'après les résultats des tests sur

faisceau soit d'après le comportement des données du collisionneur elles-mêmes.

2 - FILTRAGE EN FONCTION DE L' ENERGIE LOCALISEE - PRETRAITEMENT.

Les 7×10^5 événements du déclenchement W sont filtrés afin d'identifier les événements caractérisés par une forte déposition d'énergie localisée.

Dans le calorimètre central des amas d'énergie sont reconstruits séparément dans chaque compartiment en regroupant toutes les cellules du compartiment ayant un côté commun et contenant plus de 500 MeV d'énergie déposée. Ces cellules forment le coeur de l'amas. On inclue également le halo, composé des cellules ayant $E < 500$ MeV et ayant au moins un côté commun avec les cellules du coeur de l'amas. Chaque amas du compartiment e.m. est associé aux amas des compartiments hadroniques se trouvant au même θ et ϕ . En l'absence d'amas e.m. les amas des compartiments hadroniques ne sont pas retenus. L'amas final est composé des amas des trois compartiments. L'énergie de l'amas E_{cl} est définie comme : $E_{cl} = E_{em} + E_{had}$ où E_{em} est la somme des énergies des cellules e.m. et E_{had} , celle des cellules hadroniques.

L'énergie dans chaque cellule i est définie comme :

$$E_i = \sqrt{c_{is}} \cdot c_{il} \sqrt{BBQ_s \cdot BBQ_l} \quad ,$$

où $BBQ_{s,l}$ sont définis dans la section (IV.3.c.1) et c_{is}, c_{il} sont les constantes de calibration qui traduisent le contenu des ADC en GeV, en tenant compte de la variation des gains avec le temps. On sélectionne les événements contenant au moins un amas avec $E_T \geq 15$ GeV caractérisé par une forte déposition électromagnétique : on demande que la fuite derrière la cellule qui contient le plus d'énergie dans l'amas soit faible ; le rapport E_{had}/E_{cell} doit être inférieur à $0,023 + 0,033 \ln E_{cell}$.

Dans le calorimètre avant/arrière les événements retenus sont ceux qui satisfont l'une des deux conditions suivantes:

- au moins 15 GeV d'énergie transverse totale déposée dans les cellules électromagnétiques d'un secteur, ou

- au moins 8 GeV d'énergie transverse déposée dans les cellules e.m. d'un secteur et présence d'un amas dans le compteur de pied de gerbe [voir section IV.5].

A ce stade de l'analyse l'énergie de chaque cellule e.m. est donnée par la formule (4.3) de la section IV.6.e.1.

Les événements ainsi sélectionnés par le filtre, sont traités par le programme de reconstruction. Les traces dans le détecteur de vertex et dans les chambres à dérive avant - arrière sont reconstruites ; le vertex de l'interaction est déterminé ; les impulsions des particules chargées se dirigeant vers la région avant/arrière sont calculées ; les coordonnées des amas dans les compteurs de localisation de gerbes (VS5 et MTPC) sont déterminées.

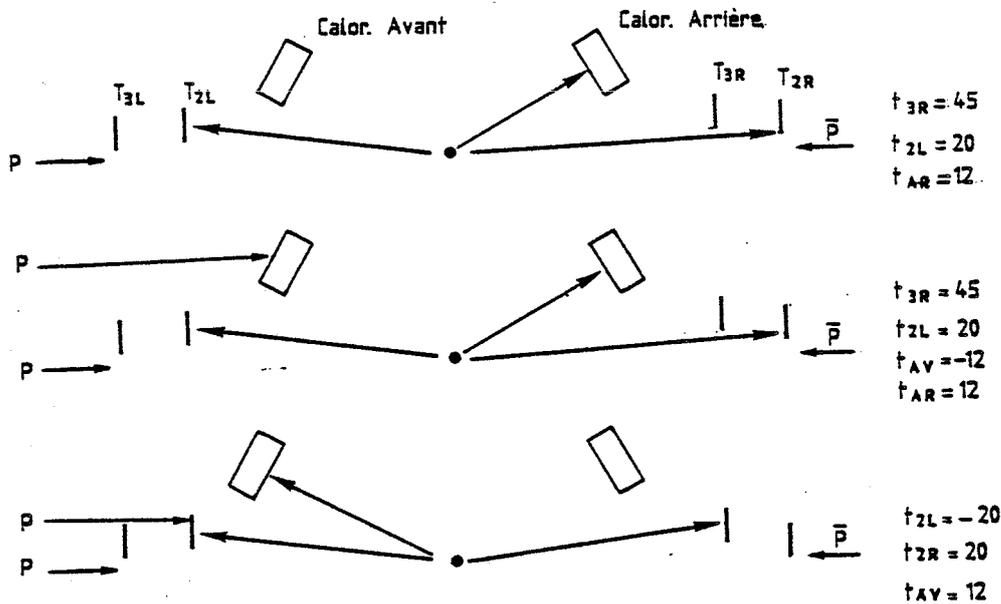
Ces informations sont écrites sur des bandes - résumés (DST - data summary tape), à partir desquelles l'analyse sera effectuée.

3 - REJECTION DU BRUIT DE FOND DES EVENEMENTS NON DUS AUX COLLISIONS $p\bar{p}$.

Parmi les événements sélectionnés et écrits sur les DST un certain nombre est dû au halo de particules se propageant avec les faisceaux de p et \bar{p} et provenant des interactions des faisceaux avec le gaz résiduel dans le tube à vide ou avec les parois. La mesure, à l'aide des TDC, du temps d'arrivée des signaux dans les compteurs T_2 et T_3 et dans le calorimètre Avant/Arrière permet d'éliminer ces événements.

Un coupleur directionnel fournit un signal de référence correspondant au temps de croisement des deux paquets du faisceau au centre du

détecteur. Les particules produites dans une interaction $p\bar{p}$ atteindront les compteurs T_{2L} et T_{2R} à $t=20\text{nsec}$ plus tard (= la distance d'un compteur au centre multipliée par la vitesse de la lumière), les compteurs T_{3L} et T_{3R} à $t = 45\text{nsec}$ et le calorimètre A/A à $t_{AA} = 12\text{nsec}$; en revanche, un proton du halo heurte le compteur T_{2L} à $t_{2L} = -20\text{nsec}$ car le TDC enregistre la première particule (voir dessin) :



Par conséquent, la différence entre le temps t_0 enregistré par un compteur T_2 traversé par une particule issue d'une interaction $p\bar{p}$ et le temps enregistré quand il est traversé par une particule du halo est de $20 - (-20) = 40\text{ nsec}$; cette différence est de 90 nsec pour les compteurs T_3 . La Figure 35 montre la distribution des temps enregistrés dans les TDC des deux compteurs. Les populations A, B, D et E correspondent au bruit de fond.

Le halo est important surtout dans le plan de l'accélérateur. Ceci est montré dans la Figure 36 dans laquelle nous avons porté la distribution des numéros des secteurs du calorimètre Avant/Arrière touchés par toutes les particules dans un lot d'événements où aucune sélection n'a été appliquée (ligne continue). La ligne en pointillé indique la même

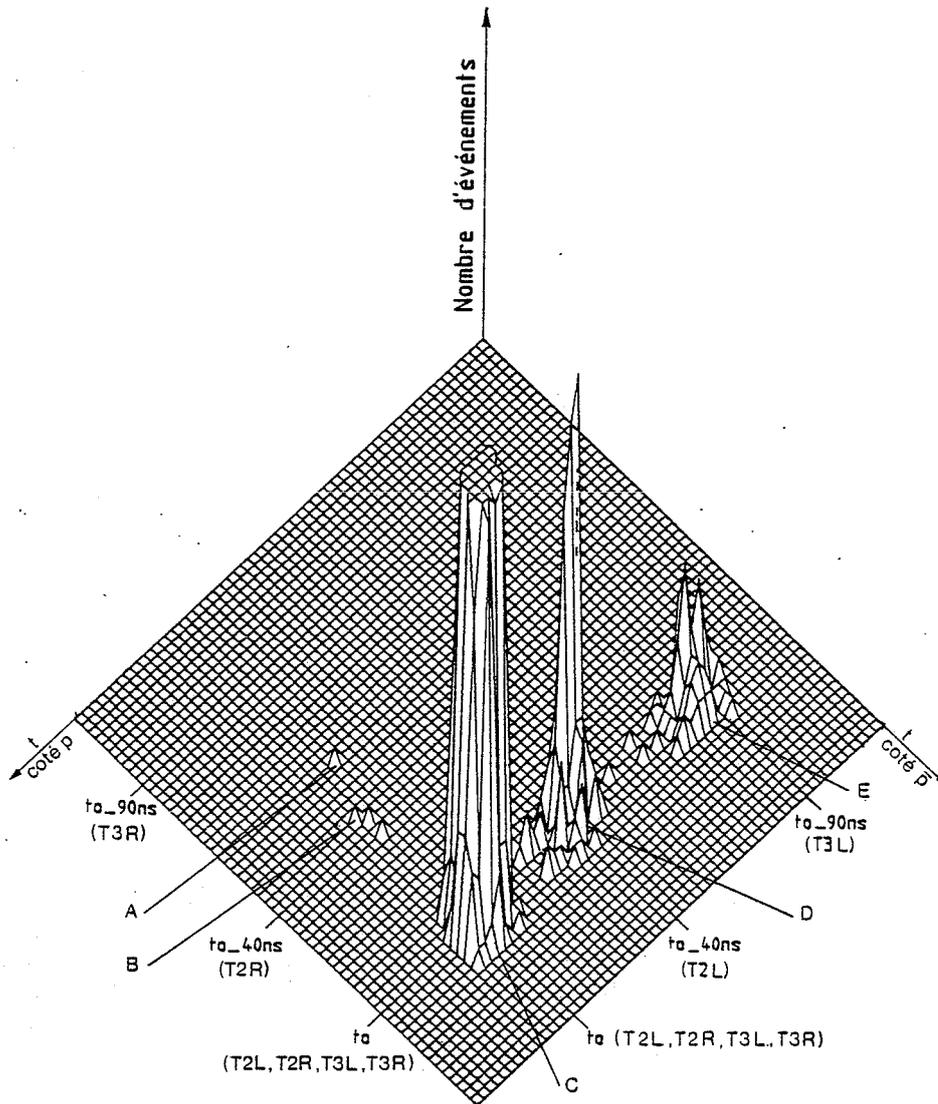


Figure35. Distribution des temps de passage des particules dans les compteurs T_2 et T_3 .

distribution après élimination des événements qui ont donné un signal dans les TDC du calorimètre A/A (section IV.6.d.2) correspondant au bruit de fond. Le halo est important surtout au niveau des secteurs 5, 6 et 7 qui se trouvent dans le plan médian et côté où arrive le faisceau des protons.

Lorsqu' on demande la présence d' une trace chargée pointant sur la cellule touchée, le bruit de fond devient nettement moins important.

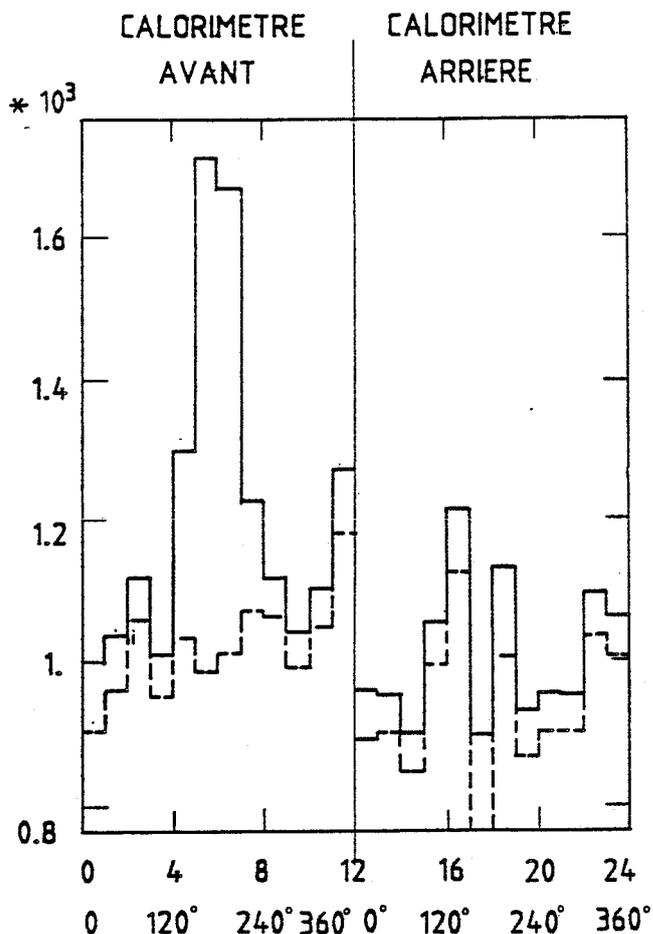


Figure36. Distribution des numéros des secteurs du calorimètre A/A touchés. Ligne continue: tous les événements; pointillé: après sélection par le temps TDC du calorimètre.

Une sélection en fonction des temps enregistrés par les TDC des compteurs T_2 et T_3 permet d'éliminer en grande partie le bruit de fond.

Dans le calorimètre A/A une réjection supplémentaire du bruit de fond est obtenue à l'aide du temps enregistré dans les TDC du calorimètre A/A. Ce temps doit correspondre au temps de vol d'une particule produite à interaction. A la fin de l'analyse des électrons (sections V.8 et V.9) nous avons vérifié qu'aucun candidat W ou Z supplémentaire n'est récupéré en relâchant cette coupure.

Nous demandons par ailleurs que le vertex d'interaction soit bien reconstruit à partir des traces dans le détecteur de vertex, et qu'il se

trouve entre -30 cm et +30 cm du centre du détecteur ; c'est la région dans laquelle ont lieu les interactions entre les paquets de p et de \bar{p} .

4 - IDENTIFICATION DES ELECTRONS DANS LA REGION CENTRALE.

Après la réjection du bruit de fond dû aux interactions faisceau-gaz, on obtient un lot de 33925 événements contenant au moins un amas avec $E_T \geq 15$ Gev dans le calorimètre central. La Figure 37a montre la distribution en E_T des 41395 amas ainsi obtenus, caractérisés par une forte déposition électromagnétique (section V.2). Les électrons sont recherchés dans cet échantillon à l'aide des critères de sélection suivants :

a) Dimensions latérales de l'amas.

Les dimensions R_θ et R_ϕ de chaque amas sont définies comme les écarts quadratiques moyens dans les directions θ et ϕ des centres des cellules de l'amas, pondérés par les énergies déposées, par rapport à son centre. Nous demandons que R_θ et R_ϕ soient inférieurs à la moitié de la dimension d'une cellule. Cette coupure exprime simplement le fait qu'une gerbe électromagnétique déposée dans une cellule ne peut pas s'étendre plus loin que les cellules adjacentes. 20033 amas satisfont ce critère.

b) Développement longitudinal.

La fuite d'énergie dans les compartiments hadroniques doit être faible : ne sont conservés que les amas pour lesquels le rapport E_{had}/E_{clus} est inférieur à $H_0 = 0,035 + 0,051 \ln E_{Cl}$; les études auprès du faisceau de test (section IV.3- Figure 16) montrent que plus que 99 % des électrons satisfont cette coupure. La coupure définie ici est plus stricte que celle appliquée lors du prétraitement des données (Section V.2) : au niveau du filtrage elle est appliquée seulement à la cellule la plus énergétique ; ici elle concerne l'amas tout entier. 12985 amas satisfont ce critère.

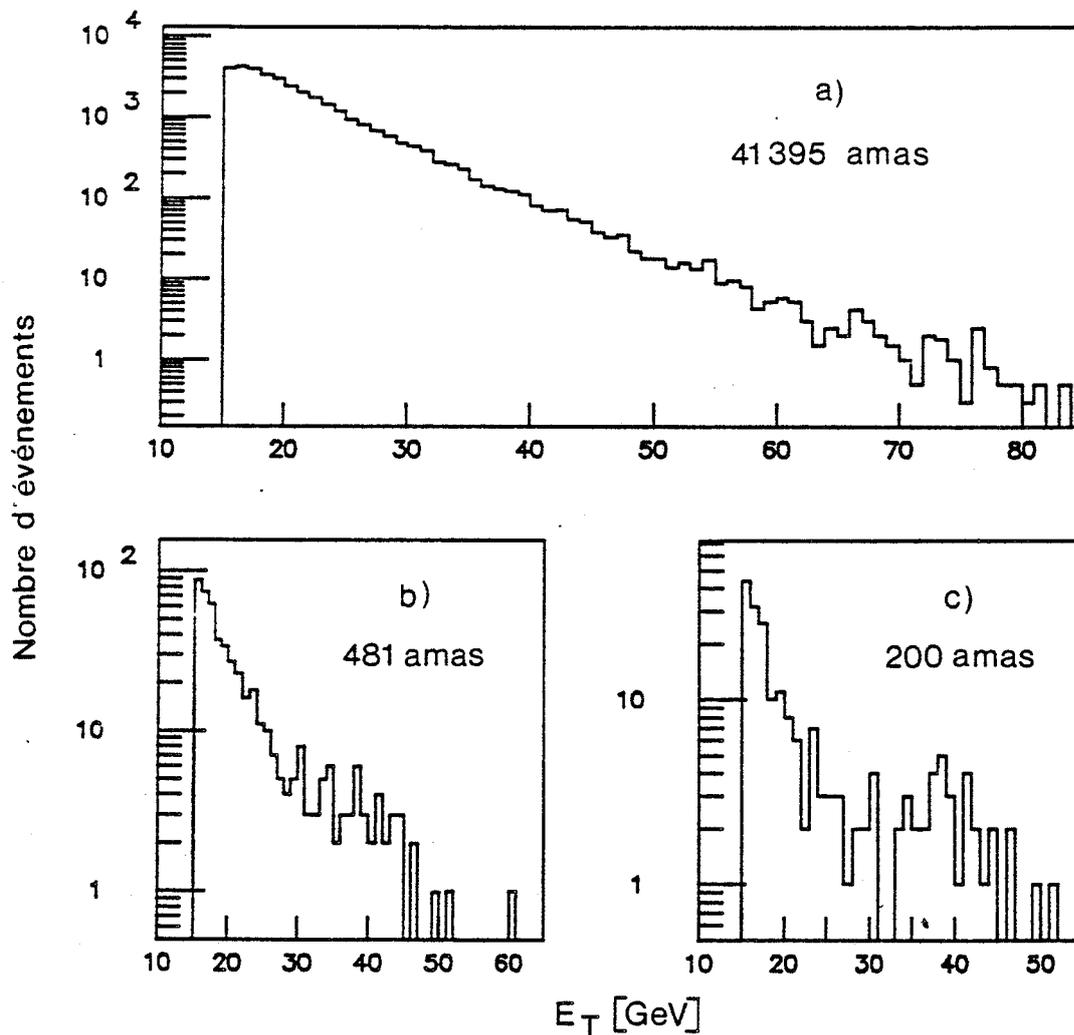


Figure 37. Distribution en E_T des amas dans le calorimètre central à différentes étapes de la sélection (voir texte); l'histogramme (a) est normalisé au nombre d'événements.

c) Présence d'une trace chargée.

La présence dans le détecteur de vertex d'une trace chargée se dirigeant vers l'amas est ensuite demandée. S'il existe une deuxième trace, le candidat est rejeté.

La distance Δ entre le point d'impact de la trace sur le calorimètre et le centroïde de l'amas, définie comme :

$$\Delta = \sqrt{(\Delta\theta/10^\circ)^2 + (\Delta\phi/15^\circ)^2}$$

doit être inférieure à 1. Cette sélection réduit le nombre d'amas d'un facteur ~ 4 .

d) Signal de pied de gerbe.

Un signal doit être présent dans le détecteur de pied de gerbe (chambre VS5 - voir section IV.2.e) devant l'amas du calorimètre. Son amplitude, observée dans les ADC des bandes cathodiques, doit être au moins 3 fois supérieure au signal d'une particule au minimum d'ionisation. Lorsque plusieurs signaux sont présents dans un carré de 60 mm de côté, le signal le plus fort est choisi. Un critère d'association très lâche entre la trace chargée et le pied de gerbe est demandé: La distance entre la position du signal et l'intercept de la trace chargée avec la surface de la chambre VS5 doit être inférieure à 14 mm.

Ces critères réduisent le nombre d'amas d'un facteur ~ 2 supplémentaire.

e) Compatibilité de la déposition d'énergie avec l'hypothèse d'un électron.

La répartition de l'énergie entre les différentes cellules de l'amas doit être semblable à celle observée avec les électrons du faisceau test. Un critère de qualité a été défini à l'aide d'une méthode de χ^2 .

On définit:

$$\chi^2 = \chi_{em}^2 + \chi_{h1}^2 + \chi_{isol}^2$$

χ_{em}^2 mesure la qualité de la déposition d'énergie dans le compartiment e.m. compte tenu du point d'impact de la trace chargée et de la taille latérale de la gerbe, entachés de leurs incertitudes; χ_{h1}^2 contrôle la fuite dans le compartiment h_1 et χ_{isol}^2 mesure l'isolation de l'amas. Plus en détail, les trois termes sont calculés de la façon suivante:

χ_{em}^2 :

La direction du candidat électron est définie par la trace chargée. Nous définissons un nonet de cellules (matrice 3 x 3) autour de la cellule qui se trouve sur la trajectoire de la trace chargée. Dans la cellule centrale l'énergie est calculée par la formule (4.1) de la section IV.3.c.1,

corrigée pour le point d'impact ; l'erreur est donnée par $\Delta E = 0,05 + 0,15 \sqrt{E}$ [GeV] pour les cellules e.m., $\Delta E = 0,10 + 0,20 \sqrt{E}$ [GeV] pour les compartiments h_1 et h_2 du nonet.

Par ailleurs la déposition d'énergie attendue pour un électron est calculée en utilisant une paramétrisation obtenue avec les données du faisceau de test. Elle dépend du point d'impact de la trace et des dimensions latérales R_θ et R_φ de la gerbe e.m. . Nous obtenons ainsi les fractions $f_i(\theta, \varphi, R_\theta, R_\varphi)$ de l'énergie totale déposées dans chacune des 9 cellules e.m. ($i = 1, \dots, 9$) Les dérivées des f_i par rapport à la variation du point d'impact et des dimensions de la gerbe e.m. sont également calculées.

Nous appelons noyau du nonet l'ensemble des cellules ayant $f_i \geq 1,5$ %. Soit N_n le nombre de ces cellules. Nous cherchons le point d'impact et les dimensions latérales de la gerbe, qui minimisent le facteur de qualité χ_{em}^2 défini par:

$$N_{dl} \cdot \chi_{em}^2 = \sum_i \left(\frac{f_i E - E_{mes}^i}{\Delta E_i} \right)^2 + \sum_{j=1}^4 \left(\frac{\lambda_j}{\Delta \lambda_j} \right)^2 + \chi_{BBQ}^2$$

où $E = \sum_{mes}^i$, la somme étant définie sur les cellules du noyau ; $\lambda_j, j = 1, 2$ sont les variations de θ et φ du point d'impact et $\lambda_j, j = 3, 4$ les variations des dimensions latérales R_θ et R_φ de la gerbe (4 paramètres à ajuster); $\Delta \lambda_j$ sont les incertitudes sur λ_j .

$$\chi_{BBQ}^2 = \left(\frac{R_{BBQ}(\text{observé}) - R_{BBQ}(\text{prédit})}{\Delta R_{BBQ}} \right)^2 \text{ dans la cellule centrale.}$$

Le rapport R_{BBQ} entre les deux BBQ de la cellule centrale du nonet et sa dérivée par rapport au point d'impact sont prédits à l'aide de la paramétrisation polynomiale mentionnée en IV.3.c.i. Le nombre de paramètres est 4 et le nombre de contraintes est $N_n + 4 + 1$, soit $N_n + 1$ degrés de liberté.

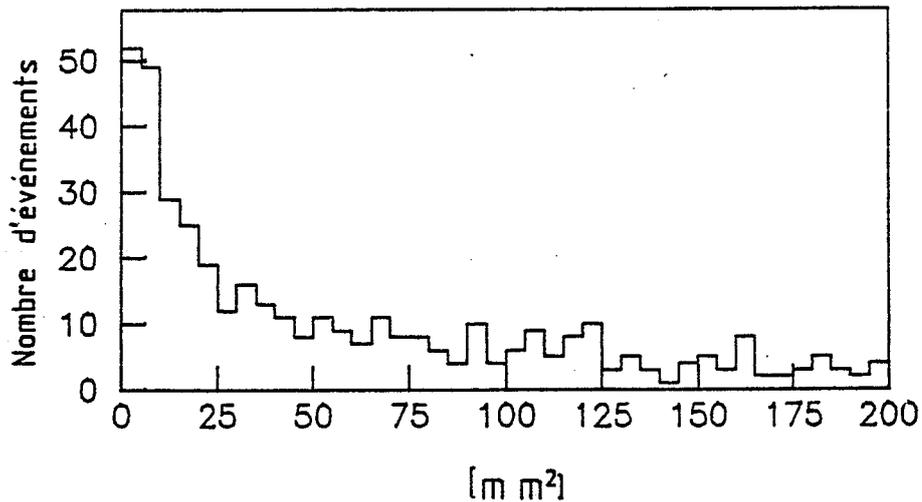


Figure 38. Distribution de d^2 , carré de la distance entre la position du signal de pied de gerbe et l'intercept de la trace chargée avec la surface de la chambre VS5.

χ_{h1}^2 :

χ_{h1}^2 traduit la qualité de l'accord entre la fraction d'énergie observée dans le compartiment hadronique h_1 et la fraction d'énergie attendue :

$$N_{dl} \cdot \chi_{h1}^2 = \sum_i \left(\frac{h_1^i(\text{mes.}) - h_1^i(\text{prédit})}{\Delta h_1^i} \right)^2$$

où la somme s'étend sur les cellules du noyau.

La fraction d'énergie attendue est calculée en utilisant la paramétrisation des résultats obtenus avec les données du faisceau test. La fuite vers le compartiment h_1 est prévue d'être égale à :

$$\frac{h_1}{h_1 + e_m} = 0,014 \ln(E_{em}) - 0,013$$

avec une erreur de 0,75 ($0,01 + 0,004 \ln(E_{em})$). Elle croît suivant la loi $20/x$, où x est la distance en θ du bord quand le point d'impact s'approche de plus de 20 cm du bord de la cellule.

$N_{dl} = N_n$ (le nombre de cellules du noyau) parce que χ_{hl}^2 ne contient pas de paramètres libres.

χ_{isol}^2 :

Afin d'exprimer de façon quantitative la concordance entre la déposition observée dans le nonet et l'hypothèse d'un électron isolé, nous définissons un χ_{isol}^2 à partir des énergies déposées dans les cellules du halo (cellules du nonet non appartenant au noyau) :

$$3 \chi_{isol}^2 = \sum_{i=1,3} \left(\frac{E_i(\text{halo})}{\Delta E_i(\text{halo})} \right)^2$$

où l'on somme sur les compartiments em, h_1 et h_2 .

Comme la plupart des quantités utilisées dans la définition du χ^2 sont distribuées selon des distributions qui ont des queues non gaussiennes, le χ^2 n'est pas distribué selon une loi de chi carré exacte. Les amas ayant une probabilité $P(\chi^2)$ supérieure à 10^{-4} sont retenus comme candidats électrons. D'après les études sur faisceau de test 95 % des électrons satisfont ce critère.

L'échantillon expérimental est réduit d'un facteur 2 par cette coupure: 481 amas sont retenus. Leur distribution en E_T est montrée dans la Figure 37b.

f) Accord trace - signal de pied de gerbe.

Un accord plus strict entre la trace et le pied de gerbe peut être imposé à ce stade. La Figure 38 montre la distribution de d^2 , carré de la distance entre la position du signal de pied de gerbe et l'intercept de la trace chargée avec la surface de la chambre VS5 pour les 481 amas. D'après les données du test au faisceau d'électrons, la distribution attendue pour les électrons a un σ de 14 mm^2 et 95 % des électrons satisfont la condition $d^2 < 50 \text{ mm}^2$. En imposant cette condition sur l'échantillon des candidats électrons, 289 amas sont retenus.

5 - IDENTIFICATION DES ELECTRONS DANS LA REGION AVANT/ARRIERE.

On définit des amas d'énergie e.m.. Le calorimètre A/A se trouvant loin du point d'interactions, les dimensions d'une cellule sont beaucoup plus larges que l'extension latérale de la gerbe électromagnétique; un amas sera constitué d'une ou deux cellules adjacentes. Deux cellules sont associées seulement si elles se trouvent au même azimut parce que l'interstice entre les cellules qui se trouvent à des azimuts différents ne permet pas l'association des 2 cellules dans le même amas, comme il a été expliqué dans la section IV.5.e.1 (voir également Figure29, Figure30). Un accord de 20 cm entre les points d'impact définis par les rapports des BBQ est demandé. Si une trace chargée ou un pied de gerbe sont présents, l'association est validée si les points d'impact sont en accord à 20 cm près avec une trace et/ou un signal de pied de gerbe. L'énergie déposée dans les cellules est calculée avec précision à l'aide du point d'impact par la méthode exposée dans la section IV.6.e.1.v.

Après avoir rejeté le bruit de fond des interactions faisceau-gaz par la méthode décrite dans la section V.3, nous obtenons un échantillon d'événements contenant au moins un amas à $E_T > 15$ GeV dans les calorimètres A/A. 3666 amas sont observés. Les électrons sont recherchés dans cet échantillon à l'aide des critères de sélection suivants :

a) Présence d'une trace chargée et d'un signal de pied de gerbe.

Une trace chargée dans les chambres à dérive A/A et un signal de pied de gerbe dans les MTPC doivent être présents devant l'amas d'énergie, dans un rayon de 25 cm ; cette distance est grande et permet seulement de présélectionner les candidats électrons. L'efficacité des MTPC aux électrons est de 95 % [section IV.5]. 1736 amas satisfont ce critère.

b) Développement longitudinal.

La fuite longitudinale dans le compartiment hadronique doit être faible: le rapport $R = E_{had}/E_{em}$ doit être inférieur à 2 %. D'après les données du test au faisceau d'électrons au SPS [Figure 26] ce critère est satisfait par 98 % des électrons de 40 GeV. La coupure est portée à 3 % si l'amas est composé de 2 cellules, parce que la fuite peut être plus forte le long de l'interstice. 1146 amas sont obtenus.

c) Distance trace - vertex.

La trace chargée doit provenir du vertex. Comme le champ magnétique fléchit la trace en θ , nous pouvons contrôler que l'extrapolation de la trace vers le vertex passe près de l'axe du faisceau. Les hadrons chargés produits en abondance dans les interactions $\bar{p} - p$, permettent de définir les coupures de sélection. La Figure 39 montre la distribution de la distance minimale entre la trace et l'axe du faisceau pour des traces chargées ayant une impulsion supérieure à 4 GeV/c. Ne sont retenus que les événements pour lesquels la distance est inférieure à 35 mm. 887 amas satisfont ce critère.

d) Raccordement des traces dans les deux détecteurs.

A la trace reconstruite dans les chambres à dérive A/A doit correspondre une trace reconstruite dans le détecteur de vertex. L'efficacité ϵ_T de reconstruction d'une trace dans le plan transverse seul est de 96 % et l'efficacité ϵ_L de reconstruction de la trace dans l'espace est comprise entre 89 et 93 % [Section IV.2]. Aussi, pour augmenter l'efficacité de détection des électrons, on se contente de contrôler la présence d'une trace transverse située au même azimuth ϕ que la trace dans les chambres A/A. La Figure 40 montre la distribution de la différence en ϕ entre une trace chargée dans les chambres A/A et la trace la plus proche en ϕ dans le détecteur de vertex. Une trace est retenue si l'accord est meilleur que 30 mrad. 774 amas sont ainsi retenus.

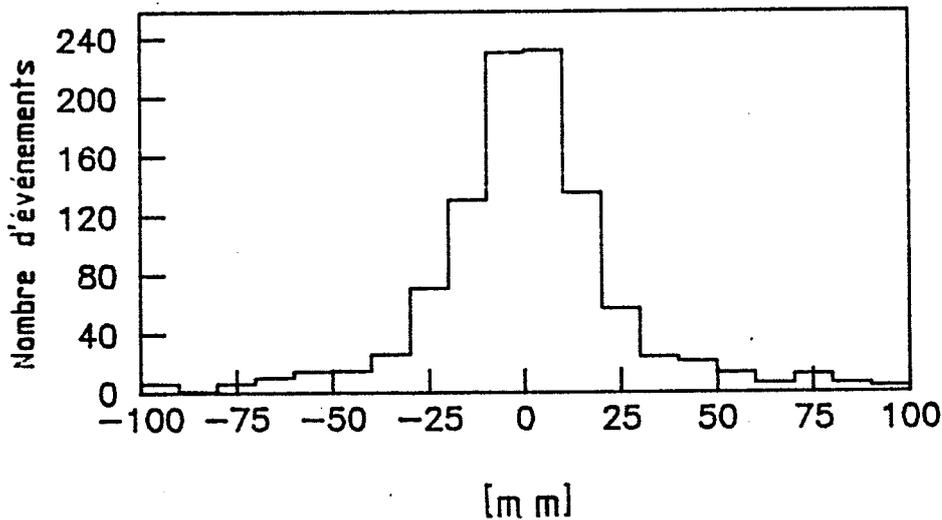


Figure 39. Distribution de la distance entre la trace et l'axe du faisceau.

e) Accord trace - pied de gerbe - point d'impact dans le calorimètre.

La position en x du pied de la gerbe doit être en accord avec la position donnée par le rapport des deux BBQ de la cellule principale de l'amas. De ce point de vue les électrons ont le même comportement que les photons; la Figure 41 montre la distribution de la distance entre la position du pied de la gerbe dans les MTPC et celle de la gerbe e.m. donnée par le rapport des BBQ pour des amas électromagnétiques (sans fuite hadronique), neutres, (sans trace chargée), d'énergie supérieure à 1 GeV; ce sont essentiellement des photons et des π^0 non résolus [52]. Cette distribution nous conduit à imposer une coupure de 100mm sur la distance. 679 amas passent cette coupure.

Le bruit de fond de superposition (une particule chargée avec un π^0) est réduit en exigeant la concordance entre la position du point d'impact de la trace chargée et la position du début de la gerbe. La Figure 42 montre les distributions des distances en x et en y (les coordonnées sont définies dans la Figure 25) entre la trace et le début de la gerbe défini par les MTPC. Lors de la recherche initiale d'électrons une coupure de 40 mm était appliquée sur chacune de ces distances. Or dans le lot final des électrons du W (section V.11.a - Figure 58e) l'accord trace-pied de gerbe est meilleur que 20 mm. Par conséquent la coupure a été portée à 20

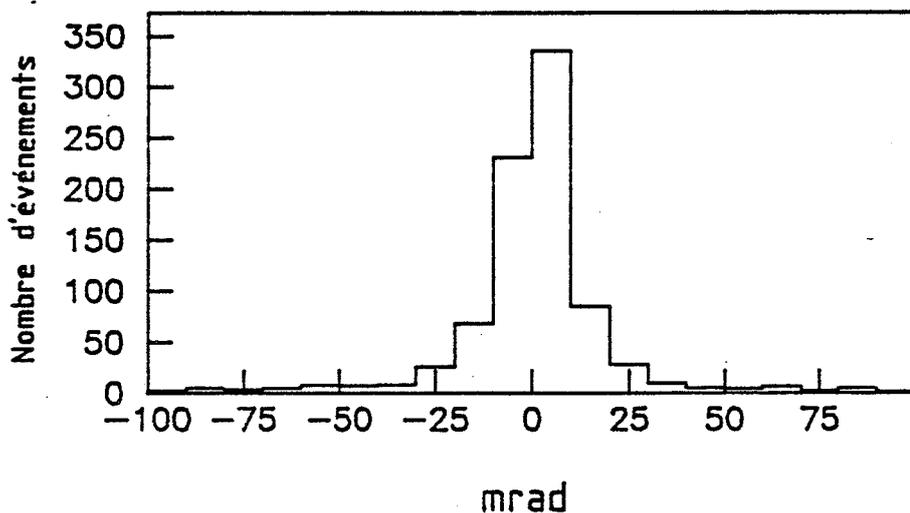


Figure 40. Distribution en $\Delta\phi$ entre une trace chargée dans les chambres A/A et la trace la plus proche en ϕ dans le détecteur de vertex.

mm: le candidat électron est retenu si les deux distances sont inférieures à 20 mm. 294 amas sont retenus.

6 - REJECTION DES CONVERSIONS DANS LES DEUX REGIONS. ISOLATION DE L' ELECTRON.

Une source indésirable d'électrons dans les deux calorimètres est la conversion dans la matière du détecteur des γ produits dans les collisions \bar{p} -p. Le tableau ci-dessous montre les épaisseurs du tube à vide et des différentes parties du détecteur de vertex, exprimées en millièmes de longueurs de radiation.

tube à vide	10]	14.4
C1 " "	2.2		
C2 " "	2.2		
VH " "	10]	24.4
J1 " "	4.7		
C3 " "	2.5		
J2 " "	4.7		
C4 " "	2.5		
Convertisseur	1500		
C5 " "	1.1		

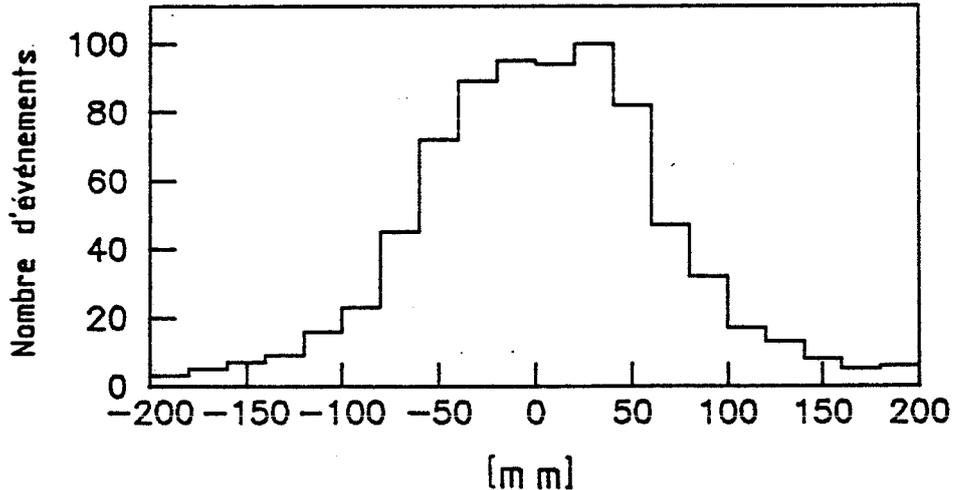


Figure 41. Distribution de la distance entre la position du pied de la gerbe dans les MTPC et celle de la gerbe e.m. donnée par le rapport des BBQ.

Pour les traces inclinées l'épaisseur traversée augmente. Les conversions qui ont eu lieu après les deux premières chambres sont rejetées en sélectionnant les traces chargées ayant un point reconstruit dans au moins l'une des chambres C1 et C2. Parmi les 289 amas du calorimètre central obtenus dans la section V.4, 252 satisfont cette sélection.

En outre, une paire d'électrons convertis se dirigeant vers la région avant arrière sera ouverte par le champ magnétique et les signes des charges seront reconnus. La Figure 43(a) montre la distribution des angles entre une trace associée à un amas calorimétrique et la trace de signe opposé la plus proche. L'échantillon présenté est une partie du lot des candidats électrons; il comprend les traces associées à des amas électromagnétiques (c.à.d. sans fuite) ayant déposé plus de 10 GeV de E_T dans le calorimètre et ayant déclenché le compteur de pied de gerbe. La Figure 43(b) montre la même distribution pour les paires de même signe. Le pic à petits angles de la Figure 43(a) est donc dû aux conversions. Pour les éliminer nous rejetons les paires de traces de signes opposés séparées par un angle inférieur à 30 mrad.

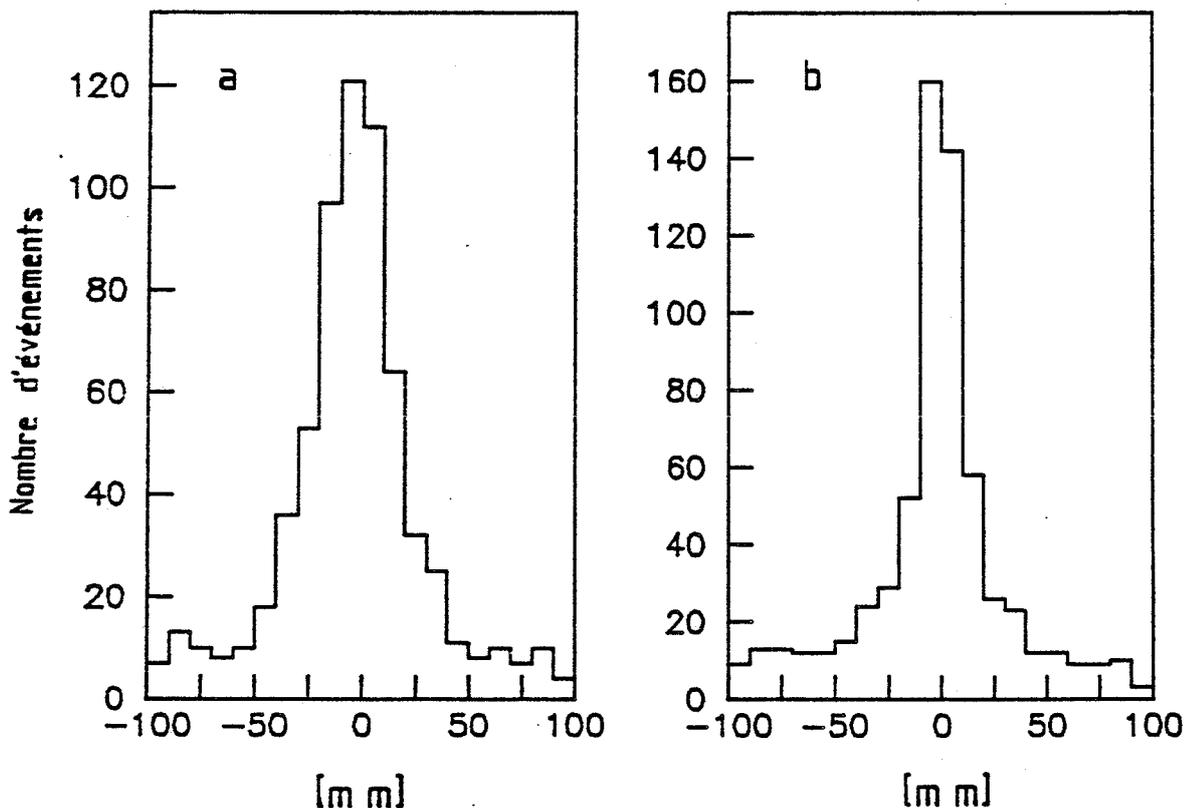


Figure 42. Distribution de la distance en x et en y entre la trace et l' pied de gerbe.

Des 294 amas observés dans la région Avant/Arrière et retenus selon les critères de sélection appliqués dans la section précédente, 189 sont des candidats électrons non dus à une conversion.

Dans la région A/A l'énergie de l'électron, mesurée dans le calorimètre, et son impulsion, mesurée dans le spectromètre, doivent être en accord, aux erreurs de mesure près. L'erreur sur $1/p$ est de $\Delta(1/p) = 0,01 \text{ [GeV}^{-1}\text{]}$ (section IV.4) et l'erreur sur l'énergie est de $\Delta(1/E) = 0,17/E^{3/2} \text{ [GeV}^{-1}\text{]}$. L'erreur sur $1/p - 1/E$ est alors

$$\Delta = \sqrt{\Delta^2(1/p) + \Delta^2(1/E)}.$$

La Figure 44 montre la distribution de $(1/p - 1/E)/\Delta$ pour les 189 amas.

La partie de la distribution vers les valeurs positives est due à la superposition d'une particule chargée avec un ou plusieurs π^0 's.

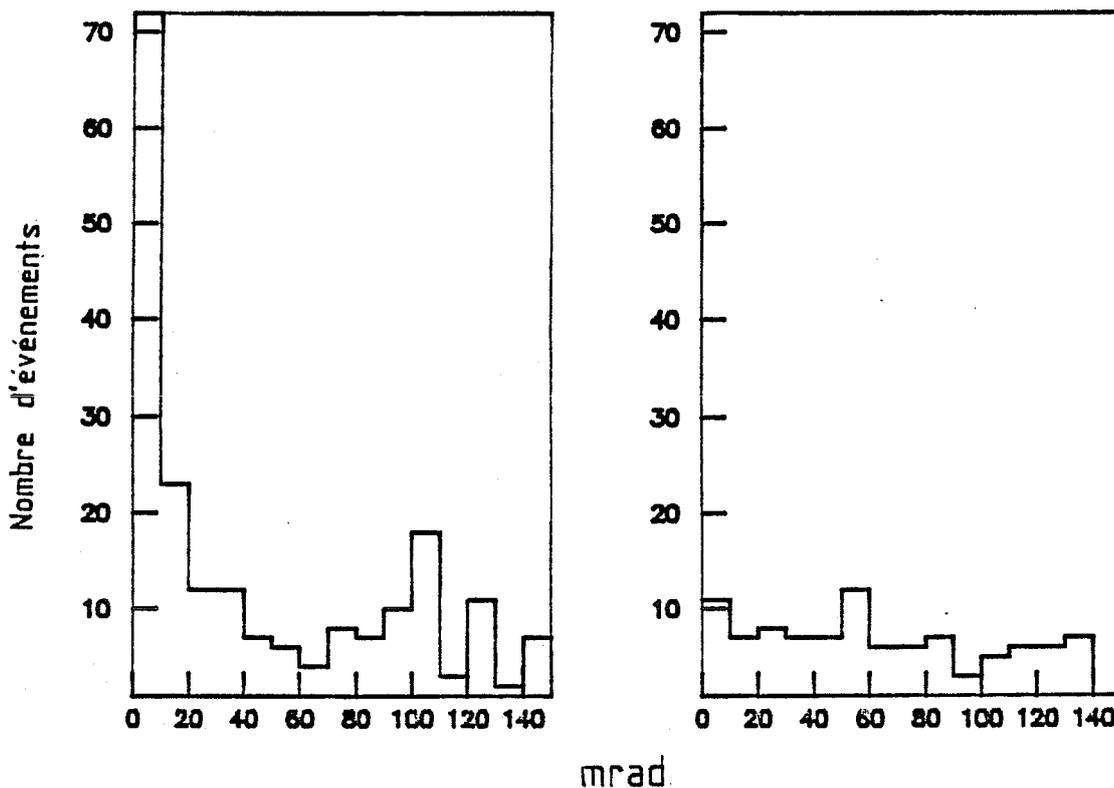


Figure 43. Distribution des angles entre paires de traces proches observées dans un même secteur (voir texte); a: signes opposés, b: même signe.

En revanche, des hadrons chargés isolés déposant une partie seulement de leur énergie dans le calorimètre peuplent la région des valeurs négatives. Or les hadrons contenus dans ce lot de 189 amas qui ont satisfait les critères imposés jusqu' à présent (fuite longitudinale faible, signal de pied de gerbe, $E_{\pi} \geq 15$ GeV) sont fortement biaisés: ce sont des hadrons qui ont interagi tôt et ont déposé presque toute leur énergie. C' est pourquoi la distribution ne descend pas à de grandes valeurs négatives.

89 candidats sont retenus après une coupure à 4σ .

Il faut noter à ce stade qu'une partie des critères de sélection déjà décrits sont satisfaits par les électrons seulement s' ils sont isolés. Par conséquent l' isolation de l' électron a déjà été implicitement

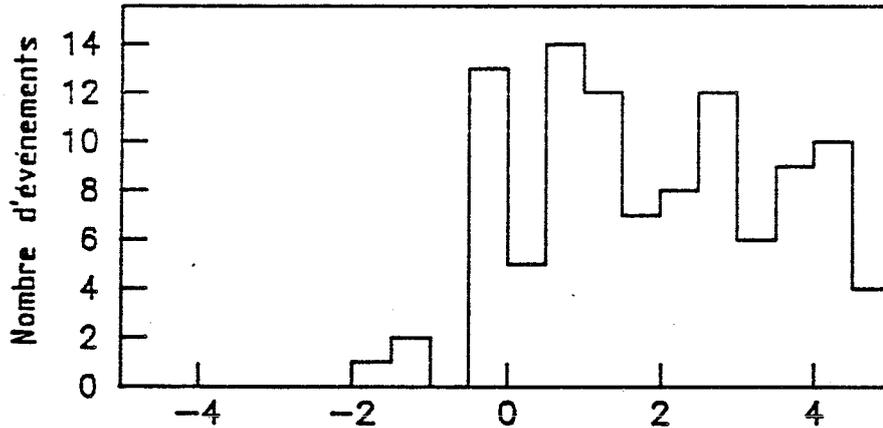


Figure44. Distribution de $(1/p - 1/E)/\Delta$.

imposée. Le détecteur UA2 ne permet pas de détecter un électron contenu dans un jet.

De toute façon nous nous attendons à ce que les électrons produits de la désintégration du W et du Z ne soient que rarement accompagnés d'autres particules proches de grande énergie. Aussi nous imposons des critères supplémentaires d'isolation :

Dans le calorimètre central l'énergie de l'amas est comparée à l'énergie déposée dans toutes les cellules adjacentes. Un amas est retenu comme candidat électron si l'énergie déposée dans les cellules adjacentes ne dépasse pas 15% de l'énergie de l'amas. La valeur de la coupure est suggérée par les études au faisceau de test. 199 événements, dont 198 contiennent chacun un amas et 1 en contient deux, sont ainsi obtenus. La distribution en E_T des 200 amas isolés du calorimètre central est montrée dans la Figure37(c).

Dans la région A/A l'isolation de l'électron est imposée en demandant que l'énergie supplémentaire détectée dans le voisinage de l'amas soit inférieure à 5 % de l'énergie de l'électron ; l'énergie supplémentaire est définie comme la somme des énergies et/ou des impulsions détectées dans les cellules adjacentes à l'amas et des impulsions des traces chargées supplémentaires traversant l'amas. La Figure45 montre la dis-

tribution de l'énergie supplémentaire pour les 189 candidats électrons avant la coupure p/E. En imposant l'accord p/E et $E_{\text{sup}} < 5\%$ on obtient 27 candidats électrons dans la région A/A.

En conclusion, l'application de tous les critères de sélection d'électrons isolés nous conduit à un échantillon de 225 événements contenant 227 candidats électrons, dont 200 sont observés dans le calorimètre central et 27 dans les calorimètres A/A. La distribution en impulsion transverse de ces électrons est montrée dans la Figure 46.

La table V.1 (a,b) résume les coupures de sélection appliquées ; Pour obtenir un lot d'électrons plus pur, au prix d'une réduction de l'efficacité, nous pouvons rendre plus sévères certains des critères de sélection des électrons dans la région centrale ; ces coupures "strictes" correspondant aux coupures n° 2, 5 et 8 sont également montrées dans la Table V.1.a. (129 amas sur 200 dans la région centrale satisfont ces coupures. Mais dans l'analyse qui suit les 200 amas seront considérés.)

7 - TOPOLOGIE DES EVENEMENTS QUI CONTIENNENT UN CANDIDAT ELECTRON.

L'échantillon des 225 événements contient, outre les électrons véritables, de faux électrons simulés par des hadrons ou jets de hadrons à grande impulsion transverse mal identifiés.

Dans le cas d'électrons véritables, à cause de la conservation du nombre leptonique, l'événement doit contenir soit un autre électron de charge opposée, soit un neutrino, qui sont également émis à grand p_T . En revanche, dans le cas de hadrons ou jets mal identifiés, nous nous attendons à la présence d'un autre jet à un azimut approximativement opposé. [53,54].

Deux parmi les 225 événements contiennent effectivement un deuxième candidat électron à $p_T \geq 15$ GeV/c satisfaisant tous les critères de sélection appliqués. Un troisième événement contient un deuxième électron ayant en revanche un p_T inférieur à 15 GeV/c. Ces événements sont

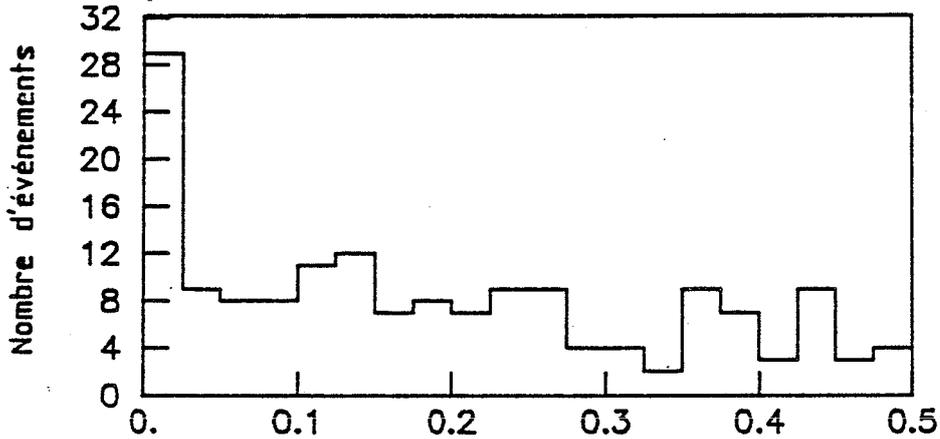


Figure 45. Distribution de l'énergie supplémentaire autour des candidats électrons dans la région A/A.

des candidats pour la désintégration $Z^0 \rightarrow e^+e^-$. D'autres candidats pour cette désintégration, dans lesquels le deuxième électron serait mal identifié, peuvent être contenus dans l'échantillon. Dans le but d'examiner la topologie de ces événements nous recherchons des jets de grand p_T .

Dans le calorimètre central nous définissons des amas hadroniques à l'aide d'un algorithme simple :

L'énergie de chaque cellule est la somme des énergies des trois compartiments. (Cette méthode est différente de celle employée dans la définition des amas - candidats électrons, où les trois compartiments étaient considérés séparément - voir section V.2)

Chaque compartiment est pondéré par des coefficients qui ont été définis lors du test au SPS de façon à optimiser la linéarité et minimiser les fluctuations :

$$E = 1,18E_{cm} + E_{h1} + 1,06 E_{h2} \text{ [voir section IV.3.c.2].}$$

Toutes les cellules qui ont un côté commun et une énergie supérieure à 400 MeV (les résultats sont indépendants de la valeur exacte du seuil) sont regroupées dans un amas. Si un amas contient deux ou plusieurs maximums locaux séparés par une vallée d'une profondeur supérieure à 5 GeV, il

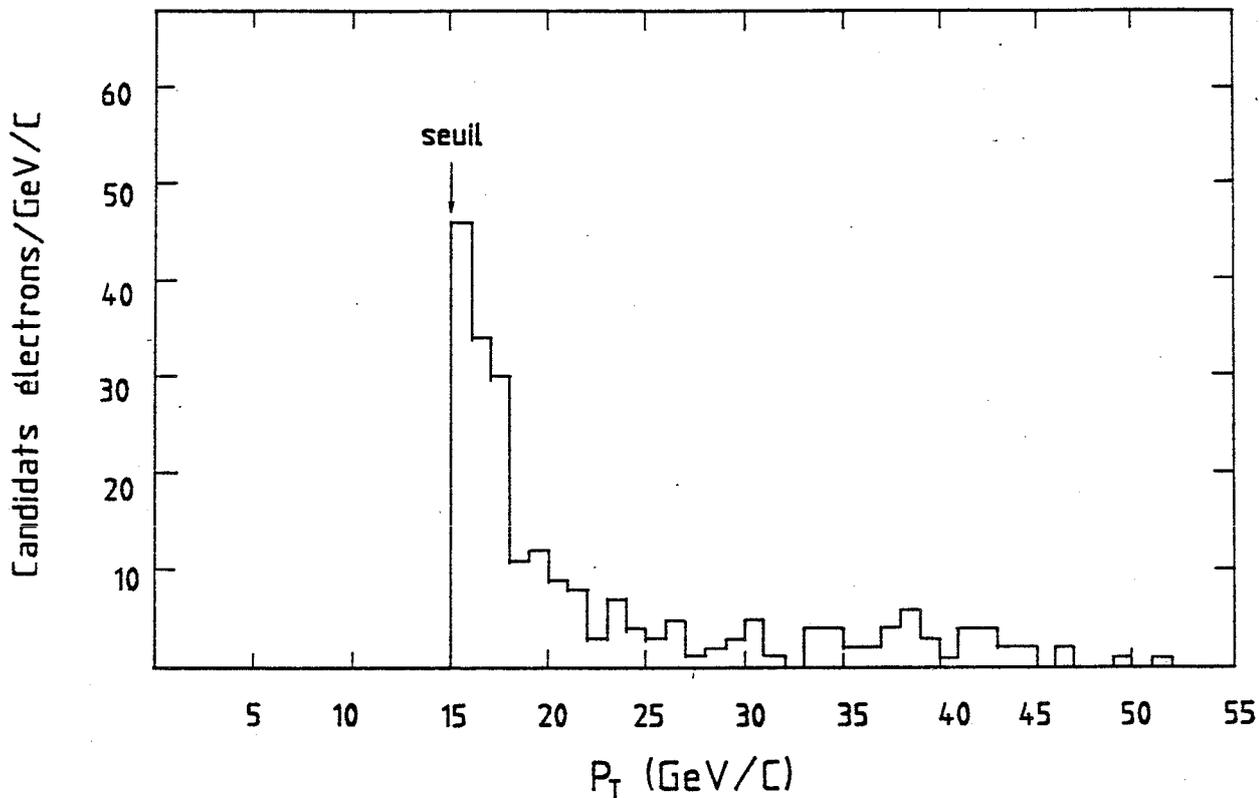


Figure 46. Distribution en p_T des 227 candidats électrons.

est divisé en deux amas différents. Les amas sont composés en moyenne de 3 cellules pour $E_T = 2$ GeV et de 10 cellules pour $E_T = 40$ GeV.

Dans les calorimètres avant et arrière qui ont une profondeur de 1,17 longueurs d'interaction [section IV.6.e.2] les gerbes hadroniques ne sont pas entièrement contenues. Aussi dans la région avant/arrière l'énergie de l'amas hadronique est calculée à partir de l'énergie électromagnétique mesurée dans le calorimètre et les impulsions des traces chargées mesurées dans le spectromètre.

A chaque amas nous associons une impulsion \vec{p}_{jet} dont le module est égal à l'énergie de l'amas et dont la direction est définie par le vertex et le centroïde de l'amas. La plupart des amas ont des impulsions transverses faibles, comme il est attendu pour les particules produites par les constituants spectateurs des p et \bar{p} incidents. Nous appelons jet tout amas ayant $p_T \geq 3$ GeV/c. Cette sélection élimine la plupart des particules spectatrices ; la probabilité d'observer au moins un amas de $p_T \geq 3$ GeV/c est de 15 % dans les événements de biais minimum.

Les amas ainsi sélectionnés comprennent les amas électromagnétiques définis en VIII.2 pour la recherche des candidats électrons ; les électrons supplémentaires de grand p_T éventuellement présents dans l'événement, seront, eux aussi, détectés comme des amas.

45 événements ne contiennent pas d'amas de haut p_T autre que le candidat électron. La distribution en p_T des candidats électrons dans ces événements est montrée sur la Figure 47(a); ces événements contiennent soit un neutrino, soit d'autres particules de grand p_T qui ont échappé à la détection parce qu'elles ont été émises hors de l'acceptance du détecteur.

Des événements à deux jets, dont l'un a été mal identifié comme électron et l'autre a échappé à la détection, contribuent à cette catégorie. Dans ce cas, la distribution en p_T prévue de ces faux électrons décroît rapidement comme un spectre de jets.

Les 180 événements restants (Figure 47 b et c) contiennent au moins un amas supplémentaire de $p_T \geq 3$ GeV/c. La Figure 48(a) montre la distribution de la séparation azimutale $\Delta\phi$ entre l'impulsion \vec{p}_e du candidat électron et celle de l'amas ayant l'impulsion transverse la plus élevée. Le pic à $\Delta\phi = 180^\circ$ contient des événements à deux jets dont l'un a été pris pour un électron, les candidats $Z \rightarrow e^+e^-$ et éventuellement d'autres processus inconnus.

8 - RECHERCHE DE $Z^0 \rightarrow e^+e^-$

Pour rechercher les désintégrations du Z^0 en e^+e^- l'approche la plus directe est d'étudier la distribution de la masse invariante des paires d'électrons. Comme il a déjà été indiqué dans la section précédente, nous observons 3 événements ayant chacun une paire d'électrons qui satisfont tous les deux les coupures de la table V. La distribution de la masse invariante des paires est représentée par l'histogramme hachuré de la Figure 49(b).

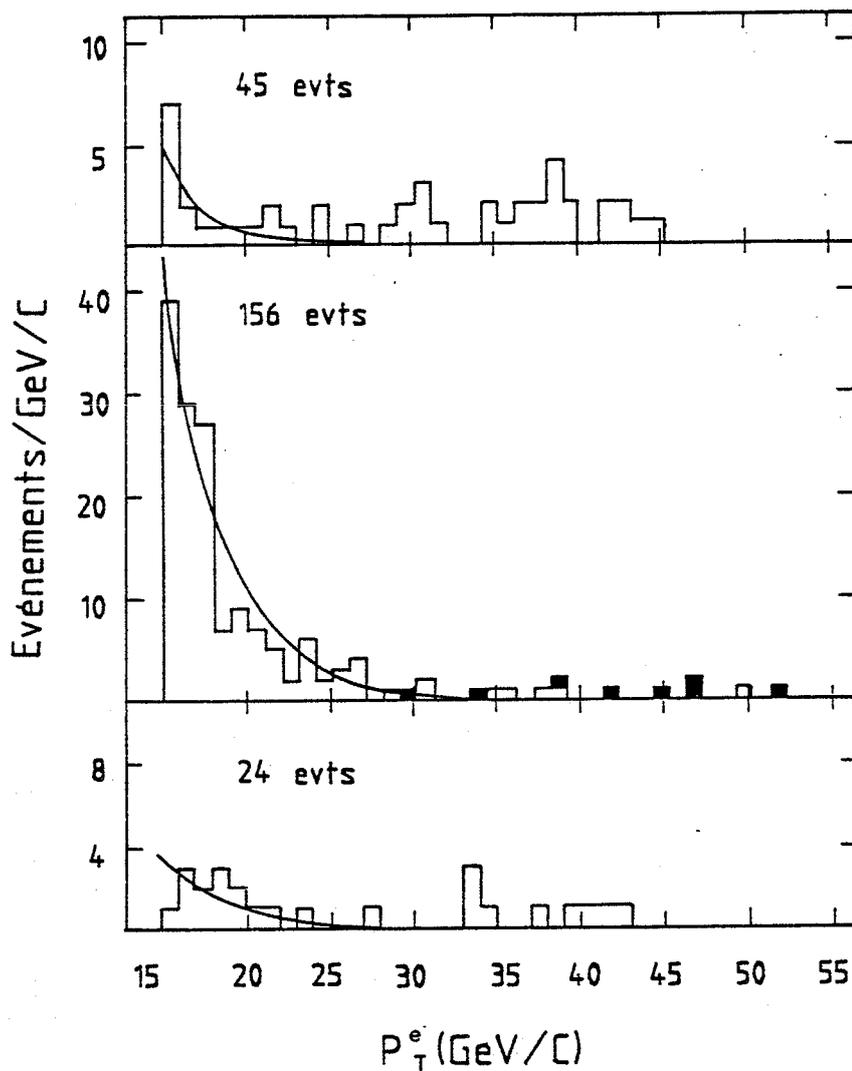


Figure 47. Distribution en p_T des candidats électrons pour trois lots d'événements: a: événements sans jets supplémentaires; b: événements avec jets supplémentaires ayant $\rho_{opp} > 0,2$ (voir section V.9); les candidats dessinés en noir correspondent à l'un des 2 électrons (le plus énergétique) des 8 événements Z^0 ; c: événements avec $\rho_{opp} < 0,2$ (voir section V.10). Les courbes représentent l'estimation du bruit de fond.

Etant donné que l'efficacité d'identification des électrons est de 76 % dans le détecteur central et de 80 % dans le détecteur A/A (Table V), l'efficacité d'identification d'une paire d'électrons est de $0,76 \times 0,76 = 0,58$ si les deux électrons se trouvent dans la région centrale, de 0,76

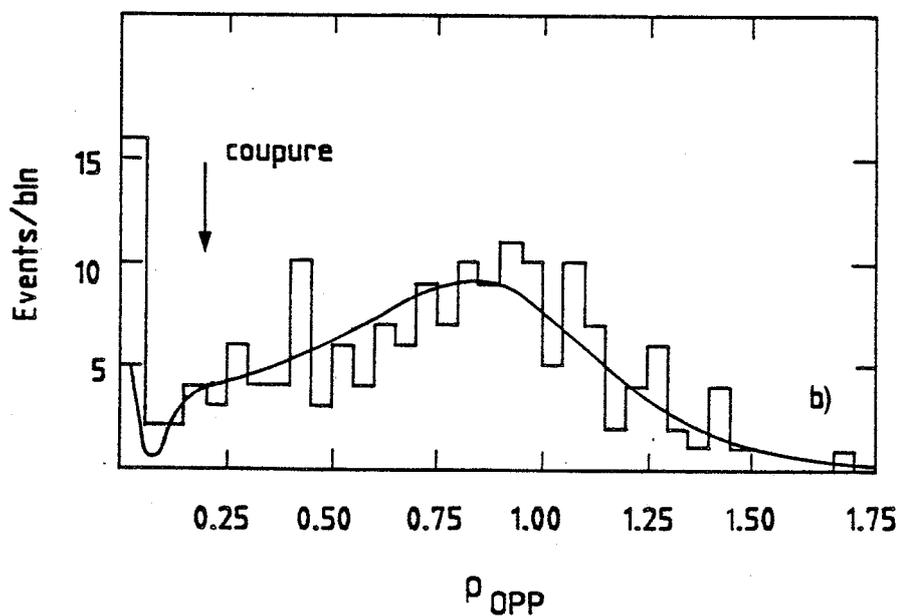
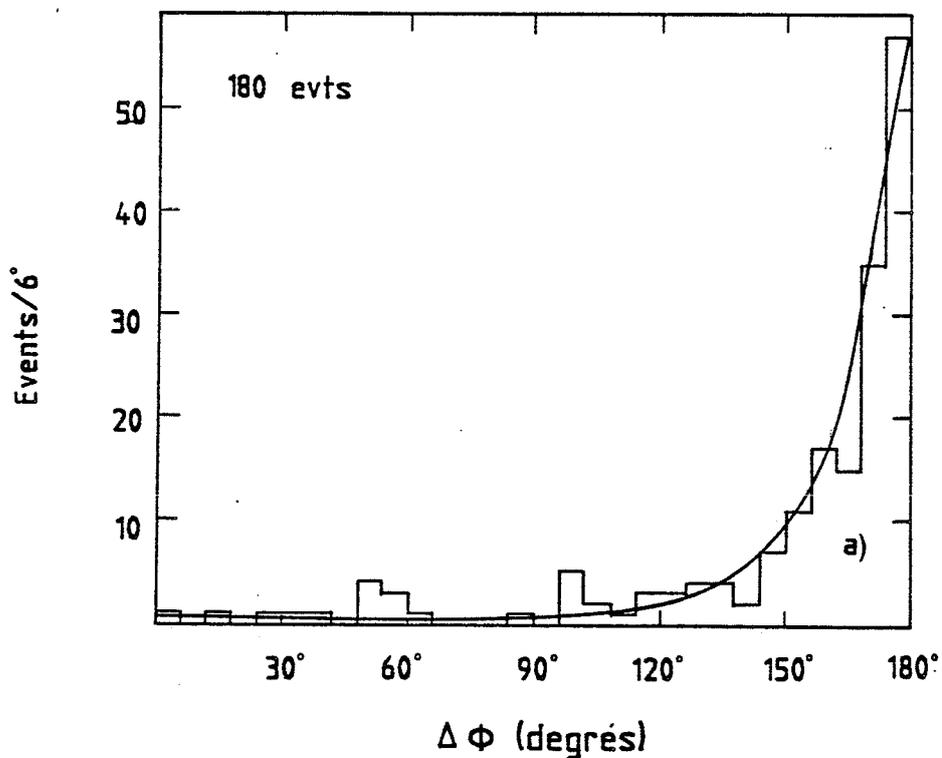


Figure48. Configuration des 180 événements contenant un candidat électron et au moins un jet: a: Distribution de la séparation azimutale $\Delta\phi$ entre l'impulsion du candidat électron et celle de l'amas supplémentaire ayant le p_T le plus élevé. b: Distribution de ρ_{OPP} (voir section V.9). Les courbes représentent l'estimation du bruit de fond. (voir section V.10)

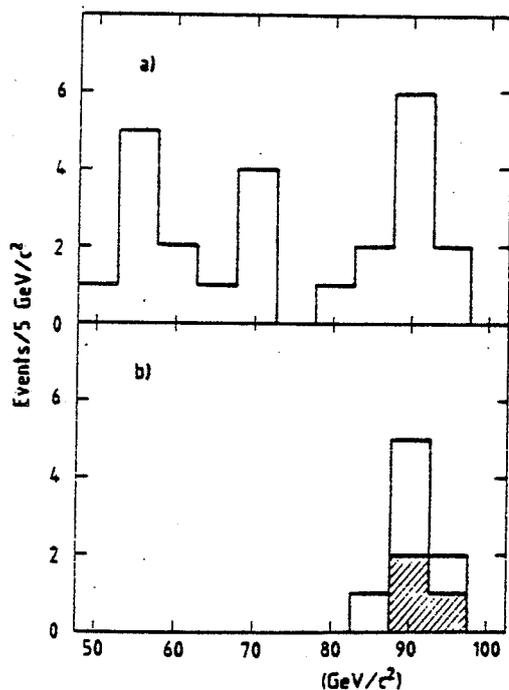


Figure 49. Distribution de la masse invariante de: (a): paires d'amas électromagnétiques, (b): paires d'amas électromagnétiques dont 1' un est un candidat électron; les 3 événements hachurés correspondent aux 3 paires d'électrons identifiés.

$\times 0,80 = 0,61$ pour une configuration central - A/A et de $0,80 \times 0,80 = 0,64$ pour une configuration A/A - A/A. On risque ainsi de manquer environ 40 % des Z^0 si on impose aux deux électrons les coupures de la table V.

Afin de récupérer tous les candidats Z^0 présents dans l'échantillon, nous recherchons :

- des événements contenant un électron bien identifié accompagné d'un amas électromagnétique ne satisfaisant pas nécessairement tous les critères électron
- des événements contenant une paire d'amas électromagnétiques

a) Recherche de paires électron-amas électromagnétique.

Afin de récupérer des paires d'électrons où l'un d'entre eux ne satisfait pas tous les critères de sélection, nous recherchons parmi les 225 événements ceux qui contiennent un deuxième "électron" qui satisfait des critères beaucoup plus lâches, uniquement calorimétriques.

Dans le calorimètre central:

- la fuite dans les compartiments hadroniques doit être faible : $E_h/E_{cl} < 0,023 + 0,034 \ln E_{cl}$ (coupure n° 2 "stricte") ;
- les dimensions latérales de l'amas doivent être petites : $R_\theta, R_\phi < 0,5$ cellule.

Dans le calorimètre Avant/Arrière:

- le rapport E_{had}/E_{em} doit être inférieur à 2% ;
- l'énergie déposée dans les cellules adjacentes autour de l'amas ne doit pas dépasser 3 GeV.

Les critères relatifs à la trace chargée et au compteur de pied de gerbe ne sont pas imposés.

L'histogramme non hachuré de la Figure 49(b) montre la distribution des masses invariantes du système électron - amas secondaire de ces événements. Nous observons au total 8 événements, tous accumulés aux alentours de $M = 90 \text{ GeV}/c^2$.

b) Recherche de paires d'amas électromagnétiques.

En partant du même lot initial de 7×10^5 déclenchements W (section V.1) nous recherchons des événements caractérisés par la présence de paires d'amas d'énergie de grande masse invariante : nous demandons une énergie transverse totale de l'événement supérieure à 30 GeV et une paire d'amas d'une masse invariante supérieure à $50 \text{ GeV}/c^2$. La définition des amas dans le calorimètre central est celle qui est donnée dans la section

V.2, sauf qu'à ce stade nous n'imposons pas encore de sélection sur la taille latérale (R_θ, R_φ) de l'amas ni sur la fuite hadronique (H_0).

La masse invariante de deux amas est calculée en faisant l'hypothèse que le vertex d'interaction est au centre de l'appareillage. 7427 événements satisfont les critères $E_T > 30$ GeV, $M > 50$ GeV/c². Ils sont ensuite entièrement reconstruits et leur masse invariante est recalculée en tenant compte cette fois-ci de la position du vertex reconstruit. La différence entre la nouvelle valeur et la valeur précédente ne dépasse pas 2 GeV/c².

L'échantillon est largement dominé par des événements à 2 jets. Afin de renforcer le signal des électrons, l'échantillon est réduit davantage en demandant pour chacun des 2 amas que la fuite dans les compartiments hadroniques soit faible, et que la taille latérale des amas soit petite :

- aux amas observés dans le calorimètre central nous imposons la coupure stricte n°2 de la table V.1a ($E_h/E_{cl} < 0,023 + 0,034 \ln E_{cl}$) sur la fuite hadronique et nous demandons que $R_\theta, R_\varphi < 0,5$ cellule.

- pour les amas du calorimètre A/A nous exigeons que $E_{had}/E_{em} < 0,02$ (coupure n°2 de la table V.1b) et que la somme des énergies déposées dans les cellules adjacentes à l'amas ne dépasse pas 5 % de l'énergie de l'amas.

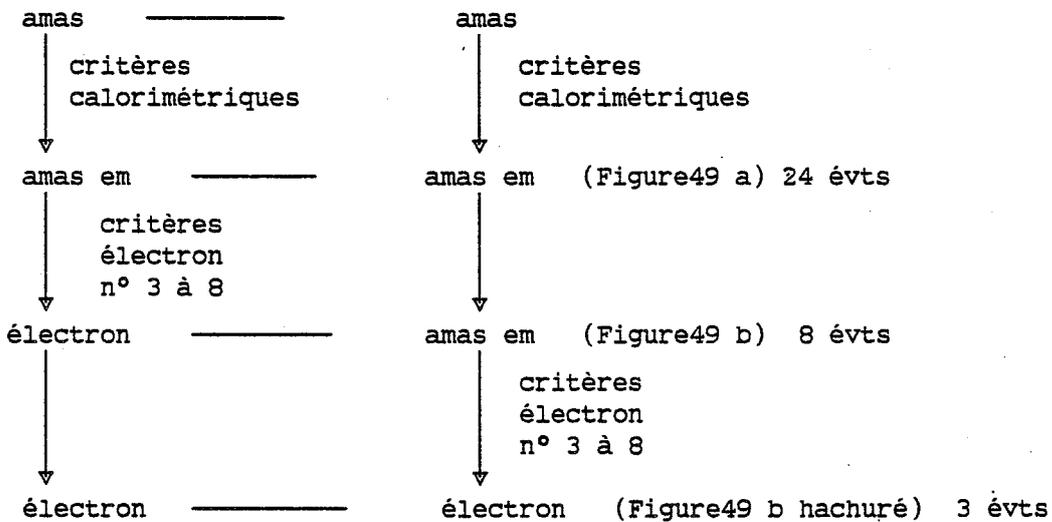
Ces critères de sélection sont très lâches et, d'après les données des tests au faisceau, ils sont satisfaits par plus de 95 % des électrons isolés dans le calorimètre central et par 99 % des électrons isolés dans le calorimètre A/A. Ils réduisent l'échantillon à 24 événements, dont 12 ont les deux amas dans la région centrale, 8 ont un amas dans la région centrale et un dans la région A/A, et 4 événements ont les deux amas dans la région A/A. La distribution en masse invariante est montrée sur la Figure 49(a). On distingue une accumulation de 11 événements entre 77,5 et 100 GeV/c² et une distribution de 13 événements en dessous de 72,5 GeV/c². Si on suppose que les 13 événements sont essentiellement des événements à 2 jets, on peut estimer le bruit de fond jet-jet parmi les 11 événements du pic. Pour ceci, nous portons sur la Figure 50 le spectre en masse des événements à 2 jets (courbe continue) obtenu dans le

calorimètre central [2], normalisé aux 12 événements à $52,5 \text{ GeV}/c^2 < M < 77,5 \text{ GeV}/c^2$. En intégrant ce spectre entre $77,5 \text{ GeV}/c^2$ et $100 \text{ GeV}/c^2$ on trouve que le bruit de fond jet-jet attendu est de 2,5 événements.

Parmi les 24 événements, 8 contiennent au moins un électron bien identifié (Figure 49b) comme il a déjà été exposé. Les critères n° 3 à 8, exigés pour au moins l'un des amas, éliminent tous les événements en dessous de $72,5 \text{ GeV}/c^2$ et réduisent de 11 à 8 le nombre d'événements dans le pic. Le nombre d'événements rejetés est donc en accord avec le nombre d'événements de bruit de fond attendu.

Le schéma suivant résume les différentes étapes de sélection des paires d'amas :

Schéma de la recherche du Z^0 .



c) Estimation du bruit de fond.

Les 8 événements peuvent être contaminés par du bruit de fond dû à des paires de jets simulant deux électrons ou un électron et un amas e.m.

Afin d'évaluer avec plus de précision la proportion des jets qui satisfont les critères de sélection des électrons un échantillon plus grand d'événements à 2 jets est nécessaire : nous utilisons un lot d'

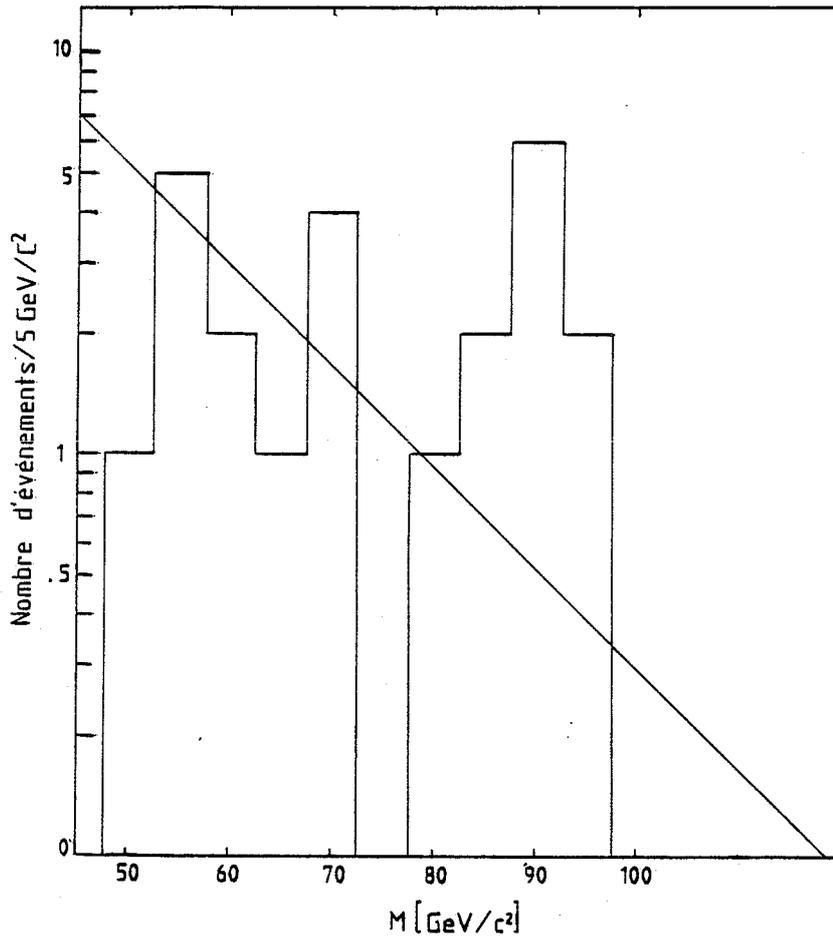
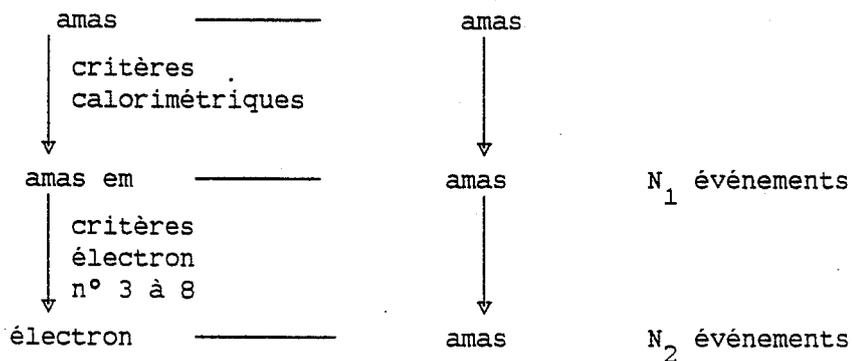


Figure 50. Distribution de masse invariante de paires de jets (courbe continue) normalisée aux 12 événements à $52,5 \text{ GeV}/c^2 < M < 77,5 \text{ GeV}/c^2$.

événements à 2 jets dont 1' un satisfait les coupures calorimétriques (n° 1 - $R_\theta, R_\phi < 0,5$ cellules et n° 2 - $E_h/E_{cl} < H_0$). En appliquant les autres critères de sélection d' électrons (coupures n° 3 à 8) sur le jet électromagnétique, nous obtenons le facteur de réjection. De façon schématique:

Principe d' estimation du facteur de réjection.



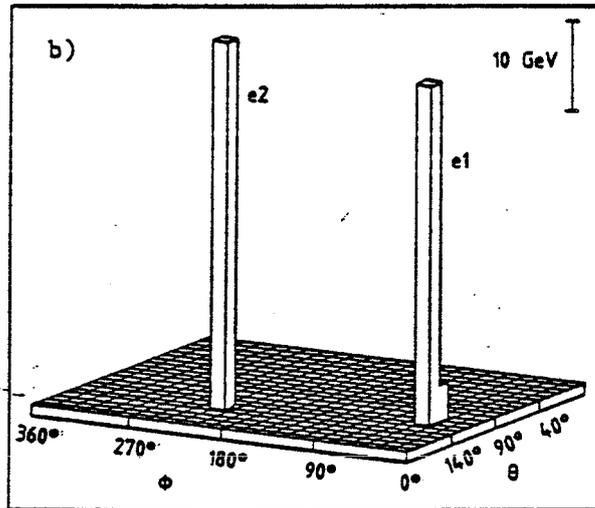


Figure 51. Distribution d' énergie transverse dans le plan $\theta - \phi$ pour un événement Z^0 (événement A). L' énergie est déposée essentiellement dans les compartiments électromagnétiques (Table V.2).

Le facteur de réjection des coupures n° 3 à 8, donné par N_2 / N_1 , est égal à $\sim 1/100$. Comme nous n'avons pas observé une corrélation significative entre les fragmentations des deux jets, ce facteur doit être le même pour chacun des amas des événements de bruit de fond contenus dans le lot de la Figure 49(a).

$$\begin{aligned} \text{B.d.F.} &= (\text{paires d' amas e.m. à } 52,5 \text{ GeV}/c^2 < M < 77,5 \text{ GeV}/c^2) \\ &\times (\text{facteur de réjection}) \\ &\text{extrapolé à } M > 77,5 \text{ GeV}/c^2 \end{aligned}$$

La contribution du bruit de fond ainsi estimée est de 0,05 événements sous le signal des 8 événements de la Figure 49(b).

Une autre façon d'estimer une limite supérieure du bruit de fond est d' extrapoler le nombre d'événements en dessous de $80 \text{ GeV}/c^2$ dans la Figure 49 (b). Nous avons 0 événement en dessous de $80 \text{ GeV}/c^2$ dans la Figure 49(b) (2,3 à 90 % de Niveau de Confiance). En extrapolant selon la

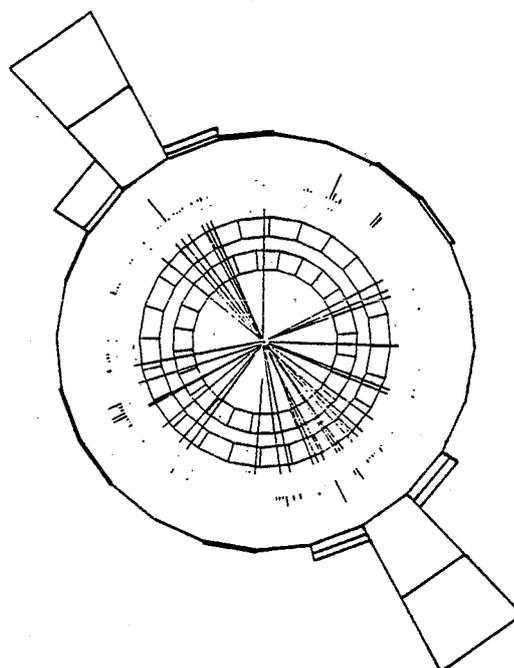
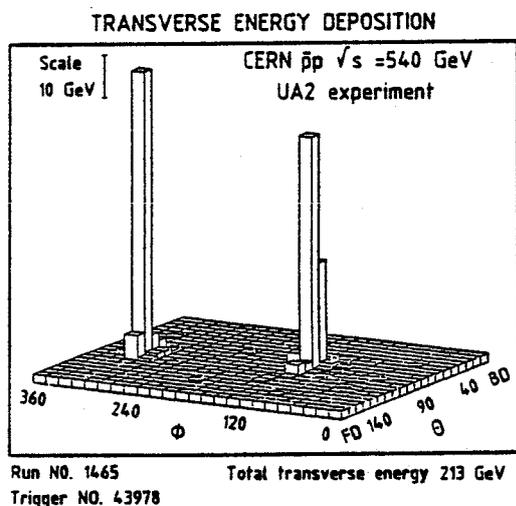


Figure52. Evénement à 2 jets à grande énergie transverse. a: Distribution d' énergie transverse dans le plan $\theta - \phi$; b: Vue transverse du calorimètre central et du détecteur de vertex. Les dépositions d' énergie dans le compartiment e.m. et dans les compartiments hadroniques sont indiquées.

courbe continue de la Figure50 nous déduisons une limite supérieure de 0,32 événements de bruit de fond.

d) Discussion des 8 événements

Les paramètres détaillés des 8 événements sont présentés dans la table V.2. Les 3 premiers (événements A à C) correspondent à l'histogramme hachuré de la Figure49(b): l'ensemble des critères "électron" sont satisfaits par les deux amas. Le bruit de fond correspondant est de 2×10^{-4} événements pour $M > 80 \text{ GeV}/c^2$.

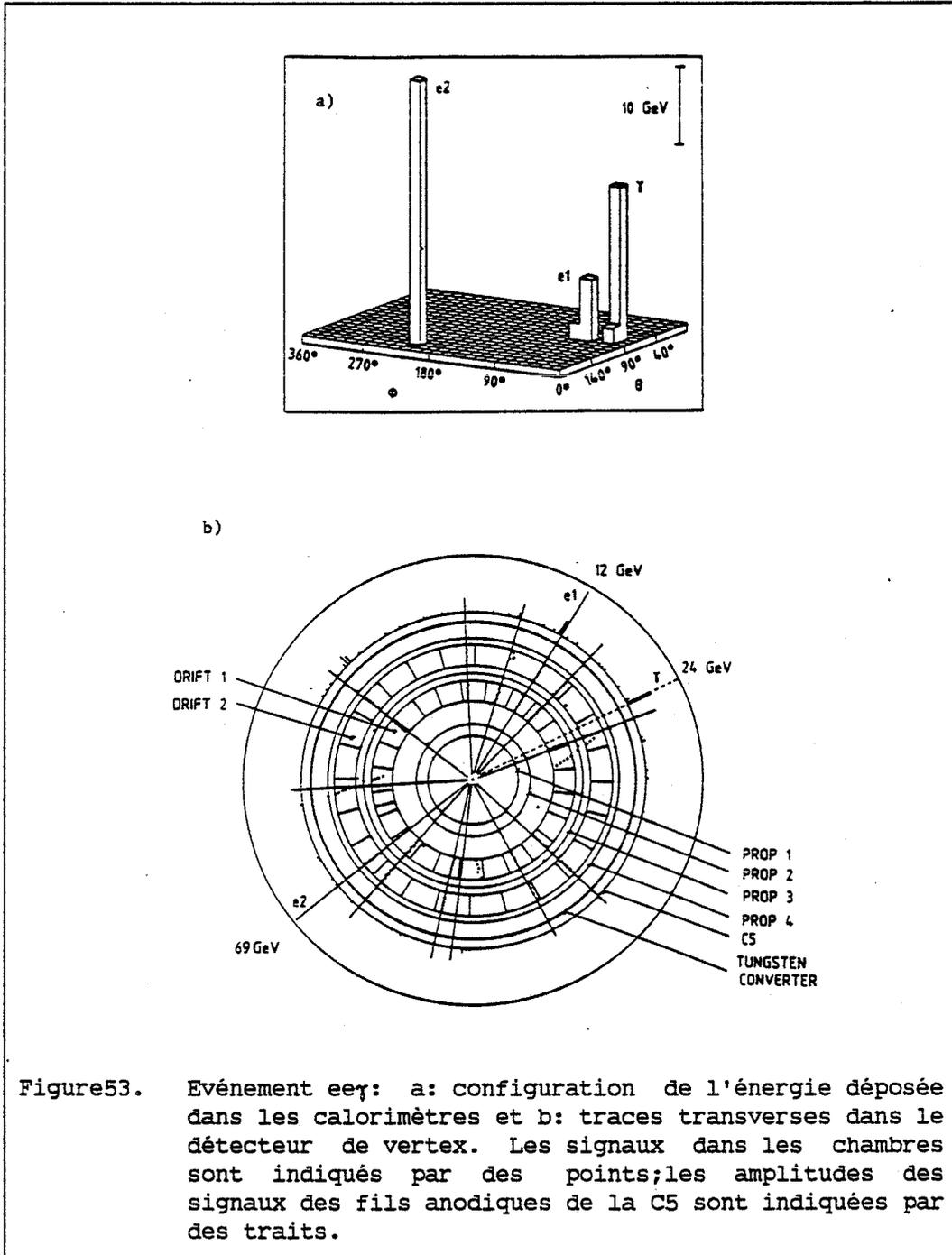
Les événements A et B sont interprétés comme des désintégrations $Z^0 \rightarrow e^+e^-$. La Figure 51 montre la distribution d'énergie transverse dans le plan $\theta - \phi$ de l'événement A. Un événement à 2 jets est montré dans la Figure 52 pour comparaison.

L'événement C contient deux électrons et un amas électromagnétique associé à un pied de gerbe mais sans trace chargée; ça peut être un photon de haute énergie (ou photons non résolus provenant, par exemple, de la désintégration d'un π^0 ou η en $\gamma\gamma$) ; la masse invariante donnée dans la table V.2 et dans la Figure 49(b) est calculée pour les trois particules. Les caractéristiques du photon sont données dans la deuxième colonne de la partie centrale de l'événement C [Table V.2b]. La masse du système $e-\gamma$ dans la région centrale est égale à $9,1 \pm 0,3 \text{ GeV}/c^2$; l'angle entre l'électron et le γ , $\omega_{\text{Lab}} = 31^\circ$. La Figure 53 montre la configuration de l'énergie déposée dans les calorimètres ainsi que les traces transverses dans le détecteur de vertex. Dans le chapitre VII cet événement sera étudié en détail.

Dans les cinq autres événements (D à H) le deuxième amas ne remplit par tous les critères de sélection d'électrons.

Événement D: D'après la direction de la trace observée dans le détecteur de vertex, l'amas détecté dans la région A/A pourrait provenir d'un électron qui traverse une bobine de l'aimant à un endroit où elle a 0,5 longueur de radiation de profondeur. Trois traces se dirigeant vers l'amas sont détectées par les chambres A/A ; aucune ne satisfait tous les critères (Table V.2.c).

Événement E : Le candidat électron de la région centrale passe toutes les coupures sauf la 5 et la 6 (Table V.2.b) : l'amas dans la chambre C5 se trouve à $9 \pm 2 \text{ mm}$ de la trace chargée et son amplitude est de 2,4 mip's seulement. Cette configuration est compatible avec l'efficacité des coupures montrées dans la table V.1.a. Par ailleurs, le candidat électron de la région A/A est accompagné par une deuxième trace de 2,3 GeV/c d'impulsion.



Événement F: Un des candidats électrons ne passe pas la coupure 8 de la Table V.1.a : le rapport des signaux des BBQ est égal à $0,71 \pm 0,02$ au lieu de $0,88 \pm 0,02$ prédit par le point d'impact de la trace.

Événements G et H : Les cellules entourant la cellule principale qui est traversée par la trace chargée contiennent de l'énergie ; les compar-
timents hadroniques sont touchés également. Cette configuration est
incompatible avec la déposition longitudinale et latérale attendue d'un
électron isolé.

Lors de mesures récentes faites à l'aide d'un faisceau de test
d'électrons auprès du SPS il n' a pas été possible de reproduire les
configurations de déposition d' énergie observées dans ces 2 événements
avec la déposition d' énergie attendue pour un électron.

Si la configuration observée est due à un effet d' appareillage, cet
effet est difficile à comprendre avec les données actuelles. D' autre part
il est difficile d' expliquer ces deux événements par un processus physi-
que connu. L' émission colinéaire d' un électron et d' un hadron neutre
spectateur dans les deux événements est une hypothèse qui expliquerait
les configurations observées mais qui paraît très improbable.

Etant donné que dans chacun de ces événements l'autre électron est
parfaitement identifié et que les masses invariantes des paires d'amas se
trouvent à $\pm 9 \text{ GeV}/c^2$ de l'accumulation observée à $\approx 92 \text{ GeV}/c^2$ avec un
bruit de fond attendu très faible, nous considérons que tous les huit
événements contiennent une paire e^+e^- .

9 - RECHERCHE DE $W \rightarrow e\nu$

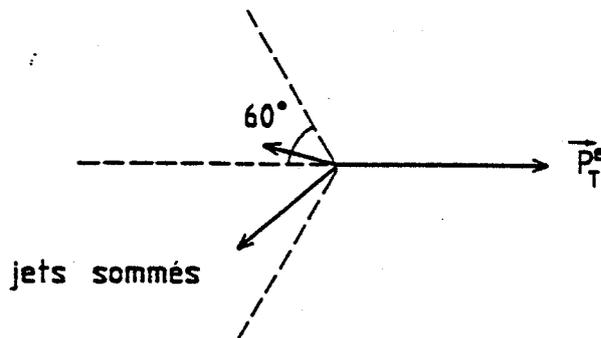
Les 45 événements contenant un électron isolé, sans amas de haut p_T
supplémentaires, décrits dans la section V.7, sont des candidats pour la
désintégration, $W \rightarrow e\nu$. Il n'est pas exclu, cependant, que des W soient
produits simultanément avec un amas supplémentaire provenant de rayon-
nements hadroniques. Nous recherchons ce type d' événements parmi les
180 événements contenant un électron et un amas supplémentaire [section
V.7] ; cet échantillon est essentiellement constitué d'événements à 2
jets dont l'un a été pris pour un électron. Cela est clairement visible

sur la Figure 48(a) qui montre la distribution de la séparation azimutale $\Delta\phi$ entre l'impulsion \vec{p}_e du candidat électron et celle de l'amas le plus énergétique.

Afin de réduire ce bruit de fond, nous définissons une variable ρ_{opp} qui mesure l'énergie des amas azimutalement opposés à l'électron :

$$\rho_{opp} = - \frac{\vec{p}_T^e \cdot \sum_{\Delta\phi > 120^\circ} \vec{p}_T^{jet}}{|\vec{p}_T^e|^2}$$

où la somme s'étend à tous les jets (amas) dont les impulsions transverses sont séparées de celle de l'électron par un angle $\Delta\phi > 120^\circ$



La distribution de ρ_{opp} pour les 180 événements est montrée dans la Figure 48(b). Les événements ayant $\rho_{opp} > 0,2$ (156 événements) sont rejetés. La distribution en p_T^e des événements rejetés est montrée dans la Figure 47(b). Les 8 événements $Z^0 \rightarrow e^+e^-$ sont inclus, le p_T^e de l'électron le plus énergétique des deux étant représenté pour chacun d'eux.

La distribution en p_T^e des 24 événements restants, ayant $\rho_{opp} < 0,2$ est montrée dans la Figure 47(c). 16 d'entre eux ont $\rho_{opp} = 0$.

Les nombres d'événements observés pour les trois topologies différentes (pas d'amas, $\rho_{opp} > 0,2$, $0 < \rho_{opp} < 0,2$) sont donnés dans la table V.3 séparément pour les détecteurs central et A/A.

10 - ESTIMATION DU BRUIT DE FOND DANS LE SPECTRE DES ELECTRONS.

a) Nature des 148 événements à $\rho_{opp} > 0,2$.

Comme il a déjà été mentionné, les 148 événements à $\rho_{opp} > 0,2$ (les 8 Z^0 sont soustraits des 156 événements) sont pour la plupart des paires de jets dont l'un a été pris pour un électron. Cette hypothèse est confirmée par les observations suivantes :

- l'application des coupures strictes de la table V.1 aux 135 candidats électrons de la région centrale réduit l'échantillon à 74 événements événements soit 55 % du lot initial; dans le cas d'électrons authentiques la fraction attendue aurait été égale au rapport de l'efficacité des coupures strictes à l'efficacité des coupures utilisées (Table V.1) ; soit :

$$0,65/0,76 = 86 \%$$

- le rapport des nombres d'événements contenant des candidats électrons et satisfaisant $\rho_{opp} > 0,2$ observés dans le détecteur A/A et le détecteur central, $13/135 \sim 0,1$, est plus faible que pour les autres topologies et plus faible également que le rapport des acceptances géométriques (voir section V.12) Cette observation est conforme à ce qui est attendu pour le bruit de fond de jets étant donné que le détecteur A/A rejette mieux les jets qui ressemblent à des électrons que le détecteur central. La comparaison des nombres d'événements observés (135 et 13) avec le taux de production de jets dans la même région de p_T , [2] permet de calculer les facteurs de rejection des deux détecteurs :

- $3,6 \times 10^4$ pour le détecteur central et
- $2,6 \times 10^5$ pour le détecteur A/A.

Si ces observations suggèrent que la plupart des 148 événements avec $\rho_{opp} > 0,2$ sont effectivement des hadrons mal identifiés, la présence de vrais électrons n'est pas exclue. Une recherche d'électrons produits avec

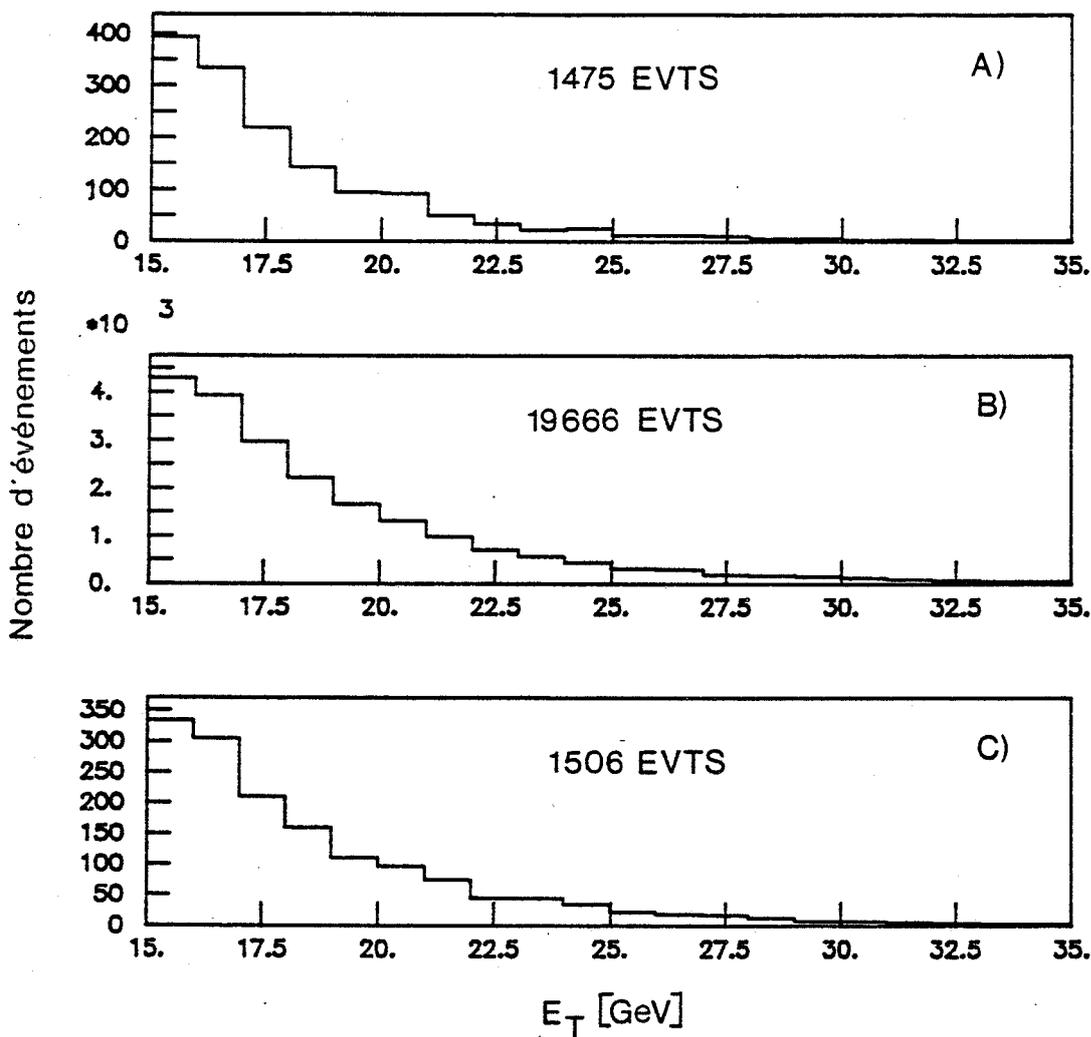


Figure 54. Calorimètre central: distribution en E_T des faux électrons pour trois lots d'événements: a: événements sans jets supplémentaires; b: événements avec jets supplémentaires, ayant $\rho_{opp} > 0,2$; c: événements avec $\rho_{opp} < 0,2$.

des jets énergétiques est décrite dans [4] et ne sera pas exposée ici. Dans l'analyse qui suit les électrons éventuels produits avec un jet azimutalement opposé seront considérés comme du bruit de fond.

b) Calcul du bruit de fond dans les échantillons d'électrons sans jet et d'électrons avec jet à $\rho_{opp} < 0,2$.

Les bruits de fond dans les deux échantillons, comprenant, respectivement, des électrons sans et avec jets, sont calculés par une méthode

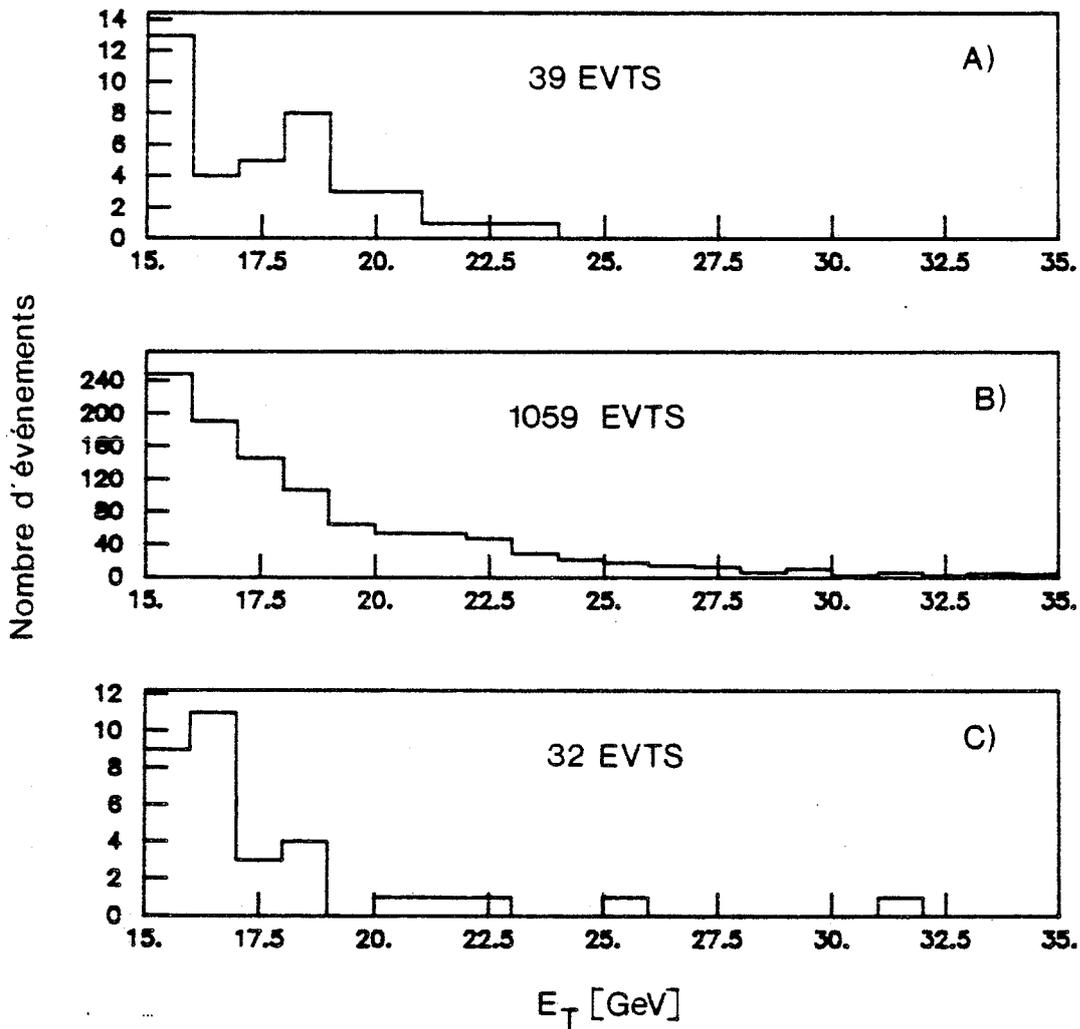


Figure 55. Calorimètre Avant/Arrière: distribution en E_T des faux électrons pour trois lots d'événements définis comme dans la figure précédente.

similaire à celle employée pour le calcul du bruit de fond sous le signal du Z^0 (section V.8.c). Nous utilisons un échantillon d'événements contenant de "faux électrons", définis de la façon suivante dans les deux régions du détecteur:

1. Dans le calorimètre central on demande la présence d' au moins un amas (défini dans la Section V.2) de plus de 15 GeV d' énergie transverse, une fuite hadronique faible derrière la cellule la plus énergétique et ne satisfaisant pas les autres critères d' identification d'électrons.

2. Dans le calorimètre Avant/Arrière nous demandons la présence d' un amas (défini dans la Section V.5) électromagnétique (fuite dans la compartiment hadronique inférieure à 2%). L' énergie transverse de l' amas doit être supérieure à 15 GeV. Une trace chargée et un signal dans le compteur de pied de gerbe MTPC doivent être associés à cet amas avec un accord de 15 cm sur la position. Les autres critères d' identification d' électrons ne doivent pas être satisfaits.

Les configurations topologiques des événements de cet échantillon sont ensuite étudiées de la même façon que l'échantillon des 225 candidats électrons. Ils sont divisés en trois lots, appelés A,B et C ; .

- le lot A contient les événements qui n'ont pas de jets supplémentaires,
- le lot B contient des événements où les jets supplémentaires satisfont $\rho_{opp} > 0,2$.
- le lot C contient des événements où les jets supplémentaires ont $\rho_{opp} < 0,2$.

La Figure54 montre les distributions en E_T des 3 lots de faux électrons détectés dans la région centrale et la Figure55 celles des faux électrons détectés dans la région Avant/Arrière. Le bruit de fond est calculé séparément pour chacune des deux régions. Le rapport entre la distribution en E_T du lot A et celle du lot B donne la probabilité que dans les événements à 2 jets un des jets échappe à la détection à cause de la couverture angulaire incomplète de l'appareillage. Elle décroît de $\sim 10\%$ à $\sim 2\%$ quand le p_T croît de 15 à 25 GeV/c et dépend faiblement de l'angle de production du faux électron.

Etant donné que les lots A,B et C de faux électrons ainsi que les bruits de fond dans les lots des candidats électrons de la Figure47a, b et c sont des événements à jets, nous nous attendons à ce que les distributions en p_T des lots ayant la même topologie soient similaires. Cette hypothèse est vérifiée sur les 148 candidats (135 Central + 13 A/A) avec $\rho_{opp} > 0,2$, qui ont effectivement la même distribution en p_T que les faux

électrons du lot B. Le rapport entre la distribution des 148 événements et celle du lot B est donc indépendant de p_T ; il est égal à $\sim 1/146$ pour la région centrale, et $\sim 1/81$ pour la région A/A, soit $\sim 1/140$ moyenné dans le détecteur entier. Ce rapport dépend des critères de sélection de l'échantillon de bruit de fond.

En normalisant la distribution $f_B(p_T)$ du lot B aux 148 événements nous obtenons la distribution normalisée $f_B^N(p_T) = 1/140 f_B(p_T)$ qui est superposée à la Figure 47(b) (courbe lisse). Pour calculer le bruit de fond dans les lots des candidats électrons des Figure 47a et c on divise les distributions des lots A et C par le facteur de réjection 140 :

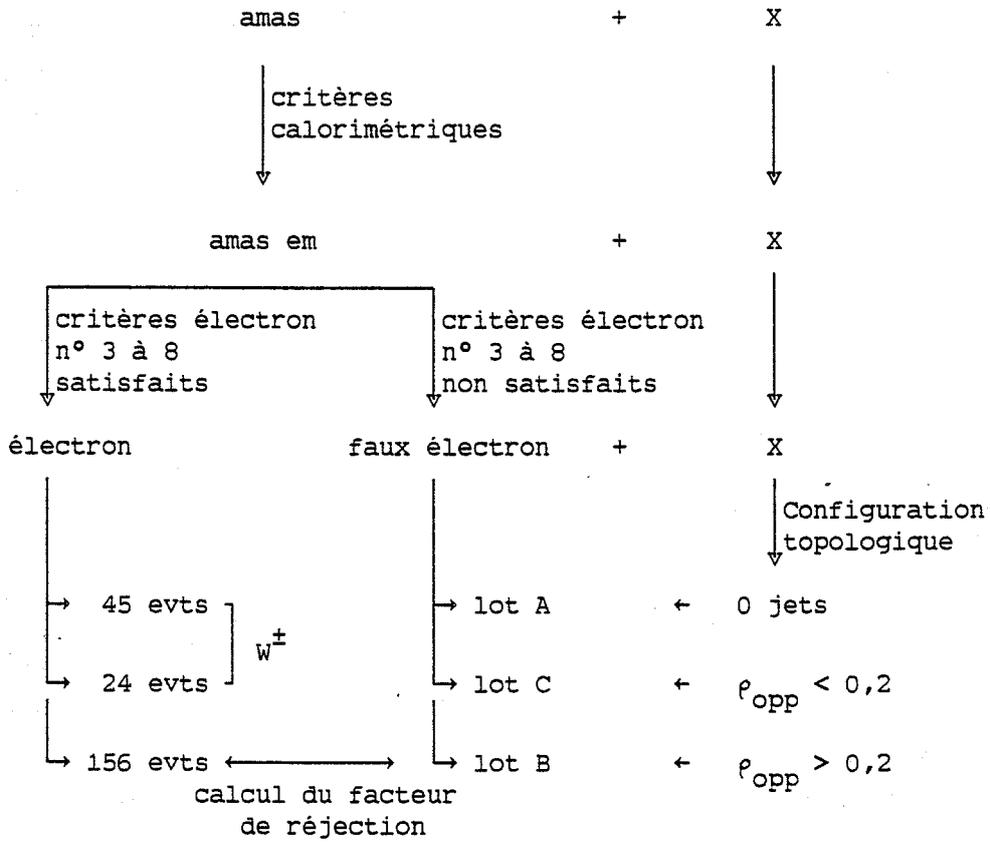
$$f_A^N(p_T) = \frac{1}{140} f_A(p_T) \quad , \quad f_C^N(p_T) = \frac{1}{140} f_C(p_T)$$

Les distributions en p_T des bruits de fond $f_A^N(p_T)$ et $f_C^N(p_T)$ sont montrées sous forme de courbes lisses dans les Figure 47a et c.

Le bruit de fond est plus faible dans le détecteur A/A (Table V.3 b) car le pouvoir de réjection de cette partie de l'appareillage est plus élevé.

La recherche du W et la méthode d'estimation du bruit de fond sont résumées dans le schéma suivant:

Schéma de la recherche du W et du calcul du bruit de fond.



11 - PROPRIETES DES CANDIDATS W OBSERVES.

Les candidats W sont contenus dans 2 lots :

- électrons sans amas supplémentaire (Figure 47a) : 45 événements ;
- électrons avec des amas supplémentaires non opposés en ϕ ($\rho_{\text{opp}} < 0,2$ - Figure 47c) : 24 événements.

Le spectre en p_T^e de l'ensemble des 69 candidats électrons est montré dans la Figure 56, avec l'estimation du bruit de fond, évalué à $21,4 \pm 1,3$ événements. On observe une nette accumulation autour de $p_T^e \approx 40$ GeV/c caractéristique du pic du jacobien attendu pour la désintégration $W \rightarrow e\nu$. Pour $p_T^e > 25$ GeV/c la distribution contient 37 événements, avec un bruit de fond de $1,5 \pm 0,1$ événements (Table V.3).

La Figure 57 montre la distribution d'énergie transverse dans le plan $\theta - \phi$ d'un des événements W. La Table V.4 donne les quantités cinématiques décrivant les 37 événements.

a) Qualité des candidats électrons.

Les Figure 58a à f montrent les distributions des variables utilisées pour l'identification des électrons (Table V.1). Elles sont en accord avec le comportement d'un électron. La Figure 58g montre une comparaison entre l'ionisation la plus probable I_0 associée à la trace du candidat électron, mesurée dans les chambres à dérives du détecteur de vertex, et l'ionisation des traces d'événements à biais minimum : celle des candidats électrons est plus élevée, comme attendu pour la remontée relativiste de l'ionisation. En ce qui concerne l'accord entre les mesures de l'énergie et de l'impulsion des candidats électrons détectés dans la région avant/arrière, afin de comparer le comportement des candidats observés et celui attendu pour un électron, on doit tenir compte du bremsstrahlung interne et externe. Une discussion détaillée est présentée dans le Chapitre VII. La distribution en $1/p - 1/E$ des 7 candidats observés est montrée dans la Figure 70 de ce chapitre.

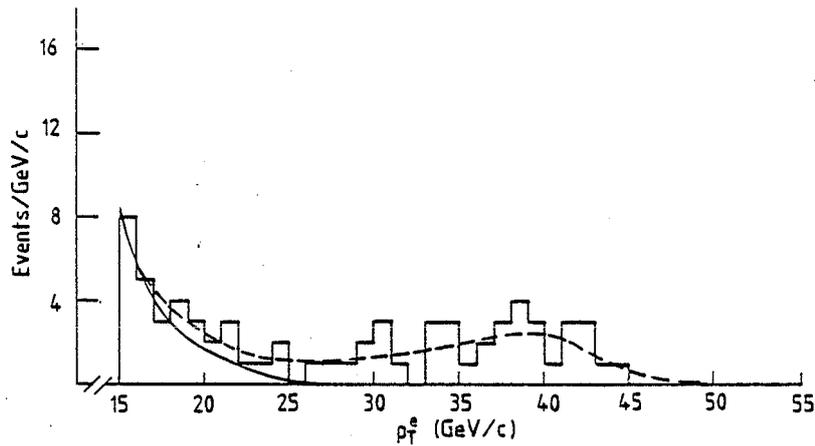


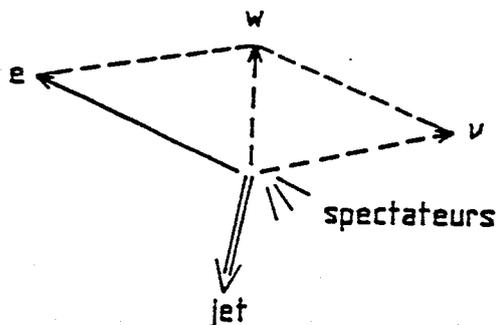
Figure 56. Distribution en p_T des 69 candidats électrons. La courbe continue représente l'estimation du bruit de fond; la courbe en pointillé représente le signal $W \rightarrow e \nu$ et les contributions attendues de $Z^0 \rightarrow e(e)$ et $W \rightarrow \tau \rightarrow e$ discutées dans la Section VI.3.

b) Impulsion transverse du neutrino.

La présence d'un neutrino est détectée par le déséquilibre en impulsion transverse. Pour chaque événement nous calculons

$$\vec{p}_T^\nu = \vec{p}_T^W - \vec{p}_T^e \quad (5.1)$$

où tous les vecteurs sont projetés sur un plan normal aux faisceaux. L'impulsion transverse du W, \vec{p}_T^W , peut être déterminée par les impulsions de toutes les particules observées dans l'événement en plus de l'électron :



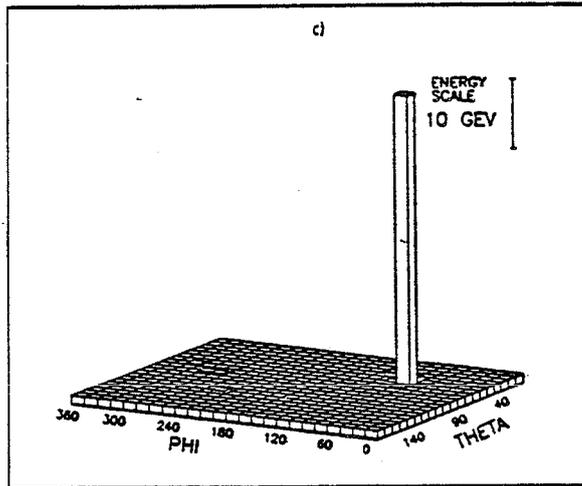
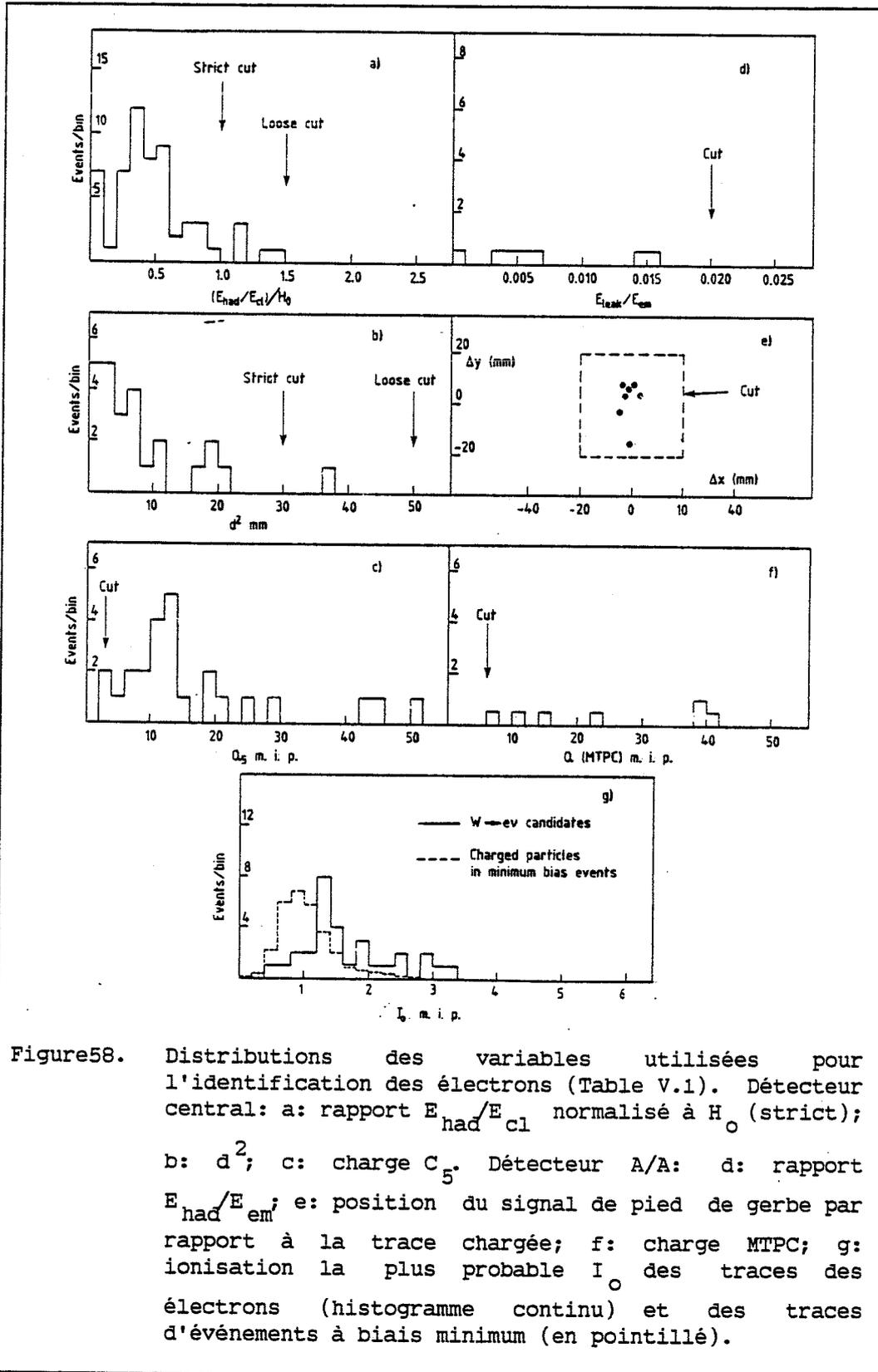


Figure 57. Distribution d' énergie transverse dans le plan $\theta - \phi$ pour un événement W.

$$\vec{p}_T^W = -(\sum \vec{p}_T^{\text{jet}} + \xi \vec{p}_T^{\text{SP}}) \quad (5.2)$$

où la somme comprend tous les jets observés, \vec{p}_T^{SP} est l'impulsion transverse totale du système de toutes les autres particules spectatrices n'appartenant pas aux jets et ξ est un facteur de correction qui tient compte de la détection incomplète du reste de l'événement ($\xi = 1$ pour un détecteur idéal). Pour déterminer cette correction nous utilisons les huit événements Z^0 . La valeur moyenne de p_T^Z déterminée par les impulsions transverses des e^+ et e^- est comparée avec celle obtenue de l'équation (5.2) appliquée au cas du Z^0 . Nous trouvons $\xi = 2,2 \pm 0,5$. Une estimation de l'erreur sur $\langle p_T \rangle$ est donnée par la dispersion de la différence entre les $\langle p_T^Z \rangle$ calculées par les deux méthodes : elle est égale à 3,0 GeV/c.

La Figure 59 montre la distribution corrigée de p_T^W pour les 37 candidats $W \rightarrow e\nu$ ayant $p_T^e \geq 25$ GeV/c, ainsi que la distribution de p_T^Z des 8 événements $Z^0 \rightarrow e^+e^- (\gamma)$. Les valeurs moyennes sont $\langle p_T^W \rangle = 6,9 \pm 1$ GeV/c, $\langle p_T^Z \rangle = 5,8 \pm 1,6$ GeV/c. 5 événements W ont $p_T^W > 12$ GeV/c, le p_T^W le plus élevé étant à 29,6 GeV/c. Les prédictions QCD, [36] illustrées par les courbes dans la Figure 59 (courbe b de la Figure 2) sont en accord avec les distributions observées. L'impulsion transverse du neutrino est obtenue de l'équation (5.1). La distribution en p_T^ν des 37 événements est montrée



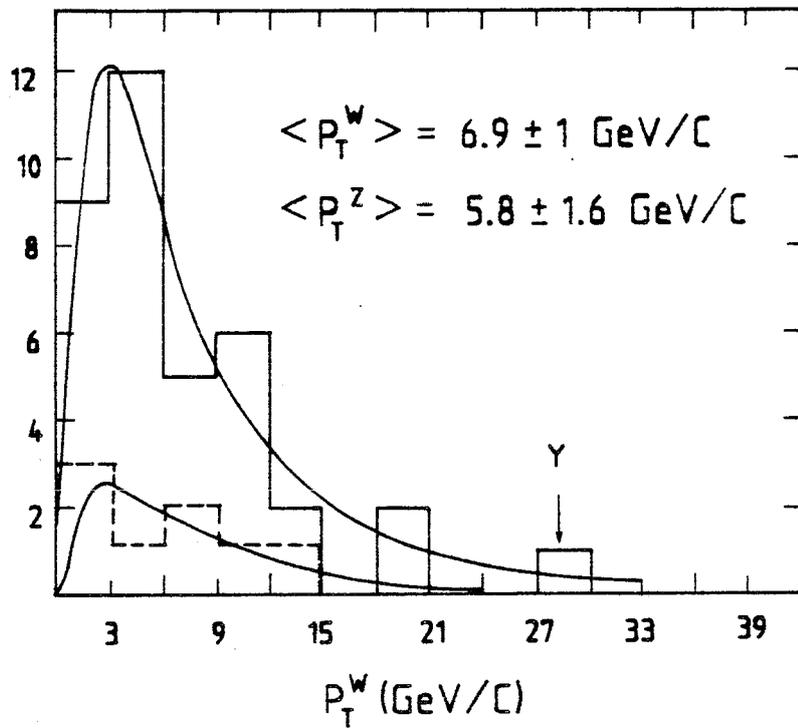
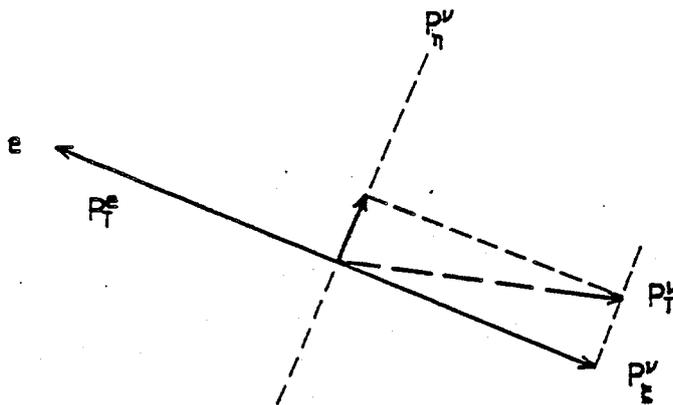


Figure 59. Distribution corrigée de p_T^W et distribution de p_T^Z . Les courbes représentent les prédictions QCD [36] normalisées aux nombres d'événements observés.

dans la Figure 60 Dans le plan transverse on décompose \vec{p}_T^ν en deux composantes p_ξ^ν et p_η^ν , respectivement parallèle et perpendiculaire à \vec{p}_T^e :



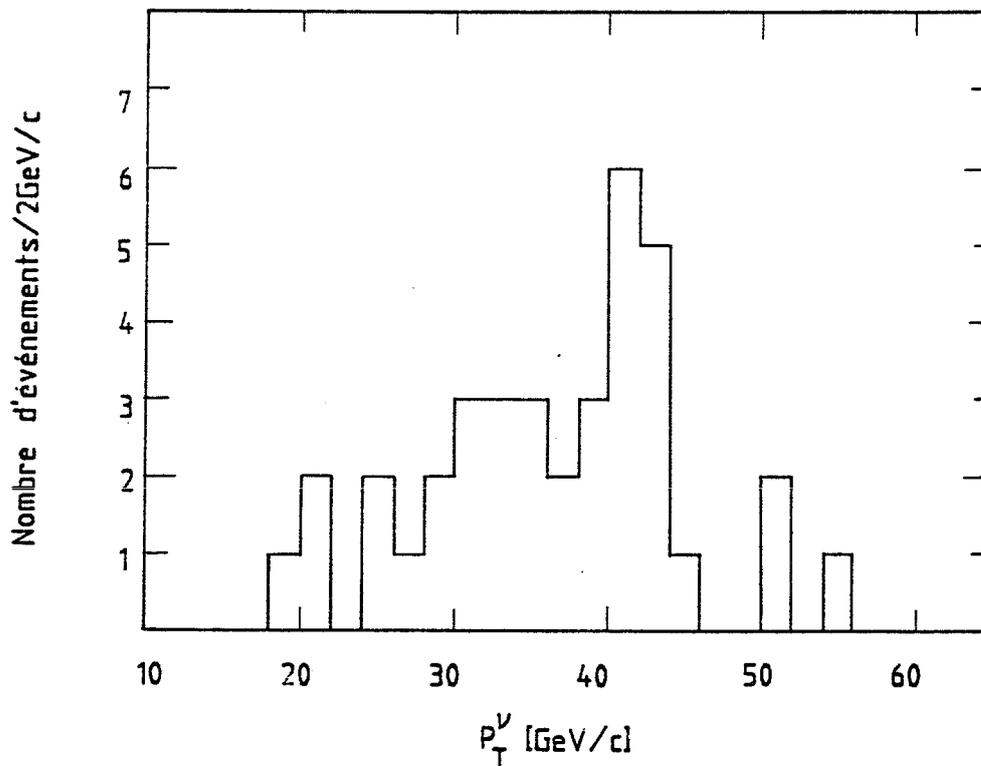


Figure 60. Distribution en p_T^ν des 37 événements $W \rightarrow e\nu$ avec $p_T^e > 25$ GeV.

Si le W est produit sans impulsion transverse, \vec{p}_T^e et \vec{p}_T^ν seront opposés en φ ; un p_η^ν important est le signe d'une grande impulsion transverse du W .

La Figure 61a et b montre la répartition des 69 événements de l'échantillon dans les plans (p_T^e, p_ξ^ν) et (p_T^e, p_η^ν) , respectivement. La plupart des événements peuplent les régions $p_\xi^\nu \approx p_T^e, p_\eta^\nu \approx 0$ où les événements $W \rightarrow e\nu$ ayant des valeurs faibles de p_T^W sont attendus. Trois événements à $p_\eta^\nu > 20$ GeV/c sont nettement séparés du reste de la population (événements A, B et Y). Le seul parmi les trois ayant $p_T^e > 25$ GeV/c est celui qui a $p_T^W = 29,6$ GeV/c dans la Figure 59 (événement Y); nous l'interprétons comme la production d'un W de grand p_T reculant contre un jet. Les deux autres événements sont discutés en détail dans [55].

Les valeurs de p_T^ν, p_ξ^ν et p_η^ν pour les 37 événements sont données dans la Table V.4.

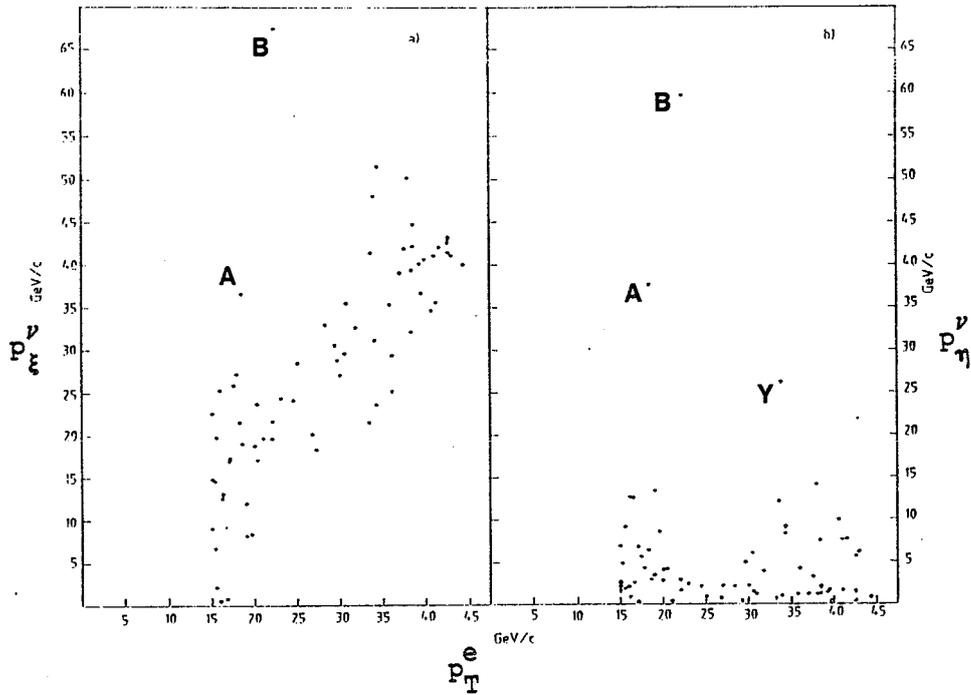


Figure 61. Répartition des 69 événements dans les plans a: (p_T^e, p_T^{ν}) et b: (p_T^e, p_T^{ν}) .

c) Structure de l'événement sous-jacent.

La structure du reste de l'événement, une fois l'électron et les jets éventuels soustraits, (événement sous-jacent) a été étudiée sur les 37 événements avec $p_T^e > 25$ GeV/c. Les événements sans jet ont une multiplicité chargée moyenne $\langle n_{ch} \rangle = 15,8 \pm 1,9$ et une énergie transverse totale moyenne $\langle \Sigma E_T \rangle = 9,7 \pm 1,2$ GeV similaires à celle des événements à biais minimum : $\langle n_{ch} \rangle = 14,7 \pm 0,2$, $\langle \Sigma E_T \rangle = 8,8 \pm 0,2$ GeV.

Si on inclue les événements W contenant des jets, les valeurs deviennent $\langle n_{ch} \rangle = 19,3 \pm 1,9$ et $\langle \Sigma E_T \rangle = 14,1 \pm 1,7$ GeV. La fréquence d'apparition de jets est deux fois plus élevée que pour les événements à biais minimum.

12 - L' ACCEPTANCE DU DETECTEUR.

Le calorimètre central couvre le domaine de pseudorapidité $-1 < \eta < 1$ et 2π en ϕ .

Le calorimètre A/A couvre les deux domaines de pseudorapidité $1,03 < |\eta| < 1,83$. L'ombre des bobines des aimants du toroïde (Section V.4) réduit ces intervalles à deux fenêtres de $\Delta\eta = 0,68$ centrées à $\pm 1,42$ et réduit également l'acceptance en ϕ de 20 %. Ainsi le rapport des acceptances géométriques entre le calorimètre A/A et le calorimètre central (pour une distribution constante en η) est

$$(2 \times 0,68 \times 0,80 \times 2\pi) / (2 \times 2\pi) = 0,55$$

L'acceptance dépend du processus étudié. Afin de calculer la section efficace de production du W (chapitre VI) on doit calculer l'acceptance aux électrons de la désintégration du W. Des désintégrations $W \rightarrow e\nu$, accompagnées éventuellement de jets, sont générées en utilisant le programme Isajet [56].

L'acceptance pour les électrons ayant $p_T^e > 25$ GeV/c est :

- 0,550 pour la région centrale

- 0,086 pour la région A/A

soit 0,63 au total.

La coupure $\rho_{\text{opp}} < 0,2$ élimine 6 % des électrons du W. Par suite, l'efficacité de cette coupure pour les électrons est $\eta_\rho = 0,94$.

L'acceptance pour les paires d'électrons du Z^0 est calculée à l'aide du même programme. Elle est de 57 % pour 2 électrons ayant chacun $p_T^e > 15$ GeV/c. Elle se répartit de la façon suivante pour les différentes configurations:

CC	CA	AA
.355	.190	.025

où CC indique la configuration où les 2 électrons sont observés dans le calorimètre central, CA indique la configuration Central - Avant/Arrière etc.

Le signal des électrons du W peut être contaminé par les désintégrations du Z^0 : dans 34% des désintégrations $Z^0 \rightarrow e^+e^-$ un électron seulement est observé, l'autre étant hors de l'acceptance du détecteur; dans 22% des désintégrations l'électron unique détecté a $p_T^e \geq 25$ Gev/c; il est détecté dans la région centrale dans 20% des cas et dans la région A/A dans 2% des cas.

13 - MESURE DE LA LUMINOSITE.

La luminosité intégrée pendant une période de prise de données est mesurée par la méthode suivante: nous comptons le nombre d'événements N_{MB} qui satisfont le déclenchement Biases Minimum, c.à.d. les événements dans lesquels au moins une particule vers l'avant et une particule vers l'arrière sont produites et provoquent une coïncidence $(T_2+T_3)_L \cdot (T_2+T_3)_R$ dans les compteurs de l'expérience UA4 (voir section IV.8). La luminosité intégrée est donnée par

$$\int L dt = \frac{N_{MB}}{\sigma_{MB}}$$

où σ_{MB} est la section efficace de production de particules qui provoquent un déclenchement Biases Minimum; elle est connue d'après l'expérience UA4 [39] :

$$\sigma_{MB} = 40,2 \pm 1,4 \text{ mb}$$

La luminosité intégrée mesurée ainsi pour les périodes 1982 et 1983 est de 142 nb^{-1} . Elle est connue avec une incertitude de 20%.

CHAPITRE VI DETERMINATION DES PARAMETRES DES INTERACTIONS FAIBLES

1 - MASSE DU W.

Dans la section II.6 les distributions en p_T^e , en y et en θ_e attendues pour les électrons et les positrons de la désintégration du W^- et W^+ ont été présentées (Figure 2 et Figure 4). Elles dépendent des fonctions de structure des nucléons et de la masse du W. Par conséquent la masse du W peut être obtenue en comparant les distributions observées aux distributions attendues pour des fonctions de structure données.

On utilise les 37 événements $W \rightarrow e\nu$ ayant $p_T^e > 25$ GeV/c parce que le bruit de fond est faible, $1,5 \pm 0,1$ événements (section V.11). Leur distribution :

$$\frac{d^2n}{dp_T^e d\theta^e}$$

où θ^e est l'angle polaire de l'électron, est comparée à celle attendue pour la désintégration $W \rightarrow e\nu$ [section II.6]. Un programme de Monte Carlo est utilisé pour engendrer la distribution $d^2n/dp_T^e d\theta^e$ pour différentes valeurs de la masse du W, M_W .

La distribution de l'impulsion longitudinale du W est obtenue en utilisant les fonctions de structure du proton selon [35]. Différentes distributions en p_T^W sont générées, ayant toutes la même forme, prédite par [36], mais avec des valeurs moyennes $\langle p_T^W \rangle$ différentes. La distribution angulaire de la désintégration est décrite par le couplage V-A et la réponse du détecteur est prise en compte. La largeur du W est fixée à $\Gamma_W = 2,7$ GeV/c². Une méthode de maximum de vraisemblance est utilisée.

Le meilleur ajustement à la distribution observée donne $M_W = 83,1 \pm 1,9$ GeV/c², où l'erreur comprend l'incertitude de ± 1 GeV/c² due à l'effet

de la variation de $\langle p_T^W \rangle$ de 4 à 10 GeV/c dans l'ajustement. Cette incertitude est ajoutée quadratiquement à l'erreur statistique. Nous devons en plus tenir compte de l'incertitude systématique sur la calibration du calorimètre qui est de $\pm 1,5 \%$ avec une dispersion cellule par cellule de $2,2 \%$. Elle devient $2,2 \% / \sqrt{37} = 0,4 \%$ pour notre échantillon. Nous trouvons

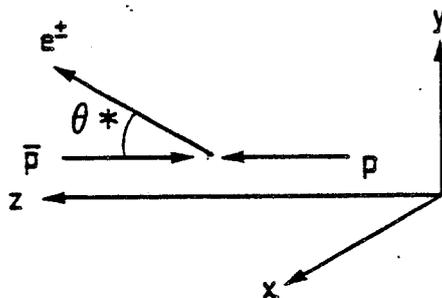
$$M_W = 83,1 \pm 1,9 \text{ (stat.)} \pm 1,3 \text{ (syst.) GeV/c}^2$$

2 - ASYMETRIE DE CHARGE.

La distribution angulaire attendue pour les électrons et les positrons de la désintégration du W^- et W^+ présentée dans le chapitre II dépend du couplage $Wq\bar{q}$.

Pour le cas général d'un mélange de couplages Vectoriel et Axial la distribution dans le repère du C.M. du W est [57]:

$$\frac{dn}{d(\cos\theta^*)} \propto (1 - q \cos\theta^*)^2 + 2q \alpha \cos\theta^* \quad (6.1)$$



où q est la charge de l'électron ou du positron et α dépend du rapport r entre les couplages A et V ; en supposant que r est le même pour les couplages $Wq\bar{q}$ et $W\ell\nu$ (c.f. section II.1):

$$J_\mu^+ = 1/2 \left(\sum_Q \bar{Q} \gamma_\mu (1 - r \gamma_5) Q' + \sum_l \bar{\nu}_l \gamma_\mu (1 - r \gamma_5) l \right)$$

où $Q = u, c, t$, $Q' = d', s', b'$ et $l = e, \mu, \tau$; α est donné par :

$$\alpha = \left(\frac{1-r^2}{1+r^2} \right)^2 \quad (6.2)$$

Dans le cas d'un couplage V-A ou V+A $|r| = 1$, $\alpha = 0$, d'où

$$\frac{dn}{d(\cos\theta^*)} \propto (1 - q \cos\theta^*)^2$$

qui devient maximum quand q et $\cos\theta^*$ sont de signes opposés ; on s'attend par conséquent à un excès d'électrons (resp. positrons) produits dans la direction de vol du faisceau des protons (resp. antiprotons). L'asymétrie est nulle à $\theta^* = 90^\circ$ et croît avec $|\cos\theta^*|$; le spectromètre A/A permet la mesure de la charge des électrons produits à $20^\circ < \theta_e < 37,5^\circ$ ($1,75 > y_e > 1,07$) et $142,5^\circ < \theta_e < 160^\circ$ ($-1,07 > y_e > 1,75$). Pour mesurer l'asymétrie nous utilisons les électrons détectés dans la région A/A ayant $p_{Te} > 20$ GeV/c ; l'échantillon contient 8 événements avec un bruit de fond de 0,2. La Figure 62 montre l'énergie, l'impulsion p et le signe relatif de q et de $\cos\theta$ de ces événements. Le trait horizontal sur chaque point représente l'erreur sur la mesure de p^{-1} , $\Delta(1/p) = 0,01$ (GeV/c) $^{-1}$ [section IV.4]. On remarque une nette asymétrie.

On remarque en outre que 7 événements contiennent chacun un positron (impulsion mesurée positive) détecté dans la région Avant et 1 événement contient un électron détecté dans la région Arrière. Cette asymétrie dans le taux de comptage global n'est pas comprise, puisqu'on s'attend au même nombre de W^+ et W^- produits. Elle est probablement due à une fluctuation statistique.

Soient :

$$f^\pm (p_T^e, y_e) = \frac{d^2\sigma^\pm}{dp_T^e dy_e}$$

les distributions théoriques des e^+ et e^- dans le repère du C.M. $\bar{p}\bar{p}$, obtenues dans la section II.6. Par intégration de f^+ et f^- dans l'intervalle $1,07 < |y_e| < 1,75$ on obtient les distributions en p_T attendues pour les e^+ et e^- émis dans la région Avant (Figure 63a). En intervertissant les

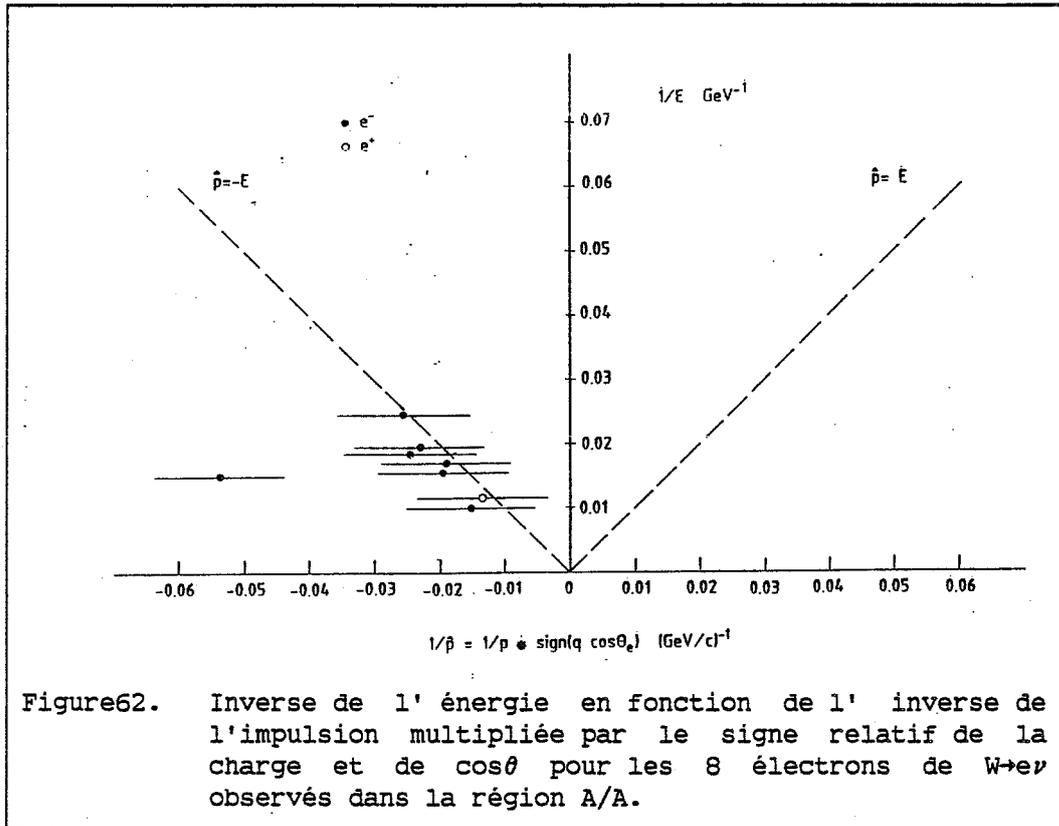


Figure 62. Inverse de l' énergie en fonction de l' inverse de l'impulsion multipliée par le signe relatif de la charge et de $\cos\theta$ pour les 8 électrons de $W \rightarrow e\nu$ observés dans la région A/A.

signes on obtient les distributions dans la régions Arrière. La Figure 63b montre la distribution des 8 événements observés.

Afin d'obtenir à partir des 8 événements la valeur du mélange V et A qui décrit le mieux la distribution expérimentale observée, nous utilisons la méthode du maximum de vraisemblance :

A partir des valeurs p_T^e et y_e mesurées de chaque événement, nous calculons les densités de probabilité $f^-(p_T^e, y_e)$ et $f^+(p_T^e, y_e)$: Pour chaque événement nous définissons la fonction de vraisemblance :

$$Q_i = \left\{ f^-(p_T^e, y_e) \cdot e^{-\frac{1}{E} + \frac{1}{P}} / 2\sigma^2 + f^+(p_T^e, y_e) \cdot e^{-\frac{1}{E} - \frac{1}{P}} / 2\sigma^2 \right\} / \left\{ f^-(p_T^e, y_e) + f^+(p_T^e, y_e) \right\} \quad (4)$$

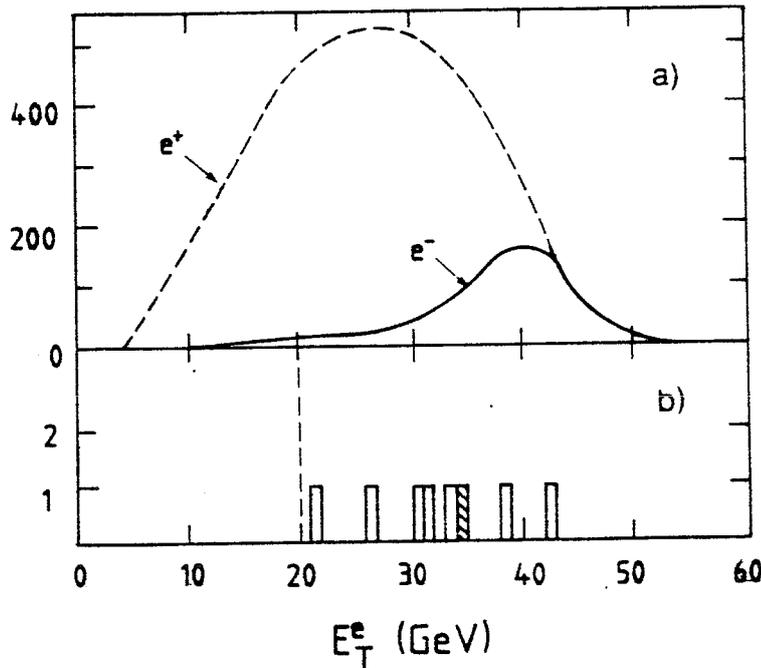


Figure 63. a: Distribution en p_T attendue des e^+ et e^- dans la région Avant. b: distribution observée: 7 e^+ dans la région Avant et 1 e^- (hachuré) dans la région Arrière.

où les termes exponentiels représentent la distribution supposée gaussienne de l'erreur de mesure sur l'impulsion ; p est la valeur algébrique de l'impulsion mesurée, et $\sigma = 0,01/p$. Sur la Figure 63a on remarque que l'asymétrie est importante pour des $p_T^e < 35$ GeV, où la contribution des électrons de signe défavorisé (e^- pour la région Avant) diminue.

Nous calculons la vraisemblance $L = \prod Q_i$ pour différentes valeurs de r . La Figure 64 montre la variation de $-\ln L$ en fonction de r . La valeur optimale est $|r| = 1,0^{+0,5}_{-0,3}$, l'incertitude correspondant à une variation de $\ln L$ de 0,5. Les données confirment par conséquent la structure en V-A (ou V+A) du vertex $Wq\bar{q}$.

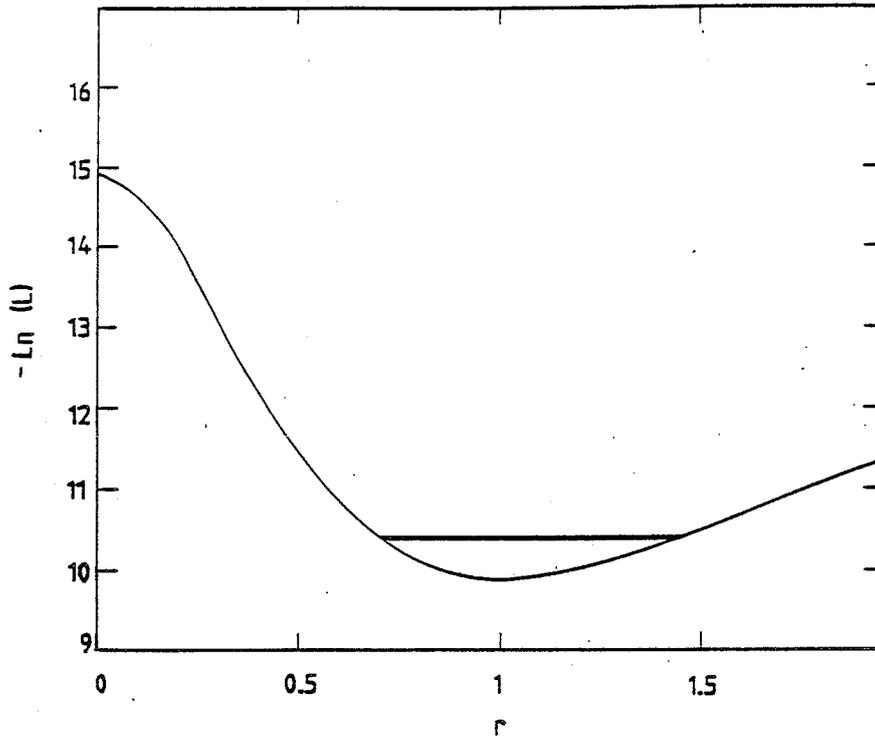
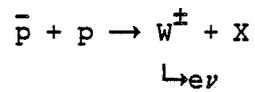


Figure 64. Variation de $-\ln L$ en fonction du rapport r entre les couplages Axial et Vectoriel.

3 - SECTION EFFICACE DE PRODUCTION INCLUSIVE DU W.

La section efficace σ_W^e pour le processus



est obtenue par la relation

$$\sigma_W^e = \frac{N(W \rightarrow e \nu)}{L \cdot \epsilon \cdot \eta} \quad (6.3)$$

où N_W^e est le nombre observé de désintégrations $W \rightarrow e\nu$, $L = 142 \text{nb}^{-1}$ la luminosité intégrée (section V.13), ϵ l'acceptance du détecteur, et η l'efficacité totale de détection des électrons de $W \rightarrow e\nu$.

L'efficacité des coupures de détection des électrons est $\eta = \eta_e \eta_\rho$, où η_e est l'efficacité des critères d'identification de traces d'électrons et η_ρ l'efficacité à la coupure $p_{\text{opp}} < 0,2$; $\eta_\rho = 0,94$ (section V.12). Le tableau ci-dessous donne le nombre d'événements observés, l'acceptance et l'efficacité η_e pour les deux régions du détecteur:

	Central	Avant/Arrière	Total
Nombre d' evts	30	7	37
Acceptance ϵ	0,548	0,086	0,63
Eff/té η_e	0,76	0,80	(moyenne) .77

Pour les 37 événements ayant $p_T^e > 25 \text{ GeV}/c$ on obtient donc $\epsilon = 0,63 \pm 0,01$ (cf. Section V.12) et $\eta_e = 0,77 \pm 0,05$. Cet échantillon est contaminé par :

- les hadrons identifiés comme des électrons (1,5 événements)
- les électrons de désintégration $Z^0 \rightarrow e^+ e^-$ où l'autre électron n'a pas été détecté et les désintégrations $W \rightarrow \tau \nu_\tau$ suivies de $\tau \rightarrow e \nu_e \nu_\tau$.

La contribution du Z^0 est estimée par Monte Carlo : dans la Section V.12 nous avons vu que dans 22% des désintégrations un seul électron, ayant $p_T^e \geq 25 \text{ GeV}/c$, est détecté. En normalisant le résultat aux 8 événements $Z^0 \rightarrow e^+ e^-$ observés (section V.8) le nombre d'électrons uniques attendus est $2,5 \pm 0,9$.

La contribution $N_W^{\tau e}$ de la cascade $W \rightarrow \tau \nu_\tau$, $\tau \rightarrow e \nu_e \nu_\tau$ aux $N_W^e + N_W^{\tau e} = 33 \pm 6,2$ événements restants est calculée par la formule :

$$N_W^e = \frac{33}{1 + \frac{\epsilon_\tau B_\tau}{\epsilon}}$$

où ϵ_τ est l'acceptance du détecteur pour les électrons de $W \rightarrow \tau \rightarrow e$ et $B_\tau = 0,17$ est le rapport de branchement de la désintégration $\tau \rightarrow e \nu_e \nu_\tau$ [58]. La valeur de ϵ_τ obtenue par Monte Carlo est $\epsilon_\tau = 0,10 \pm 0,01$; on trouve $N_W^e = 32,1 \pm 6,0$ événements $W \rightarrow e \nu$ dans l'échantillon.

La formule (6.3) donne :

$$\sigma_W^e = 500 \pm 100 \text{ (stat)} \pm 100 \text{ (syst) pb}$$

où l'erreur systématique reflète l'incertitude de $\pm 20\%$ dans la mesure de la luminosité. La valeur de σ_W^e obtenue est en accord avec les prédictions de QCD [36] et les résultats de l'expérience UA1 [59]. Une comparaison est montrée dans la table VI.1.

4 - SECTION EFFICACE DE PRODUCTION DU Z^0 .

La section efficace de production du Z^0 suivie de la désintégration $Z^0 \rightarrow e^+ e^-$ est donnée par :

$$\sigma_Z^e = \frac{N(Z \rightarrow e^+ e^-)}{L \cdot \epsilon \cdot \eta_p}$$

où L est la luminosité intégrée $L = 142 \text{ nb}^{-1}$, ϵ est l'acceptance du détecteur pour les paires d'électrons du Z^0 $\epsilon = 0,57$ (section V.12) et η_p est l'efficacité de la recherche de paires d'électrons quand les critères d'identification sont appliqués sur l'un des deux électrons : $\eta_p = 1 - (1 - \eta_e)^2$.

Le tableau ci-dessous donne le nombre d' événements observés, l' acceptance et l' efficacité η_p pour chacune des trois configurations possibles de paires dans le détecteur:

	CC	CA	AA	Total
Nombre d' evts	4	4	0	8
Acceptance ϵ	0,355	0,190	0,025	0,57
Eff/té η_p	0,94	0,95	0,96	(moyenne) 0,95

La section efficace calculée à partir des 8 événements Z^0 (section V.8) est

$$\sigma_Z^e = 104 \pm 40 \text{ (stat)} \pm 20 \text{ (syst.) pb}$$

résultat approximativement deux fois supérieur à la valeur prédite par QCD et au résultat de UA1 (Table VI.1), mais statistiquement compatible avec ceux-ci.

5 - MASSE DU Z^0

Dans la section V.8.d il a été montré que 3 parmi les 8 événements $Z^0 \rightarrow e^+e^-$ (γ) (événements F,G et H) ont une configuration qui n'est pas complètement compatible avec la production d'une paire d'électrons. De plus, l'énergie d'un des électrons de l'événement D ne peut pas être mesurée avec précision (il traverse la bobine). Par conséquent, pour définir la masse du Z^0 nous utilisons seulement les 4 événements A, B, C et E :

La valeur moyenne de la masse ainsi obtenue est de

$$M_Z = 92,7 \pm 1,7 \text{ (stat)} \pm 1,4 \text{ (syst)} \text{ GeV}/c^2.$$

Une comparaison avec le résultat de UA1 [59] et la prédiction du modèle standard est donnée dans la table VI.1.

La valeur moyenne des 4 autres événements est de $88,8 \text{ GeV}/c^2$.

6 - LARGEUR DU Z^0

Deux méthodes ont été utilisées pour obtenir la largeur Γ du Z^0 :

Première méthode

La largeur du Z^0 est donnée par la dispersion des masses des 4 événements ; nous remarquons, cependant, que cette dispersion n'est que de $2 \text{ GeV}/c^2$, c'est-à-dire approximativement égale à la moyenne pondérée des erreurs sur les masses $\sigma = 2,1 \text{ GeV}/c^2$. On essaie de définir Γ en minimisant la vraisemblance :

$$L = \prod_{i=1}^4 Q_i \quad \text{où :}$$

$$Q_i = \frac{\int Z(M, M_0, \Gamma) \cdot e^{-\frac{(M-M_i)^2}{2\sigma_i^2}} dM}{\sqrt{2\pi} \sigma_i \int Z(M, M_0, \Gamma) dM} \quad 6.4$$

est la probabilité pour chacun des 4 événements de mesurer une masse M_i pour une masse réelle du Z^0 M_0 et une résolution expérimentale σ_i . Z est la distribution Breit-Wigner non relativiste de la masse du Z^0 ,

$$Z(M, M_0, \Gamma) = \frac{\Gamma/2\pi}{(M-M_0)^2 + \Gamma^2/4}$$

Les bornes d' intégration sont choisies suffisamment éloignées de M_0 ($\pm 5 \Gamma$) et on vérifie que le résultat sur la largeur Γ n' en dépend pas.

On trouve que L est minimum pour $\Gamma = 0$.

Une limite supérieure de Γ_Z est obtenue à l'aide d'un programme Monte Carlo qui génère un grand nombre d' échantillons d' événements comprenant chacun 4 désintégrations $Z^0 \rightarrow e^+ e^-$, suivant une distribution Breit-Wigner et qui tient compte de la résolution du détecteur. La limite supérieure de Γ_Z à 90 % (resp. 95 %) de niveau de confiance, est la valeur de Γ_Z qui donne une dispersion inférieure à $2 \text{ GeV}/c^2$ dans 10 % (resp. 5 %) des échantillons. Cette valeur est :

$$\begin{aligned} \Gamma_Z &< 6,5 \pm 0,6 \text{ GeV}/c^2 && \text{à } 90 \% \text{ Niveau de Confiance et} \\ \Gamma_Z &< 9,9 \pm 0,7 \text{ GeV}/c^2 && \text{à } 95 \% \text{ N.C.} \end{aligned}$$

Les erreurs sont les incertitudes systématiques dues à la variation possible de la dispersion avec différentes estimations des erreurs sur les masses. Il faut noter que la limite supérieure de Γ_Z croît si on diminue la valeur des erreurs sur la masse σ_1 .

Deuxième méthode

Une estimation indépendante de Γ_Z peut être obtenue à l'aide des relations :

$$\begin{aligned} \sigma_W^e &= \sigma_W \frac{\Gamma(W \rightarrow e\nu)}{\Gamma_W} \\ \sigma_Z^e &= \sigma_Z \frac{\Gamma(Z \rightarrow e^+ e^-)}{\Gamma_Z} \end{aligned}$$

nous définissons :

$$R \equiv \frac{\sigma_Z^e}{\sigma_W^e} = \frac{\sigma_Z}{\sigma_W} \frac{\Gamma(Z \rightarrow ee)}{\Gamma(W \rightarrow e\nu)} \frac{\Gamma_W}{\Gamma_Z} \quad [60] \quad (6.5)$$

En remplaçant σ_Z^e et σ_W^e par leurs valeurs obtenues dans VI.3 et VI.4, on trouve :

$R = 0,21 \pm 0,08$ et :

$R > 0,116$ à 90 % Niveau de Confiance

$R > 0,098$ à 95 % N.C.

Le rapport σ_Z / σ_W apparaissant dans (6.5) peut être calculé à l'aide du modèle standard et de QCD [36,60]. En remplaçant dans (6.5) Γ_{ee} et $\Gamma_{e\nu}$ par les valeurs données dans la section II.4, nous obtenons une relation entre R et le rapport Γ_W / Γ_Z [36] :

$$\frac{\Gamma_W}{\Gamma_Z} = (9,2 \pm 0,6) R ; \quad (6.6)$$

Pour $\Gamma_W = 2,77 \text{ GeV}/c^2$ (section II.4) la largeur du Z est donnée par :

$$\Gamma_Z < 2,6 \pm 0,2 \text{ GeV}/c^2 \quad \text{à } 90 \% \text{ N.C.}$$

$$\Gamma_Z < 3,1 \pm 0,2 \text{ GeV}/c^2 \quad \text{à } 95 \% \text{ N.C.}$$

L'incertitude due à l'erreur théorique apparaissant dans (6.6) est indiquée séparément.

Cette deuxième méthode donne des limites supérieures de Γ_Z plus basses que la première. Ceci reflète la valeur élevée de la section efficace σ_Z^e obtenue. Une statistique plus importante est nécessaire pour confirmer ce résultat.

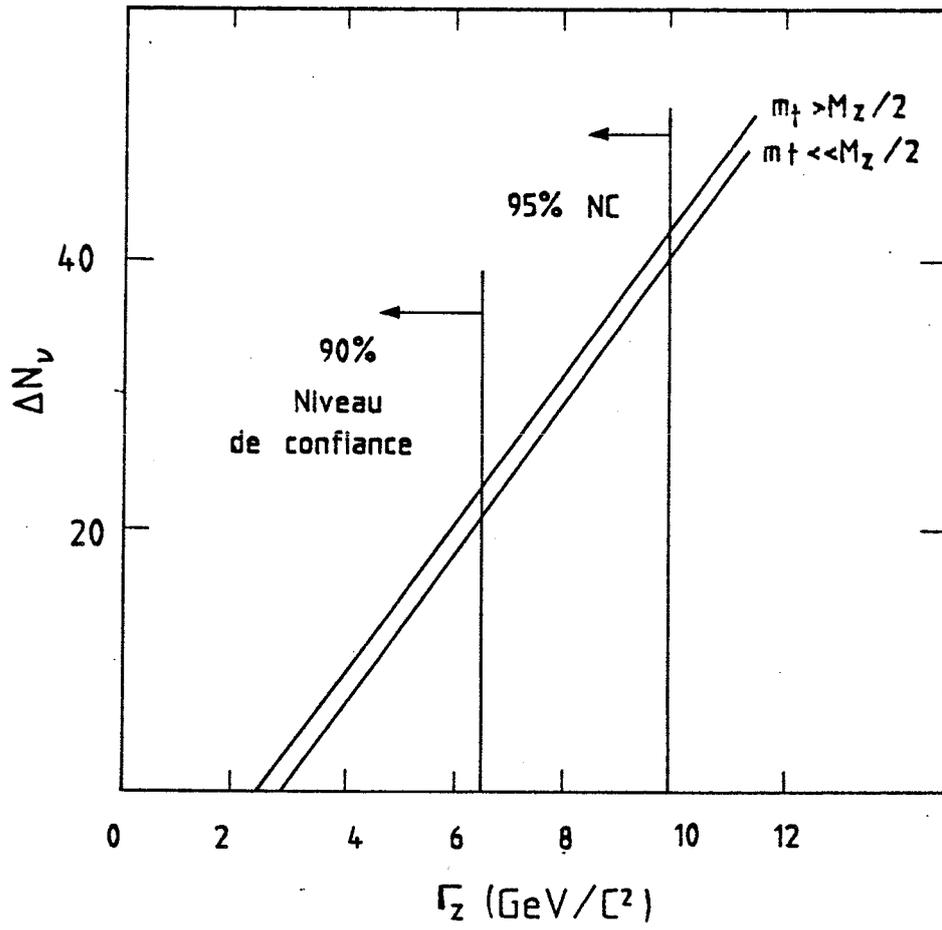


Figure 65. Relation entre Γ_Z et le nombre de neutrinos supplémentaires ΔN_ν pour deux hypothèses sur la masse du quark top. Les limites supérieures à 90% et 95% de Niveau de Confiance de Γ_Z , obtenues expérimentalement par la première méthode exposée dans la section VI.6, sont indiquées.

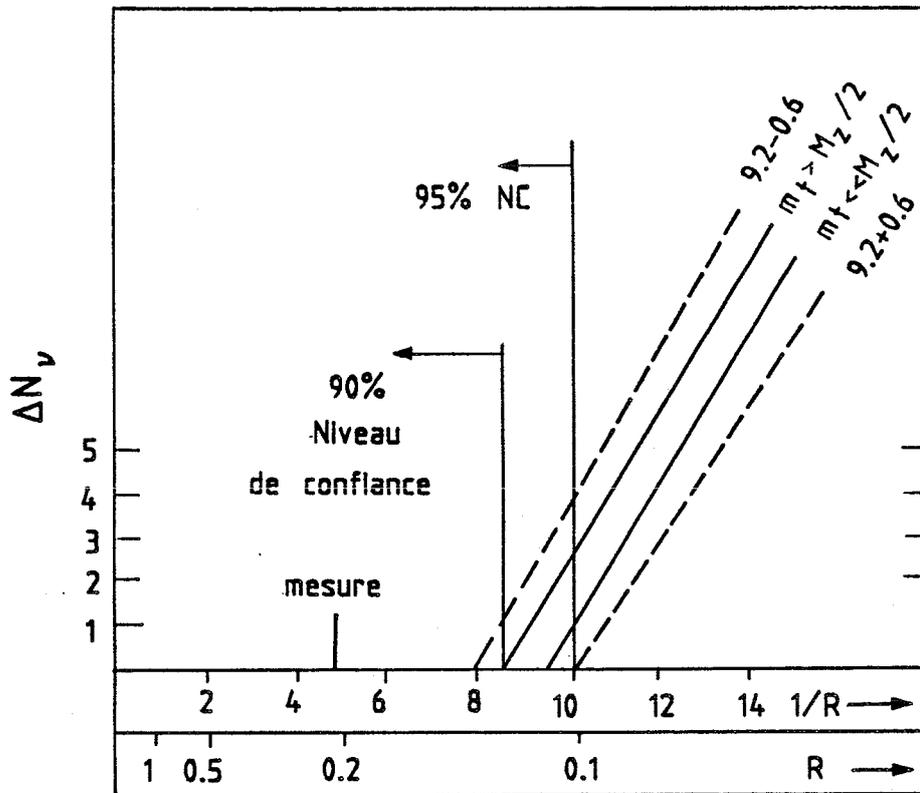


Figure 66. Relation entre $1/R \equiv \sigma_w^e / \sigma_Z^e$ et ΔN_ν .

7 - NOMBRE DE NEUTRINOS.

En utilisant la largeur Γ_Z du Z^0 il est possible d'obtenir une estimation du nombre de neutrinos à l'aide de l'expression suivante, mentionnée dans la section II.4.

$$\Gamma_Z = (4,43 N_{1/3} + 3,47 N_{2/3} + N_L + 1,96 N_\nu) \Gamma(Z \rightarrow e^+e^-) \quad (6.7)$$

On remplace $N_\nu = 3 + \Delta N_\nu$ et $\Gamma(Z \rightarrow e^+e^-) = 90$ MeV. Le nombre de neutrinos supplémentaires est une fonction linéaire de la largeur Γ_Z mesurée. La Figure 65 montre la relation entre Γ_Z et ΔN_ν pour deux hypothèses sur la masse du quark top : $m_t > M_Z/2$ ($N_{2/3} = 2$) et $m_t \ll M_Z/2$ ($N_{2/3} = 3$). Sur la même figure sont portées les limites supérieures à 90% et 95% de Niveau de Confiance de Γ_Z , obtenues par la première méthode exposée dans la section

précédente. Pour $m_t > M_Z/2$ les limites supérieures au nombre de neutrinos supplémentaires correspondantes sont:

$$\Delta N_\nu < 22 \pm 3 \quad \text{à} \quad 90 \% \text{ N.C.}$$

$$\Delta N_\nu < 41 \pm 4 \quad \text{à} \quad 95 \% \text{ N.C.}$$

Cette limite diminue si la masse du quark t est supposée inférieure à $M_Z/2$.

La deuxième méthode de détermination de la largeur Γ_Z (relation 6.6) permet également d'estimer le nombre de neutrinos supplémentaires. En remplaçant Γ_Z par $\Gamma_W/(9,2 \pm 0,6)R$ dans l'équation 6.7, on obtient une relation entre ΔN_ν et R. La Figure 66 montre la relation entre $1/R \equiv \sigma_W^e / \sigma_Z^e$ et ΔN_ν . A l'incertitude sur la masse du quark t s'ajoute l'incertitude théorique sur le rapport des sections efficaces. Sur la Figure 66 cette incertitude est ajoutée linéairement de part et d'autre de la bande prédite pour différentes valeurs de la masse du quark t. Les valeurs de R à 90% et 95% de N.C. déterminées expérimentalement sont indiquées.

8 - DETERMINATION DE $\sin^2 \theta_W$ ET DE ρ .

Dans la section II.3 nous avons résumé comment, en donnant à α et G_F leurs valeurs expérimentales, le modèle standard des interactions faibles peut être exprimé à l'aide de 5 quantités θ_W , M_W , M_Z , ρ et Δr et 2 contraintes :

$$M_W = \left(\frac{\pi\alpha}{\sqrt{2} G_F \sin^2 \theta_W (1-\Delta r)} \right)^{1/2} \quad (6.8)$$

$$\text{et } \rho = \frac{M_W^2}{M_Z^2 (1-\sin^2 \theta_W)} \quad (6.9)$$

Si on donne à Δr sa valeur calculée par [32] $\Delta r = 0,0696 \pm 0,0020$, on peut obtenir $\sin^2 \theta_w$ et ρ à partir des valeurs de M_w et M_Z mesurées. En posant :

$$A = \left(\frac{\pi\alpha}{\sqrt{2} G_F (1-\Delta r)} \right)^{1/2} = 38,65 \pm 0,04 \text{ GeV} \quad (6.10)$$

$$\text{on obtient } \sin^2 \theta_w = \frac{A^2}{M_w^2} \quad (6.11)$$

$$\text{et } \rho = \frac{M_w^2}{M_Z^2 \left(1 - \frac{A^2}{M_w^2} \right)} \quad (6.12)$$

d'où :

$$\sin^2 \theta_w = 0,216 \pm 0,010 \text{ (stat)} \pm 0,007 \text{ (syst)}$$

$$\text{et } \rho = 1,02 \pm 0,06$$

Les deux quantités sont corrélées à cause de leur dépendance en M_w . La Figure 67 montre l'ellipse des incertitudes sur $\sin^2 \theta_w$ et ρ . Le calcul qui permet d'obtenir cette ellipse est exposé dans l'Appendice.

On peut par ailleurs obtenir $\sin^2 \theta_w$ en utilisant l'expression 6.9. En supposant que $\rho = 1$, on obtient :

$$\sin^2 \theta_w = 1 - \frac{M_w^2}{M_Z^2} \quad ; \quad (6.13)$$

Les erreurs systématiques sur l'échelle des masses, dues à l'incertitude sur la calibration des calorimètres, s'annulent ; néanmoins le résultat est très sensible aux erreurs statistiques sur les masses. On trouve :

$$\sin^2 \theta_w = 0,196 \pm 0,047.$$

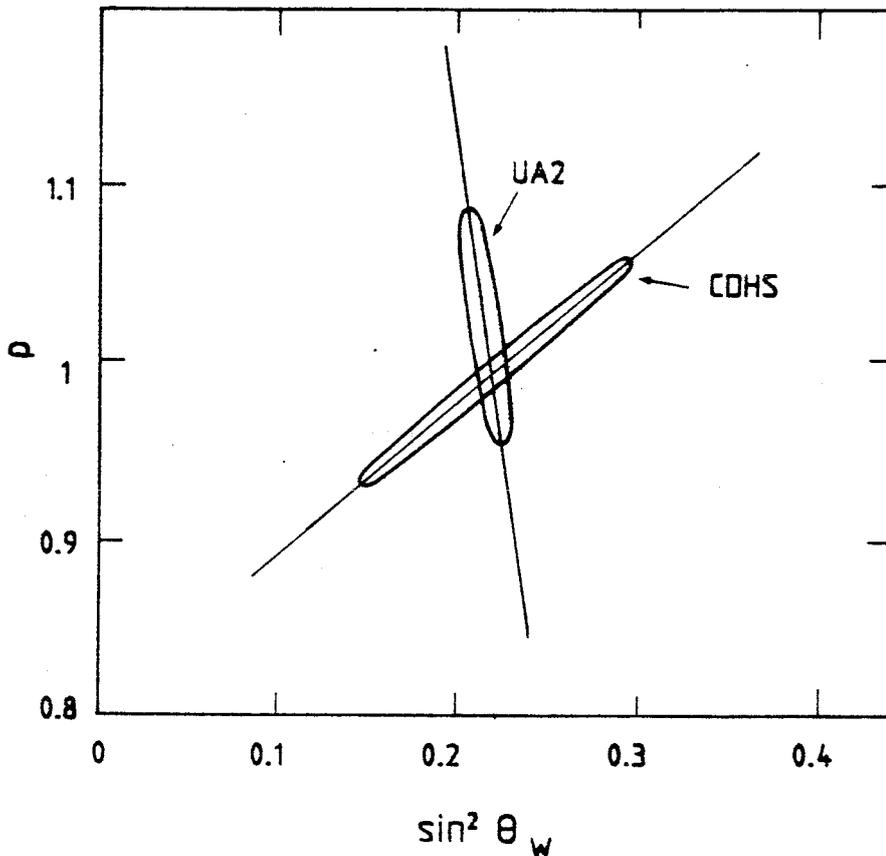


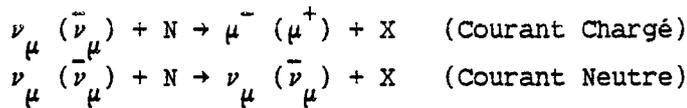
Figure 67. Ellipse des incertitudes sur $\sin^2 \theta_W$ et ρ . Superposé au résultat de UA2 est montré le résultat de CDHS.

9 - COMPARAISON AUX AUTRES EXPERIENCES.

La comparaison avec les résultats de UA1 est donnée dans la Table VI.1. Les résultats des deux expériences sont en accord entre eux, aux incertitudes expérimentales près.

Les expériences de diffusion leptonique et semileptonique étudient l'interaction électrofaible à plus basse énergie. En calculant les corrections radiatives, les valeurs de $\sin^2 \theta_W(\mu)$ obtenues dans ces expériences peuvent être exprimées à l'échelle d'énergie choisie [28,61]; l'échelle généralement choisie est M_W ; ainsi les résultats sont directement comparables à ceux des expériences UA.

Les expériences qui ont mesuré $\sin^2 \theta_w$ avec la meilleure précision jusqu' à présent sont les expériences de diffusion profondément inélastique $\nu - N$:



En mesurant le rapport $R(\nu) = CN(\nu)/CC(\nu)$, la collaboration CDHS a déterminé

$$\sin^2 \theta_w(M_W) = 0,226 \pm 0,012 \text{ (exp.)} \pm 0,006 \text{ (théor.)} \quad [26]$$

où l' erreur théorique reflète les incertitudes sur la structure du nucléon et sur la renormalisation à l' échelle de M_W . $\sin^2 \theta_w$ peut également être défini indépendamment à partir de la mesure de $R(\bar{\nu})$ mais avec une précision moindre. Un ajustement simultané de ρ et de $\sin^2 \theta_w$ à partir de $R(\nu)$ et $R(\bar{\nu})$ est fait dans [26]. Le résultat est montré dans la Figure 67, superposé au résultat de UA2.

La précision atteinte jusqu' à présent dans la mesure de $\sin^2 \theta_w$ par les différentes expériences ($\geq 7\%$), y compris celles au collisionneur, est de l' ordre des corrections radiatives elles-mêmes (eq. 2.9 du chapitre II et Table VI.1). Elle ne permet donc pas de vérifier la validité de ces corrections [62]. Une meilleure précision dans la mesure de $\sin^2 \theta_w$ permettra de tester les corrections radiatives en comparant entre elles les expériences à différentes énergies.

Une nouvelle analyse en cours des données du faisceau de ν à bande étroite de CDHS vise une précision expérimentale de $\pm 0,005$ sur $\sin^2 \theta_w$.

La violation de parité dans la diffusion d' électrons polarisés sur deutérium permet également de mesurer $\sin^2 \theta_w$. La valeur mesurée à SLAC $\sin^2 \theta_w = 0,224 \pm 0,02$ [63], exprimée à l' échelle de M_W [64], devient

$$\sin^2 \theta_w(M_W) = 0,215 \pm 0,015 \text{ (exp.)} \pm 0,005 \text{ (théor.)}$$

Les expériences de diffusion purement leptonique

$$e^+ e^- \rightarrow \mu^+ \mu^- , \quad \nu_\mu e \rightarrow \nu_\mu e , \quad \nu_e e \rightarrow \nu_e e$$

offrent en principe la meilleure possibilité de mesurer $\sin^2 \theta_w$ et ρ car l'interaction leptonique est connue sans ambiguïté. Malheureusement la faible statistique n' a pas encore permis d' atteindre une bonne précision. La nouvelle expérience de la collaboration CHARM a pour but de mesurer $\sin^2 \theta_w$ à $\pm 0,005$ près dans la voie $\nu_\mu e \rightarrow \nu_\mu e$.

La précision sur la détermination de $\sin^2 \theta_w$ s' améliorera également dans les expériences $p\bar{p}$ actuelles et surtout dans les expériences futures auprès des collisionneurs nouveaux, où il sera possible de tester la validité des corrections radiatives. Durant les périodes de prise de données de 84, 85 et 86 les expériences UA augmenteront leur statistique. Le nouvel accumulateur d' antiprotons, ACOL, qui démarre en 1987, permettra de multiplier la statistique accumulée en 1982 et 83 par un facteur 50 à 100.

La précision sur la détermination de $\sin^2 \theta_w$, donné par l' équation 6.11, sera alors limitée par l' erreur systématique. En supposant que la précision sur la calibration en énergie sera portée à 1%, $\sin^2 \theta_w$ sera mesuré à $\pm 0,005$ près.

L' incertitude sur $\sin^2 \theta_w$ donné par l' équation 6.13 est due à l' erreur statistique. Avec une multiplication de la statistique par 100, la précision sur $\sin^2 \theta_w$ deviendra également $\pm 0,005$.

**CHAPITRE VII DESINTEGRATION DES BOSONS INTERMEDIAIRES AVEC UN PHOTON
DANS L'ETAT FINAL.**

1 - LA DESINTEGRATION $Z^0 \rightarrow e^+ e^- \gamma$

Dans la section V.8 l'événement $Z^0 \rightarrow e^+ e^- \gamma$ observé a été décrit ; il contient un positron de $E_1 = 69,9$ GeV dans la région Avant, un électron (ou positron) de $E_2 = 11,5$ GeV et un photon de $k = 24,4$ GeV dans la région centrale. Le γ se trouve à un angle $\omega_{LAB} = 31^\circ$ de l'électron, ou $\omega_{CM} = 25^\circ \pm 1^\circ$ (dans le repère du Z^0); ceci exclut l'hypothèse que le photon a été produit par bremsstrahlung externe dans les parois du tube à vide.

Les paramètres de l'événement dans le repère du Z^0 sont :

$x_1 = 2E(e^+)/M_Z$	0,989	$M(e^+ e^-)$	$50,4 \pm 1,7 \text{ GeV}/c^2$
$x_2 = 2E(e^-)/M_Z$	0,318	$M(e^- \gamma)$	$9,1 \pm 0,3 \text{ GeV}/c^2$
$2k/M_Z$	0,690	$M(e^+ \gamma)$	$74,7 \pm 1,8 \text{ GeV}/c^2$
$\omega(e^- \gamma)(\text{deg.})$	$25^\circ \pm 1^\circ$		

Le photon peut être dû à une désintégration radiative du Z^0 (bremsstrahlung interne) :

Le taux prédit par l'électrodynamique quantique (QED) est faible [65]; afin de déterminer la probabilité qu'un tel événement soit produit, on deux méthodes sont utilisées:

a) Distribution en x_1, x_2

Pour les désintégrations radiatives du Z^0 dans lesquelles la paire $e^- \gamma n^+$ est pas collinéaire, la distribution des événements en x_1, x_2 (définis dans la table ci-dessus) dans le repère du Z_0 est donnée par :

$$\frac{d^2\sigma}{dx_1 dx_2} = \sigma_0 \frac{\alpha}{2\pi} \frac{x_1^2 + x_2^2}{(1-x_1)(1-x_2)} \quad (7.1)$$

où σ_0 est la section efficace totale de $Z_0 \rightarrow e^+e^-$ sans corrections radiatives. En intégrant (7.1) sur tous les points du plan (x_1, x_2) qui correspondent à une configuration moins probable que celle de l'événement observé ($d^2\sigma/dx_1 dx_2$ plus faible), on trouve que la probabilité de production d'au moins un tel événement est de 1,3 % par désintégration de Z^0 . Plusieurs configurations d'événements contribuent à cette probabilité:

- (i) les événements contenant trois amas résolus contribuent pour 1 %
- (ii) les événements contenant une paire $e\gamma$ non résolue mais suffisamment ouverte pour que l'amas d'énergie soit incosistant avec la déposition d'un électron isolé : 0,1 %
- (iii) les autres configurations, qui contribuent pour 0,2 %, ne sont pas détectables dans le détecteur UA2 ; un des amas est hors de l'acceptance angulaire.

Par conséquent la probabilité d'observer au moins 1 événement à 3 amas résolus dans un échantillon de 8 est de $1-(1-0,01)^8 = 8\%$ et la probabilité d'observer au moins un événement ayant la configuration (ii) est de 1 %.

b) Simulation par Monte-Carlo

Pour tenir compte de l'acceptance et des effets dus à l'appareillage de l'expérience UA2, une simulation par Monte Carlo est utilisée. Des processus de bremsstrahlung interne $q\bar{q} \rightarrow Z^0 \rightarrow e^+e^-\gamma$ sont engendrés par un générateur d'événements mis au point par F.A.Berends et R.Kleiss [65,66,67]. Les désintégrations radiatives sont générées selon une distribution qui dépend des impulsions des quarks initiaux [formule 14 de la référence 67] et sont pondérées par les fonctions de structure des quarks. Les trajectoires des électrons et du photon dans le détecteur sont simulées par le programme Monte Carlo de UA2.

Le rapport $(Z^0 \rightarrow e^+e^-\gamma) / (Z^0 \rightarrow e^+e^- \text{ ou } Z^0 \rightarrow e^+e^-\gamma)$ est estimé à 1,7 % et 1 %) respectivement pour les deux configurations d'événements détectables (i) et (ii), définies dans VII.1.a. Ces valeurs impliquent une probabilité de 13 % d'observer au moins un événement à trois amas résolus parmi 8 événements, et de 8 % d'observer au moins 1 événement $Z^0 \rightarrow e^+e^-\gamma$ dans lequel le γ crée avec l'un des deux électrons un amas large.

Ces probabilités sont plus élevées que les probabilités calculées dans les deux sections précédentes parce qu'ici l'on considère toutes les configurations cinématiques observables et pas seulement les configurations moins probables que celles de l'événement $Z^0 \rightarrow e^+e^-\gamma$ observé.

2 - LA DESINTEGRATION $W \rightarrow e \nu \gamma$.

L'observation de la désintégration $Z^0 \rightarrow e^+ e^- \gamma$ nous a conduits à chercher des désintégrations $W \rightarrow e \nu \gamma$.

a) Cas de paires électron - photon résolues.

a.1. Electron dans la région centrale

Nous cherchons d'abord des événements contenant un candidat électron de $p_T^e > 8$ GeV/c dans le détecteur central et un photon d'énergie $k \geq 8$ GeV dans les régions centrale ou Av./Ar.

Le photon est défini comme un amas d'énergie qui satisfait les critères calorimétriques (coupures 1 et 2 des Tables V.1.a et b) mais n'a pas de trace chargée associée. Si l'amas du photon se trouve dans le calorimètre central, une séparation angulaire $\omega > 30^\circ$ entre les deux amas est demandée.

Six événements satisfont ces conditions. Parmi ces 6 candidats e- γ aucun ne satisfait le critère supplémentaire de la présence d'un neutrino ayant $p_T^\nu \geq 10$ GeV/c (Section V.11.b).

En utilisant la même méthode de Monte Carlo que pour le Z^0 , c'est à dire un générateur de désintégrations radiatives du W [67] et la simulation de l'appareillage, on calcule le nombre attendu de désintégrations radiatives $W \rightarrow e \nu \gamma$ qui passeraient les coupures imposées: 0,1 événement.

a.2. Electron dans la région Avant/Arrière

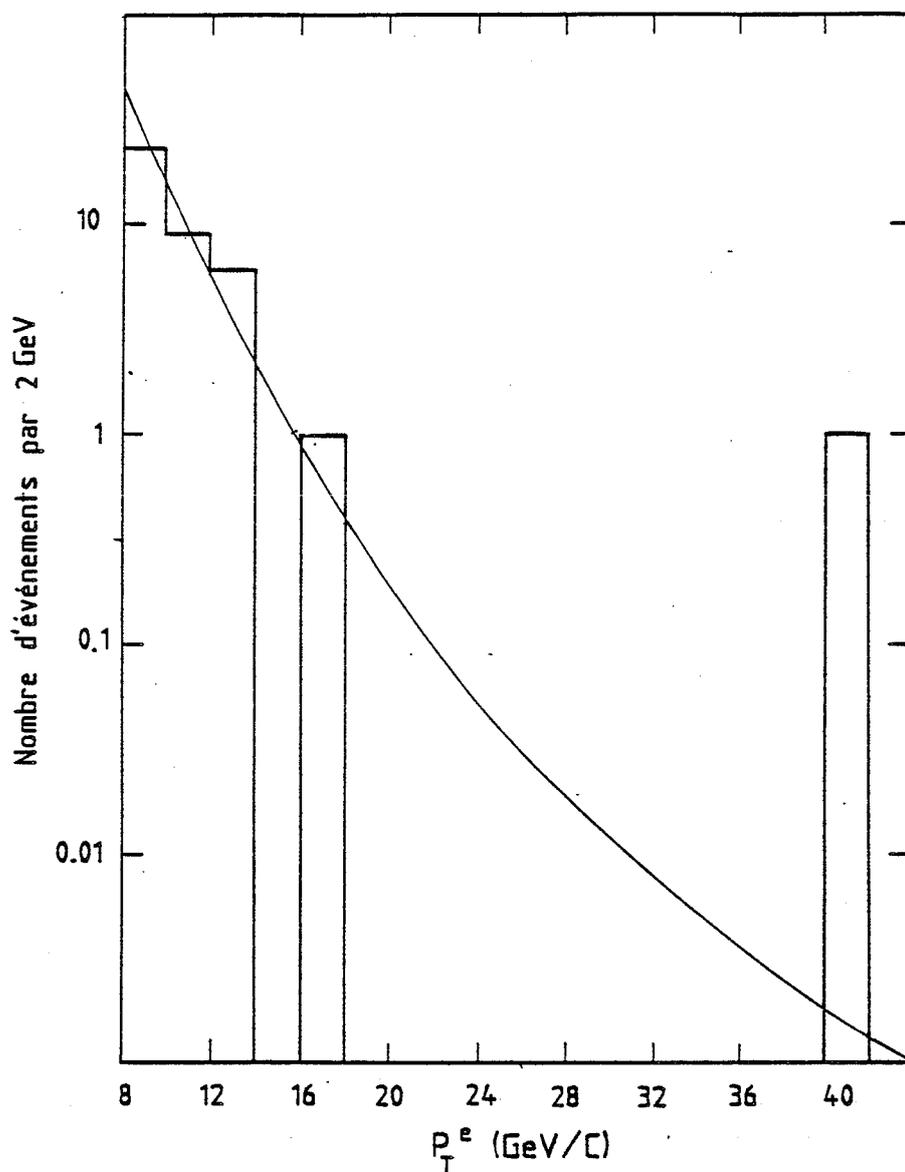


Figure 68. Distribution en E_T^e des traces ayant un mauvais accord p/E. La courbe superposée représente le bruit de fond estimé.

Nous cherchons ensuite des paires $e\text{-}\gamma$ résolues, où l'électron est détecté dans la région Av./Ar. [Table V.1.b] ; La recherche du photon est faite de nouveau dans l'ensemble du détecteur. 6 événements ayant $E_T^e + E_T^\gamma > 15$ GeV sont trouvés en plus de l'événement $Z^0 \rightarrow e^+e^-\gamma$ connu (VII.1).

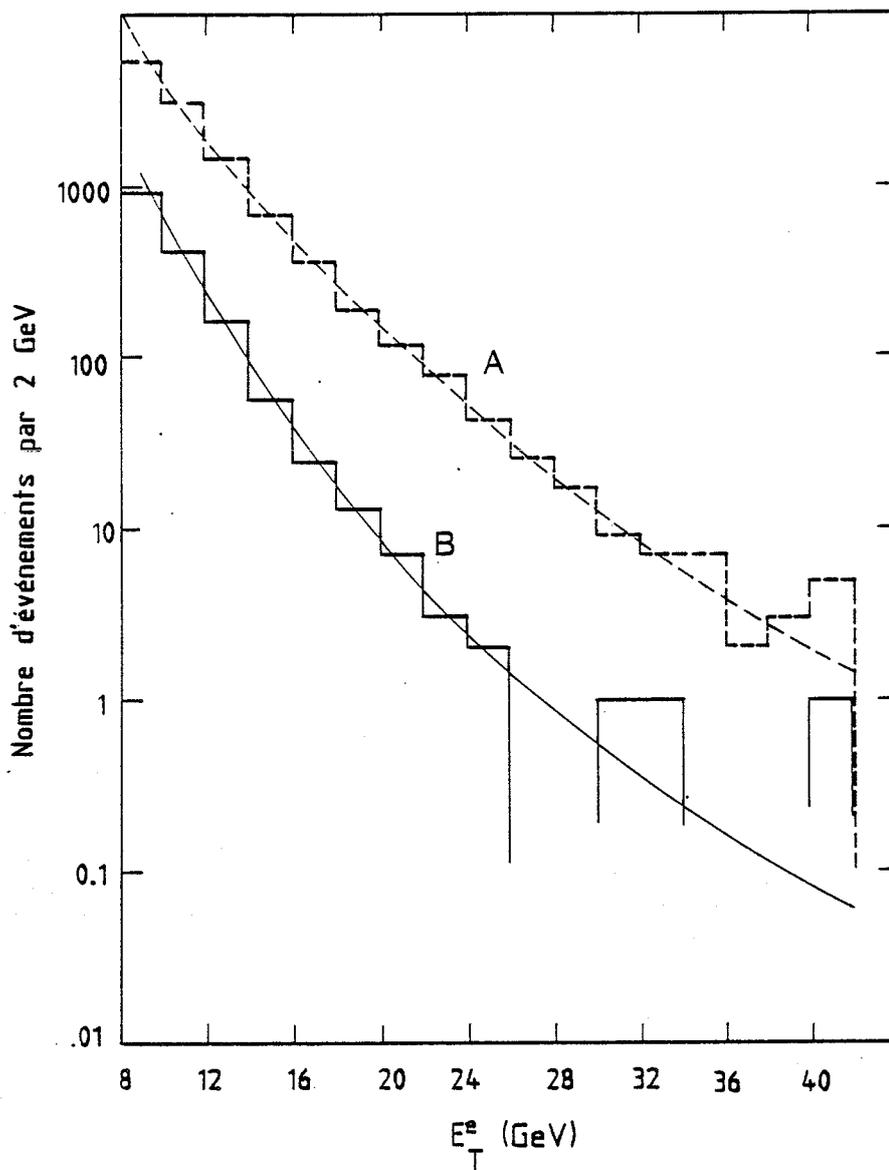


Figure 69. Distribution en E_T^e des amas électromagnétiques observés dans le calorimètre A/A. histogramme A: tous les amas; histogramme B: amas ayant $\rho_{opp} < 0,2$. Les courbes continues représentent des lissages empiriques.

Dans la section V.9 nous avons défini la variable ρ_{opp} qui mesure l'énergie transverse azimuthalement opposée à l'électron. Un ρ_{opp} faible est le signe de la présence d'un neutrino. Parmi les 6 candidats $e-\gamma$ aucun n'a $\rho_{opp} < 0,2$.

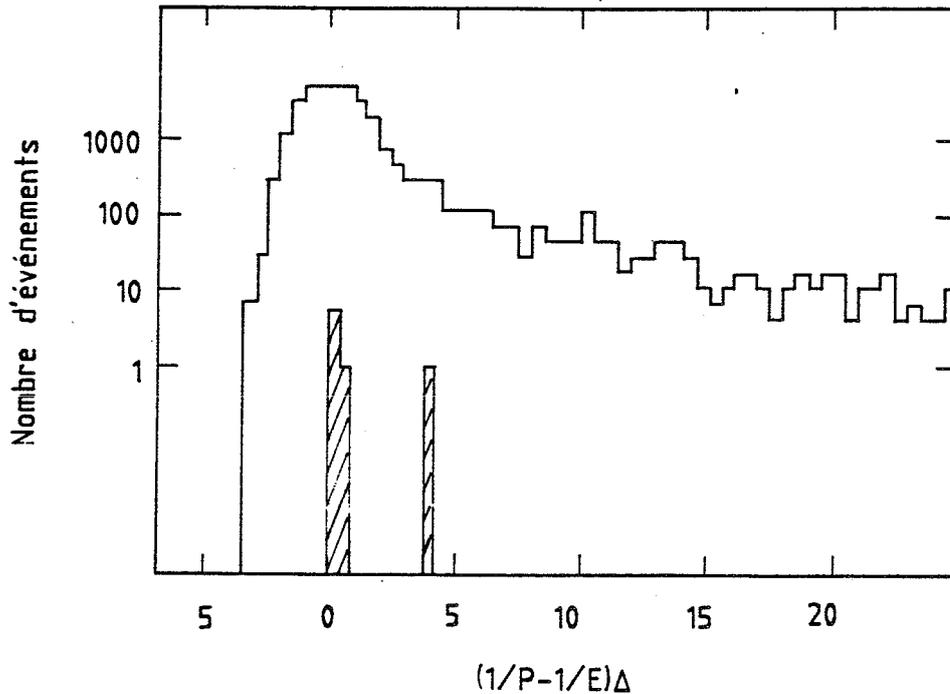


Figure 70. Distribution de $1/p - 1/E$ attendue pour les électrons dans la région Avant/Arrière. L' histogramme hachuré montre la distribution observée des 7 électrons ayant $p_T > 25$ GeV.

En conclusion, aucun événement contenant une paire $e-\gamma$ et un neutrino n'a été observé.

b) Cas de paires électron - photon à faible ouverture angulaire.

Dans le détecteur Av./ar. la comparaison de l'énergie déposée par une particule chargée avec l'impulsion de la trace correspondante permet de détecter des γ émis avec un angle faible par rapport à la direction d'un électron : un électron qui rayonne un γ qui frappe la même cellule du calorimètre satisfait tous les critères de sélection sauf l'accord entre p et E (coupure 9 de la Table V.1.b).

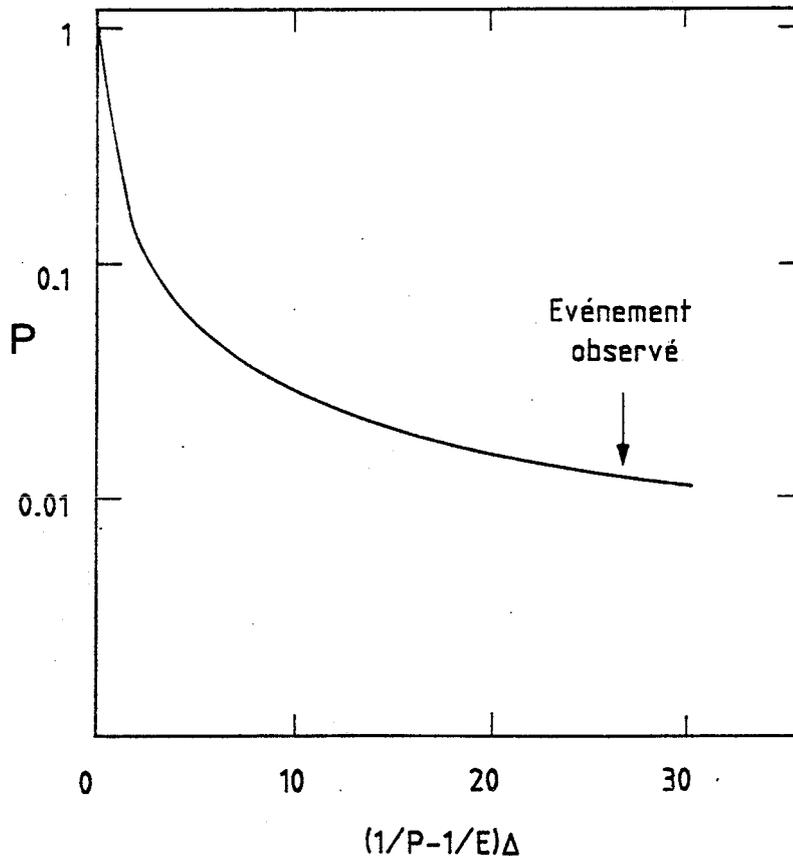


Figure 71. Probabilité intégrée d'observer un électron avec $1/p - 1/E$ supérieur à une valeur donnée.

La Figure 68 montre la distribution en E_T^e des traces ayant :

$$\left(\frac{1}{p} - \frac{1}{E}\right) / \Delta > 3 \sigma$$

et satisfaisant tous les autres critères, pour les événements caractérisés par la présence d'un neutrino ($\rho_{opp} < 0,2$ - section V.9). Comme le photon peut générer un signal dans le compteur de pied de gerbe, on peut, dans certains cas, s'attendre également à un mauvais accord entre la position du pied de la gerbe détectée dans le compteur MTPC et le calorimètre (coupure 8) ; or, en relâchant la coupure sur $x_{calo} - x_{MTPC}$ aucun événement supplémentaire n'est récupéré.

Deux événements avec $E_T^e > 15$ GeV/c sont observés, à $E_{T1}^e = 17,5$ GeV et $E_{T2}^e = 41,8$ GeV ; L'énergie de ce dernier est $E_2^e = 89,1$ GeV et l'impulsion

de la trace chargée qui se dirige vers l'amas du calorimètre est $p = 3,6$ GeV/c.

Afin de comprendre si ces 2 événements proviennent de désintégrations de W, une estimation du bruit de fond attendu est nécessaire. Le bruit de fond est dû essentiellement à la superposition d'un π chargé avec un ou plusieurs π^0 . Bien que l'étude soit limitée aux électrons de $E_T^e > 15$ GeV, le spectre entre 8 et 15 GeV sert pour le calcul de bruit de fond. On fait l'hypothèse que le début du spectre, entre 8 et 15 GeV, de la Figure 68 est du bruit de fond. La courbe tracée sur la même figure, montrant le bruit de fond attendu, est normalisée à la partie $8 < E_T^e < 15$ GeV de l'histogramme. Sa forme est définie de la façon suivante : on trace la distribution en E_T des amas électromagnétiques observés dans le calorimètre A/A (Figure 69, courbe B) ayant $\rho_{opp} < 0,2$ et on fait l'hypothèse que la forme est la même quand les amas satisfont les critères d'électron (sauf p/E).

Dans la Figure 68 on voit que l'événement à $E_T^e = 17,5$ GeV est compatible avec le bruit de fond attendu. En revanche, l'événement à $E_T^e = 41,8$ GeV semble être difficilement compatible avec le bruit de fond : par intégration de la courbe on attend 0,015 événements au delà de 34 GeV.

Les processus connus qui peuvent être à l'origine de cet événement sont la désintégration radiative du W et, du fait que l'angle d'ouverture $e - \gamma$ est compatible avec 0, le bremsstrahlung externe de l'électron dans la matière du détecteur.

Pour estimer la probabilité d'observer un tel événement, nous utilisons le Monte Carlo de génération de désintégrations radiatives du W en tenant compte aussi du bremsstrahlung externe. L'épaisseur totale de la matière traversée par l'électron se dirigeant vers la région Avant/Arrière est de ~ 0.1 Longueur de Radiation. La probabilité d'émission d'un photon énergétique ayant $y = E_\gamma / p_e$ est donnée [70] par la formule:

$$\frac{dP}{dE_\gamma} = \Gamma(1+bt)^{-1} (\ln(y+1))^{bt} \frac{1}{E_\gamma} [4/3(1-y) + y^2] t$$

$$\times [1 + bty \{0,53875 + y(-2,1938 + 0,9634y)\}]$$

où t est l'épaisseur traversée en Longueurs de Radiation et $b \approx 4/3$. Cette formule est valable pour des épaisseurs faibles, $t \leq 0,1$ et pour l'émission de photons énergétiques. La Figure 70 montre la distribution de $1/p - 1/E$ attendue pour les électrons, en tenant compte de la résolution et du rayonnement interne et externe. La Figure 71 montre la probabilité intégrée d'observer un électron avec $1/p - 1/E$ supérieur à une valeur donnée.

D'après cette distribution, la probabilité intégrée au-dessus de la valeur mesurée $(1/p - 1/E)/\Delta \geq 26,6$ est de 1,5 % par désintégration $W \rightarrow e\nu$ observée dans la région A/A, soit une probabilité totale de 13 % pour l'ensemble des 9 événements $W \rightarrow e\nu$ et $W \rightarrow e\nu\gamma$ à $E_T^e > 20$ GeV observés dans le détecteur A/A.

En conclusion, le candidat observé à $E_T = 41,8$ GeV est vraisemblablement un électron qui a émis un γ colinéaire, bien que la probabilité d'une telle émission soit relativement faible.

CHAPITRE VIII CONCLUSIONS

La mise en évidence par les expériences UA1 et UA2 des bosons intermédiaires W^{\pm} et Z^0 , médiateurs des interactions faibles, est un moment très important pour la physique.

Le modèle standard, qui unifie les forces électromagnétique et faible dans une théorie de symétrie de jauge, est brillamment confirmé. Combiné à la théorie des quarks-partons, qui décrit la structure hadronique, le modèle standard permet une compréhension profonde des mécanismes de l'interaction électrofaible.

Ce résultat a été rendu possible grâce à la mise au point et le fonctionnement réussi du collisionneur proton-antiproton dans l'accélérateur SPS du CERN.

Une étape décisive dans le développement de la connaissance de la matière est franchie. Forts de ce résultat, ainsi que des réussites de la théorie des interactions fortes, QCD, qui est également une théorie de jauge, nous pouvons raisonnablement espérer qu'une unification de toutes les forces de la nature est possible. Néanmoins l'étude expérimentale d'une telle unification paraît, au moins pour l'instant, à l'extrême limite de nos possibilités.

Dans le cadre de la théorie électrofaible plusieurs aspects du modèle standard restent encore à explorer : la structure du secteur de Higgs, les corrections radiatives, les déviations éventuelles par rapport aux prédictions etc... Certains de ces aspects seront peut-être élucidés auprès du collisionneur pp jusqu'en 1989. La génération suivante des expériences e^+e^- , (LEP au CERN et SLC à Stanford) apportera, avec la production abondante de Z^0 's des données nouvelles d'un grand intérêt.

TABLE IV.1

Paramètres des chambres à dérive Avant/arrière

	PETITE	MOYENNE	LARGE
A (cm) *)	101.5	117.2	134.9
B (cm *)	40.4	45.8	54 .1
H (cm) *)	130.0	152.0	172.0
-7° cells	9	10	12
0° cells	10	11	12
+7° cells	9	10	12

*) pour les définitions, voir la figure 21.

TABLE IV.2

Pourcentage de hadrons survivant les coupures d'électrons.

Coupures E(GeV)	A	A.B	A.C	A.B.C
70	62 %	9.4 %	2.8 %	1.7 %
40	60	9.3	2.7	1.4
20	62	9.7	5	2.5
10	60	6.5	9.2	2.4
4	52	2.7	20	2
2	64		58	≈20

Coupure A : $E_{em} > 1 \text{ GeV}$,

Coupure B : compteur de pied de gerbe S3 > 4 m.i.p.,

Coupure C : $R = E_{bck} / E_{em} < 2 \%$

TABLE V.1 - Critères d'identification d'électrons

a) Détecteur central

	N°	Description	Coupures	Efficacité η (électron isolé)
Energie calorimétrique	1	Rayon R_θ, R_ϕ	$R_\theta, R_\phi < 0.5 \text{ cell.}$	1.0
	2	Fuite hadronique $E_{\text{had}} / E_{\text{cl}} < H_0$	$H_0 = 0.035 + 0.051 \ln E_{\text{cl}} *$	0.99
Trace associée	3	Distance Δ entre la trace et le centre de l'amas.	$\Delta < 1$	} 0.90
	4	Au moins un signal dans les chambres C1 ou C2.		
Signal dans le compteur de pied de gerbe **)	5	Amas dans la chambre C5 à une distance $\leq d_0$ de l'intercept de la trace.	$d_0 = 7 \text{ mm} *$	0.95
	6	Charge associée $Q_5 > Q_0$	$Q_0 = 3 \text{ m.i.p.}$	0.95
	7	Pas d'amas supplémentaire à une distance $\leq d_1$ de l'amas sélectionné, ayant une charge $\geq Q_5$.	$d_1 = 60 \text{ mm}$	1.0
	8	Déposition d'énergie en accord avec la déposition d'un électron $P(\chi^2) > P_0$	$P_0 = 10^{-4} *$	0.95
Efficacité totale				0.76 \pm 0.05

*) Coupures strictes : $H_0 = 0.023 \pm 0.034 \ln E_{\text{cl}}$ ($\eta = 0.95$)

$d_0 = 5.5 \text{ mm}$ ($\eta = 0.90$)

$P_0 = 10^{-2}$ ($\eta = 0.90$)

***) Cette coupure n'est pas appliquée dans une région de $\Delta\phi=18^\circ$ où la chambre C5 n'était pas opérationnelle.

TABLE V.1 - Critères d'identification d'électrons
b) Détecteurs Avant/Arrière

	N°	Description	Coupages	Efficacité (électrons isolés)
Energie calorimétrique	1	Dimension de l'amas < 2 cellules Fraction d'énergie (chargée et neutre) dans les cellules adjacentes < fo	fo = 0.05	1.0
	2	Fuite d'énergie E bck / E em < Ho	Ho = 0.02)	0.99
Trace associée	3	Trace Avant ou Arrière traverse la cellule. Distance minimum de la trace au vertex dans le plan transverse < to	to = 20 mm	} 0.98 } 0.96
	4	Trace transverse associée dans le détecteur de vertex à $ \Delta\phi < \phi_0$	$\phi_0 = 30$ mr	
	5	Au moins un signal dans les chambres C1 ou C2. Pas de conversion		
Signal dans le compteur de pied de gerbe	6	Amas MTPC à une distance inférieure à δ_0 : $ \Delta x < \delta_0, \Delta y < \delta_0$	$\delta_0 = 20$ mm	0.99
	7	Charge MTPC $Q > Q_0$	$Q_0 = 6$ m.i.p.	0.93
Accord en posi- tion pied de gerbe - calorimètre	8	Distance entre amas MTPC et amas calorimétrique $ \Delta x < \Delta_0$	$\Delta_0 = 100$ mm	0.98
Impulsion	9	Accord impulsion-énergie : $p^{-1} - E^{-1} / \sigma(p^{-1} - E^{-1}) < \alpha_0$	$\alpha_0 = 4$	0.95 **)
Efficacité totale				0.80 ± 0.05

*) Ho = 0.03 si l'énergie est partagée par 2 cellules adjacentes

**) Cette valeur tient compte du bremsstrahlung interne et externe.

TABLE V.2

a) Paramètres des événements Z^0

Événement	A	B	C	D	E	F	G	H
Configuration	AC*	CC**	ACC	AC	AC	CC	CC	CC
E_1 (GeV)	71.5±1.8	48.4±1.7	69.9±1.8	104.5±6.4	60.0±2.0	55.6±2.1	45.1±1.5	46.3±1.6
E_2 (GeV)	49.7±1.6	72.1±2.6	11.5±0.7	51.3±1.6	38.6±1.4	46.6±1.6	47.6±1.5	42.1±1.4
$E_{\gamma=k}$ (GeV)			24.4±1.0					
M (GeV/c ²)	91.6±1.9	94.6±2.4	90.6±1.9	91.9±3.2	95.5±2.3	92.0±2.3	83.4±1.9	88.0±2.1
p_T (GeV/c)	0.4±1.4	12.7±1.8	1.4±0.6	2.7±1.8	6.2±1.1	5.5±2.0	10.4±1.8	6.7±0.9

*) Configuration Avant/Arrière - Central

**) Configuration Central-Central

b) Paramètres des électrons du Z^0 dans la région centrale

Coup.	Evénement	A	B		C		D	E	F		G		H	
	θ (degrés)	117.4	61.2	45.9	81.8	79.0	126.4	44.3	132.4	98.1	126.8	104.8	115.0	67.4
	φ (degrés)	38.3	299.7	130.2	59.5	27.7	147.2	1.7	123.3	306.4	346.6	162.2	198.6	27.0
	E(GeV)	49.7	48.4	72.1	11.5	24.4	51.3	38.6	55.6	46.6	45.1	47.6	46.3	42.1
		± 1.6	± 1.7	± 2.6	± 0.7	± 1.0	± 1.6	± 1.4	± 2.1	± 1.6	± 1.5	± 1.5	± 1.6	± 1.4
	I(mip)	1.2	1.2		0.8		1.7	1.4	1.7	1.3	1.3	1.4	0.9	1.8
1	Max($R\theta, R\varphi$) (longueurs de cell.)	0.25	0.36	0.39	0.39	0.26	0.31	0.40	0.16	0.38	0.36	0.16	0.13	0.12
2	H(%)	6.5	5.0	12.9	5.0	8.9	8.1	6.2	10.8	8.7	8.9	3.1	10.6	4.4
3	Δ (long. de cell.)	0.22	0.46	0.21	0.43		0.35	0.33	0.26	0.24	0.50	0.36	0.27	0.44
5	d(mm)	3.2	1.8	0.9	1.5	-	1.9	8.9*	5.6	1.2	0.2	2.6	-*	3.2
						(γ)								
6	q5 (mip)	14.5	24.8	23.8	13.9	29	4.5	2.4*	5.3	20.4	16.5	105.6	-*	31.6
8	P(%)	35	28	11	6	67	15	69	0.001*	83	0*	28	0.002*	60

*) Cette valeur ne satisfait pas le critère correspondant.

c) Paramètres des électrons du Z° de la région Avant/Arrière

Coup.	Evénement	A	C	D	E
	θ (degrés)	142.2	150.3	155.8	148.3
	ϕ (degrés)	218.6	219.9	324.3	173.4
	E (GeV)	71.5 \pm 1.8	69.9 \pm 1.8	104.5 \pm 6.4	60.0 \pm 2.0
	I (mip)	0.9	0.9	1.9	0.9
1	fo (%)	0	0	3.0	0
2	H (%)	0.4	0.7	0.4	0.3
4	$\Delta\phi$ (mrad)	2	2	7	9
6	Δx (mm)	1.4	5.0	40.5	1.0
	Δy (mm)	1.8	4.7	8.8	2.1
7	Q(MTPC)(mip)	> 64	14	19	> 42
8	Δx (mm)	11	29	81	60
9	$\frac{ p^{-1} - E^{-1} }{\sigma(p^{-1} - E^{-1})}$	0.40	0.15	29.50*	0.09

*) Cette valeur ne satisfait pas le critère correspondant.

TABLE V.3

a) Nombre d'événements contenant un candidat électron à $p_T^e > 15$ GeV (après soustraction des 8 événements Z^0)

Topologie	Détecteur central	Détecteurs Avant/Arrière
Pas de jets supplémentaires	38	7
Jets à ρ opp < 0.2	20	4
Jets à ρ opp > 0.2	135	13

b) Nombre de candidats $W \rightarrow e\nu$ à $p_T^e > 25$ GeV/c, et estimation du bruit de fond

	Détecteur central	Détecteur Avant/arrière
Signal	30	7
Bruit de fond	1.4 ± 0.1	0.05

TABLE V.4

Paramètres des 37 événements $W \rightarrow e\nu$ avec $p_T^e > 25 \text{ GeV}/c$.

a) Electron dans le calorimètre central.

Run	Evénement	p_T^e [GeV]	E_e	θ_e	φ_e	p_T^ν	p_ξ^ν	p_η^ν
1921	41727	41.1	53.5	50.1	84.9	40.9	-40.9	-1.6
1961	294540	28.4	28.8	99.8	172.2	33.0	-32.9	-2.0
2013	13863	30.6	30.8	97.0	326.9	30.1	-29.6	-5.7
2015	35647	36.0	47.8	131.1	249.1	29.2	-29.2	-1.0
2022	103129	29.6	31.7	69.3	321.0	28.8	-28.4	4.8
2243	1661	37.1	43.0	120.5	170.3	39.0	-39.0	1.1
2334	451	40.5	61.1	138.4	302.6	35.8	-34.5	9.7
2339	16959	39.3	42.9	66.4	301.5	40.1	-40.1	-1.3
2354	30668	43.1	49.8	59.8	241.8	41.5	-41.0	-6.1
2388	2772	27.3	29.6	67.4	45.9	18.4	-18.3	-2.0
2414	32481	41.5	43.2	74.0	248.2	42.6	-41.9	-7.5
2444	1711	38.4	39.0	80.0	73.1	44.4	-44.4	1.1
2483	7753	33.2	47.7	44.2	196.7	21.6	-21.6	-0.5
2531	61880	41.1	44.8	113.5	288.1	36.5	-35.7	7.4
2628	26941	34.3	34.3	88.6	37.1	25.2	-23.6	8.9
2630	43261	33.7	33.7	92.5	194.7	54.8	-47.8	-26.8
2661	44562	34.2	34.2	90.6	68.1	51.9	-51.2	8.3
2668	13199	30.8	31.5	102.3	277.0	35.2	-35.2	-1.3
2668	21602	29.2	33.2	61.7	237.3	30.6	-30.6	0.3
2486	29644	42.6	45.4	110.1	250.2	42.5	-42.5	0.0
2490	61486	37.6	45.5	55.7	71.0	41.9	-41.8	3.1
2680	11463	39.5	40.9	105.4	103.5	36.9	-36.9	-1.5
2756	250396	38.6	41.2	110.4	92.6	42.1	-42.1	-1.9
2862	52817	38.3	39.3	105.1	196.9	39.2	-39.2	-1.1
2860	33277	42.6	42.7	85.7	205.0	41.8	-41.4	-5.5
2870	59272	37.8	38.3	98.8	70.2	51.9	-49.9	14.1
2869	50642	44.2	49.2	63.8	200.4	39.8	-39.8	0.7
2929	38453	39.8	46.0	59.9	279.0	40.6	-40.6	0.2
2941	11884	36.1	38.5	69.6	333.8	25.2	-24.9	-4.0
2992	256638	35.7	35.7	90.9	172.2	35.2	-35.2	1.0

b) Electron dans le calorimètre avant/arrière.

Run	Evénement	p_T^e	E_e	θ_e	φ_e	p_T^ν	p_ξ^ν	p_η^ν	p_e
1825	8359	31.8	64.2	150.3	262.2	32.6	-32.4	3.7	62.1
2411	9741	34.1	83.0	24.2	336.2	31.1	-31.1	-0.7	-74.1
2606	2806	33.6	58.2	144.6	95.7	43.0	-41.3	12.0	53.2
2700	66808	30.2	52.9	145.1	13.3	27.3	-27.2	-1.9	41.3
2718	31597	38.7	65.0	143.5	25.1	33.3	-32.5	-7.2	18.5
2916	125653	26.9	51.5	148.5	103.6	20.2	-20.2	0.4	42.8
2920	24689	42.7	96.8	153.9	350.2	43.5	-43.5	-1.5	67.2

TABLE VI.1

Comparaison des résultats UA2 et UA1 avec les prédictions théoriques.

	UA1	UA2	Modèle standard avec $\sin^2\theta_W$ = 0.217 ± 0.014
m_W (GeV)	$80.9 \pm 1.5 \pm 2.4$	$83.1 \pm 1.9 \pm 1.3$	83.0 +2.9 -2.7
m_Z (GeV)	$95.6 \pm 1.5 \pm 2.9$	$92.7 \pm 1.7 \pm 1.4$	93.8 +2.4 -2.2
$m_Z - m_W$ (GeV)	$14.7 \pm 2.1 \pm 0.4$	$9.6 \pm 2.5 \pm 0.2$	10.8 ± 0.5
$\sin^2\theta_W = 1 - m_W^2/m_Z^2$ (a)	0.284 ± 0.035	0.196 ± 0.047	0.217 ± 0.014
Δr (a)	$0.252 \pm 0.072 \pm 0.045$	$-0.025 \pm 0.170 \pm 0.030$	0.0696 ± 0.0020
$\sin^2\theta_W = \left(\frac{38.65 \text{ GeV}}{m_W}\right)^2$ (b)	$0.228 \pm 0.008 \pm 0.014$	$0.216 \pm 0.010 \pm 0.007$	0.217 ± 0.014
ρ (b)	$0.928 \pm 0.038 \pm 0.016$	$1.020 \pm 0.050 \pm 0.010$	1
$(\sigma_B)^{W^+ + e^+\nu}$	$530 \pm 80 \pm 90 \text{ pb}$	$500 \pm 100 \pm 100 \text{ pb}$	$370 \pm \frac{110}{60} \text{ pb}$
$(\sigma_B)^{Z^0 + e^+e^-}$	$71 \pm 24 \pm 13 \text{ pb}$	$104 \pm 40 \pm 20 \text{ pb}$	$42 \pm \frac{12}{6} \text{ pb}$

a) $\sin^2\theta_W$ et Δr sont calculés à partir des données UA2 et UA1 en faisant l'hypothèse que $\rho = 1$.

b) $\sin^2\theta_W$ et ρ sont calculés à partir des données, en utilisant la valeur théorique de Δr .

APPENDICE

CALCUL DE LA REGION DE CONFIANCE DE $\sin^2\theta_W$ ET ρ

Les formules (6-11) et (6-12) donnent $\sin^2\theta_W$ et ρ

$$\sin^2\theta_W = \frac{A^2}{M_W^2}, \quad \rho = \frac{M_W^2}{M_Z^2 \left(1 - \frac{A^2}{M_W^2}\right)}$$

où $A^2 = (38.65 \text{ GeV}/c^2)^2$

en fonction des masses M_W et M_Z qui sont connues avec la précision suivante :

$$M_W = 83.1 \pm 1.9 \text{ (stat.)} \pm 1.3 \text{ (syst.) GeV}/c^2$$

$$M_Z = 92.7 \pm 1.7 \text{ (stat.)} \pm 1.4 \text{ (syst.) GeV}/c^2$$

On additionne les erreurs statistique et systématique quadratiquement et on trouve :

$$\sigma_W = 2.3 \text{ GeV}/c^2, \quad \sigma_Z = 2.2 \text{ GeV}/c^2$$

On considère les variables indépendantes

$$x_1 \pm \sigma_{x1} = M_W^2 \pm 2M_W\sigma_W = 6906 \pm 382 \text{ (GeV}/c^2)^2$$

$$x_2 \pm \sigma_{x2} = M_Z^2 \pm 2M_Z\sigma_Z = 8593 \pm 409 \text{ (GeV}/c^2)^2$$

Désormais les unités $(\text{GeV}/c^2)^2$ sont sous-entendues.

Si on définit $y_1 = \sin^2\theta_W$, $y_2 = \rho$, la matrice de covariance de y_1, y_2 est donnée par [69, p.65] :

$$C_y = T C_x T^T$$

où

$$C_x = \begin{pmatrix} \sigma_{x1}^2 & 0 \\ 0 & \sigma_{x2}^2 \end{pmatrix}$$

T est la matrice des dérivées (Matrice de Jacobi) $T_{ij} = \frac{\partial y_i}{\partial x_j}$ et C_y est la matrice de covariance recherchée de $\sin^2 \theta_w$ et ρ .

$$C_y = \begin{pmatrix} \sigma_{y1}^2 & \rho' \sigma_{y1} \sigma_{y2} \\ \rho' \sigma_{y1} \sigma_{y2} & \sigma_{y2}^2 \end{pmatrix}$$

ρ' est le coefficient de corrélation entre y_1 et y_2 .

$$T_{11} = - \frac{\sin^2 \theta_w}{M_w^2}$$

$$T_{12} = 0$$

$$T_{21} = \rho \left[\frac{1}{M_w^2} - \rho \frac{A_{M_w}^{2,2}}{M_w^6} \right]$$

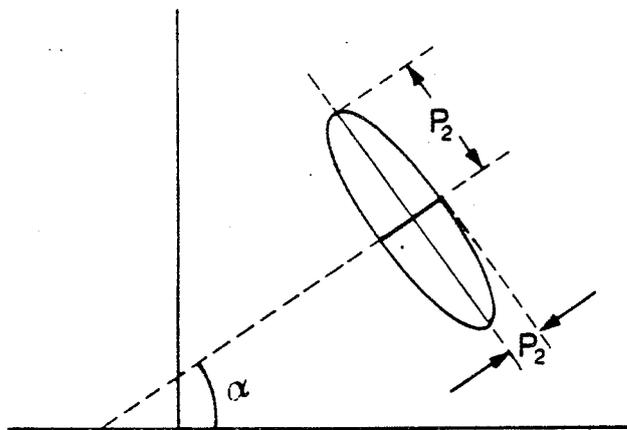
$$T_{22} = \frac{-\rho}{M_z^2}$$

On trouve :

$$C_y = \begin{pmatrix} 9,8 \sigma_{x1}^2 & -33,5 \sigma_{x1}^2 \\ -33,5 \sigma_{x1}^2 & 114,5 \sigma_{x1}^2 + 141,6 \sigma_{x2}^2 \end{pmatrix} \times 10^{-10}$$

d'où :

$$\sigma_{y1} = 0,012, \quad \sigma_{y2} = 0,06, \quad \rho' = -0,64$$



Les 2 demi-axes et l'angle de corrélation sont [69, p.14] :

$$P_1 = 0,009, \quad P_2 = 0,07, \quad \alpha = +7^\circ$$

Références.

- [1] E.Fermi, *La Ricerca Scientifica* 4, (1933) 491.
- [2] O.Klein, *Les Nouvelles Théories de la Physique*, *Compte Rendu du Symposium de Varsovie, 1938*, (Institut International de Coopération Scientifique, Paris 1939), p.6.
- [3] M.Banner et al.(UA2 coll.), *Phys.Lett.* 122B (1983) 476.(1er W)
- [4] P.Bagnaia et al.(UA2 coll.), *Phys.Lett.* 129B (1983) 130.(Z)
- [5] G.Arnison et al.(UA1 coll.), *Phys.Lett.* 122B, 103 (1983) (W)
G.Arnison et al.(UA1 coll.), *Phys.Lett.* 126B, 398 (1983) (Z)
- [6] S.Van der Meer, *CERN-ISR.Po 72-31* (1972).
- [7] Rapport CERN 77-08;
P.Bramham et al., *N.I.M.* 125 (1975) 201.
C.Rubbia, cours à l' école de Gif 1977, vol II, p. 139, IN2P3, Paris.
D.Mohl et al., *Ph.Rep.* 58 (1980) 73.
- [8] C.Rubbia, *Proc. Int. Neutrino Conf.*, Aachen 1976, p. 683.
- [9] C.Quigg, *Rev.Mod.Phys.* 49 (1977) 297.
R.Horgan, M.Jacob, *Proc. of the 1980 CERN School of Physics*, CERN 81-04.
J.Ellis et al., *Ann.Rev.Nuc.Part.Sci.* 32 (1982) 443.
M.Banner, lecture at the *Int.School of El. Part. Phys.*, Kupari-Dubrovnik 1983, Rapport DPhPE 83-15 Saclay.
L.Di Lella, lectures at the 1983 JINR-CERN School of Physics, CERN-EP/84-44.
G.Goggi, *Riv. del Nuovo Cim.* 7 (1984) 1.
- [10] P.Bagnaia et al.(UA2 coll.), *Z.Phys. C* 24 (1984) 1. (W 83)
- [11] G. 't Hooft, *Nucl.Ph. B* 35 (1971) 167.
- [12] S.L.Glashow, *Nucl.Phys.* 22 (1961) 579;
S.Weinberg, *Phys.Rev.Lett.* 19 (1967) 1264;
A.Salam, *Proc. 8th Nobel Symp.*, Stockholm 1968, ed. N.Svart
p. 367.
- [13] S.L.Glashow, J.Iliopoulos, L.Maiani, *Phys.Rev. D*, 2, (1970) 1285.
- [14] F.J.Hasert et al., *Phys.Lett. B* 46 (1973) 138.
- [15] Une revue récente est donnée par P.Darriulat, lectures at the 1984 Scottish Summ.Sch. in Phys., CERN-EP/84-152.
- [16] M.Gell-Mann, *Phys. Lett.* 8 (1964) 214;
G.Zweig, CERN 8419, TH412 (1964).

- [17] R.P.Feynman, Proc. Third Int. Conf. on High Energy Collisions, Stony Brook, 1969.
- [18] M.Breidenbach et al., Phys. Lett. 23 (1969) 935.
- [19] J.D.Bjorken et E.A.Paschos, Phys.Rev. 185 (1969) 1975;
S.D.Drell, D.J.Levy et T.M.Yan, Phys.Rev. 187 (1969) 2159;
J.Kuti et V.F.Weisskopf, Phys.Rev. D4 (1971) 3418.
- [20] G.Hanson et al., Phys.Rev.Lett. 35 (1975) 1609.
- [21] B.Alper et al., Phys.Lett. B44 (1973) 521;
M.Banner et al., Phys.Lett. B44 (1973) 537;
F.W.Busser et al., Phys.Lett. B46 (1973) 471 et Proc. 16th Int. Conf. on H.E. Phys. (Chicago 1972).
Une revue est donnée par P.Darriulat, Ann.Rev.Nuc.Part.Sci. 30 (1980) 159.
- [22] M.Banner et al., Phys.Lett. 118B (1982) 203.
- [23] G.Arnison et al., Phys.Lett. 123B (1983) 115.
- [24] L.Maiani et C.Savoy, cours à l' école de Gif 79, IN2P3 Paris.
- [25] R.E.Marshak et al., Theory of Weak Interactions in Particle Physics, Wesley-Interscience (1969).
- [26] H.Abramowicz et al. (CDHS coll.), IHEP-HD/84-10
- [27] W.Marciano et A.Sirlin BNL preprint 1983.
- [28] Une revue des effets radiatifs est donnée par G.Martinelli, Summer Course of the Intern. School of Physics, Varenna, 1984, CERN-TH.3971/84.
- [29] A.Sirlin, Phys.Rev. D 22 (1980) 971.
W.J.Marciano, A.Sirlin, Phys.Rev. D 22 (1980) 2695.
- [30] J.F.Wheater, C.H.Llewellyn Smith Nuc.Ph. B208 (1982) 27.
- [31] S.Sarantakos, A.Sirlin et W.J.Marciano, Nuc.Phys. B217 (1983) 84.
- [32] W.Marciano International Lepton Photon Symposium, Cornell University, 1983
- [33] J.Ellis et al., Ann.Rev.Nuc.Part.Sci. 32 (1982) 443.
- [34] W.Marciano et Z.Parsa, Proc. Cornell Z^0 Theory Workshop, CNLS 81-485, Ithaca NY (1981), p.127.
- [35] M.Gluck et al., Z.Phys. C13 (1982) 119.

- [36] G. Altarelli, R.K. Ellis, M. Greco, G. Martinelli, Nuc. Phys. B 246 (1984) 12.
- [37] The staff of the CERN $p\bar{p}$ project, Phys. Lett. B 107 (1981) 306.
- [38] P.I.P. Kalmus, International Workshop on Very High Energy Interactions, University of Pennsylvania (April 82), CERN EP/82-58.
- [39] M. Bozzo et al., (UA4 coll.), Phys. Lett. 147 B (1984) 392.
R. Battiston et al. (UA4 coll.), Phys. Lett. 117B (1982) 126.
- [40] Proposal UA2, CERN/SPSC/78-8 P93, et Addendum, CERN/SPSC/78-54.
- [41] B. Mansoulié, Proc. of the 3rd Moriond Workshop on $p\bar{p}$ Physics (1983), p.609, Ed. Frontières 1983.
- [42] M. Dialinas et al., LAL-RT/83-14;
R. Battiston, thèse 3e cycle, LAL 82/15 (juillet 1982);
N. Prévot, Thèse de 3e cycle, LAL 82/13 (mai 1982);
L. Fayard, Thèse d'Etat, LAL 83/32, Orsay, Dec. 1983.
- [43] A. Beer et al., Nucl. Instr. Meth. 224 (1984) 360.
- [44] G. Schuler, rapport jaune CERN 82-09 (1982)
- [45] V. Hungerbühler, rapport jaune CERN 81-07 (1981) 46.
- [46] C.W. Fabjan et T. Ludlam, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 32, 1982.
- [47] C.W. Fabjan et al., NIM 141 (1977) 61.
- [48] C. Conta et al., CERN-EP/83-176, 1983
- [49] K. Borer et al., Nucl. Instr. Meth. 224 (1984) 65.
- [50] A. Corre et al., NIM 179 (1981) 585, et références.
- [51] S. Iwata, Tristan workshop, DPNU-3-79.
- [52] La production inclusive de particules chargées et neutres dans UA2 est exposée dans:
M. Banner et al., Phys. Lett. 115B (1982) 59.
M. Banner et al., Phys. Lett. 122B (1983) 322.
M. Banner et al., Z. Phys. C 27 (1985) 329.
E. Lançon, Thèse de 3^e cycle, Université de Paris VII, 1985.
- [53] P. Bagnaia et al. (UA2 coll.), Z. Phys. C 20 (1983) 117.
P. Bagnaia et al. (UA2 coll.), Phys. Lett. 138B (1984) 430.
- [54] B. Mansoulié, Thèse d'Etat, Université de Paris XI, 1984.
- [55] P. Bagnaia et al. (UA2 coll.), Phys. Lett. 139B (1984) 105.

- [56] F.E.Paige, S.D.Protopopescu: BNL report 31987 (1981)
- [57] F.M.Renard, Basics of Electron Positron Collisions, Edition Frontières, Gif sur Yvette, 1981.
- [58] Review of Particle Properties. Rev.Mod.Phys. 56 (1984)
- [59] G.Arnison et al.(UA1 coll.), Phys.Lett. 129B, 273 (1983) (fur)
- [60] C.Jarlskog, F.J.Yndurain, Phys.Lett. 102b, 361 (1983);
F.Halzen, K.Mursula, Univ. Helsinki HU-TFT 83-36 (1983);
K.Hikasa, Univ. Wisconsin MAD/PH/144 (1983).
P.Chiappetta, M.Perrottet, Marseille preprint CPT-83/P.1525 (1983).
- [61] J.E.Kim et al., Rev.Mod.Phys. 53 (1981) 211.
- [62] J.Panman, 1st Aspen Winter Conference, Aspen, CO, 1985, CERN-EP/85-35.
- [63] C.Y.Prescot et al., Phys.Lett. 84B,, (1979) 524.
- [64] J.Steinberger, Summer Inst. on Part. Phys., Stanford 1984, CERN-EP/84-153.
- [65] W.Marciano, A.Sirlin, Phys. Rev. D8 (1973) 3612.
- [66] F.A.Berends, R.Kleiss, Leiden PZE 27016.
- [67] F.A.Berends et al., CERN-EP/84-117, 1984.
- [68] W.T Eadie et al., Statistical Methods in Experimental Physics, p.282. Amsterdam, North Holland 1971.
- [69] Formulae and Methods in Experimental Data Evaluation, publié par EPS et CERN, Vol. 1.
- [70] Y.S. Tsai, Rev.Mod.Phys. 46 (1974) 815 et Erratum, Rev.Mod.Phys. 49 (1977) 421.
- [71] E.Eichten et al., Rev.Mod.Phys. 56 (1984) 579.
- [72] M.E.Preskin, 3rd Summer School on High Energy Particle Accelerators, N.York 1983, SLAC-PUB-3945 (1984)

Manuscrit reçu le 18 novembre 1985

REMERCIEMENTS.

Ce travail a été effectué au sein du Département de Physique des Particules Élémentaires du CEN de Saclay. Je remercie tous mes collègues et, en particulier, la Direction du Laboratoire de m' avoir accueilli et de m' avoir permis de mener à bien cette thèse.

Monsieur M.Banner a dirigé cette thèse. Son rôle dans la conception et le déroulement de l' expérience UA2 a été d' une importance capitale. Travailler avec lui a été pour moi extrêmement stimulant et m' a permis de profiter de ses connaissances et de son expérience. Qu' il trouve ici l' expression de ma gratitude.

Je tiens à remercier particulièrement H.Zaccone qui m' a prodigué sans compter son aide pendant la préparation de la thèse. Ses suggestions et ses critiques m' ont été précieuses. Je remercie également A.Roussarie pour ses conseils avisés pendant la rédaction et pour l' intérêt constant qu' il a montré envers ce travail.

Au sein du groupe UA2 de Saclay j' ai beaucoup appris en travaillant dans une ambiance d' entraide et d' amitié. J' en remercie mes collègues, J.Appel, Ph.Bloch, E.Lançon, B.Mansoulié, M.Polverel, V.Ruhlmann, J.Teiger et A.Zylberstejn.

De même, le travail au sein de la collaboration UA2 s' est effectué dans un esprit de coopération et un souci d' efficacité, avec tout l' enthousiasme que suscite la participation à une expérience de physique passionnante. Je tiens à en remercier l' ensemble de la collaboration.

En particulier, P.Darriulat et L.Di Lella du CERN, dont le rôle moteur dans la collaboration a été décisif, ont toujours été disponibles et prêts à partager leurs connaissances et leur expérience. Je les remercie de l' intérêt qu' ils ont porté à mon travail et d' avoir accepté de faire partie du jury.

Je remercie enfin ceux qui ont participé à l' édition de cette thèse:
Mesdames O.Lebey, E.Frassati, Y.Goutard, Monsieur D.Pouillet et Mesdames
D.Breisch et M.Bertevas qui ont réalisé les dessins.