

J. Jany

THESE

présentée par

Nicolas Huot

pour obtenir
le titre de Docteur de l'Université Paris 7
(Spécialité physique des particules)

Sujet: Estimation et réjection de l'empilement pour la mesure des
fonctions de structure par les calorimètres de H1

Soutenue le 23 janvier 1992

devant la commission d'examen :

MM. Etienne BARRELET
Jean-Claude BIZOT
Albert De ROECK
Bernard GROSSETETE
Jean-Francois RENARDY
Claude VALLEE

Introduction

Le premier collisionneur électron-proton HERA entrera en service à Hambourg au printemps 1992. Les interactions entre électrons de 30 GeV et protons de 820 GeV permettront de sonder la structure interne du proton avec une résolution dix fois meilleure que celle des expériences antérieures réalisées sur cible fixe.

La France est impliquée dans la construction de l'une des deux expériences installées sur HERA: le détecteur H1. La pièce maîtresse de celui-ci est un calorimètre à argon liquide dont la réalisation représente une part importante de l'activité de la collaboration française.

L'équipe H1 du laboratoire de Paris VI/VII (LPNHE) s'est particulièrement occupée de la mise au point du système de déclenchement et d'acquisition de données de ce calorimètre. Celui-ci est conçu en fonction des fortes contraintes imposées par les conditions de faisceau (fréquence de croisement de 10 MHz , bruit de fond), qui se rapprochent de celles que l'on rencontrera sur les futurs collisionneurs LHC ou SSC. En particulier, le calorimètre de H1 sera sensible au phénomène d'empilement, les dépôts d'énergie d'événements différents pouvant se superposer pendant le temps de sensibilité ($10\mu s$) du calorimètre. Toute une branche du système d'acquisition est conçue spécialement pour traiter ce problème.

Notre travail consistera à définir les meilleurs moyens d'utiliser ces données pour estimer et rejeter l'empilement en vue de la mesure des fonctions de structure du proton.

Dans un premier chapitre nous rappelons les caractéristiques essentielles de la physique à HERA et du détecteur H1. Nous insistons plus particulièrement sur les aspects liés à l'empilement, à savoir les conditions de bruit de fond de faisceau, les temps de sensibilité des différents sous-détecteurs et les méthodes d'analyse physique en vue de la détermination des fonctions de structure. Le second chapitre présente une description détaillée du système d'acquisition de données des calorimètres, éléments les plus sensibles à l'empilement. Nous insistons particulièrement sur les spécificités du système permettant de contrôler

l'empilement .

Un troisième chapitre explique comment fonctionnent les programmes utilisés pour simuler les interactions de bruit de fond de faisceau, le détecteur et l'empilement proprement dit.

Après cette première partie présentant les données et les outils du problème, nous donnons les résultats de notre étude.

Le chapitre 4 détaille la topologie des événements de bruit de fond de faisceau vus par le détecteur et les biais produits par l'empilement sur l'analyse physique des événements.

Le chapitre 5 expose les principes utilisés pour identifier les signaux d'empilement. Nous décrivons les méthodes envisageables pour corriger ou étiqueter les événements de physique les plus affectés, ainsi que l'efficacité que nous pouvons en attendre. Nous étudions ces résultats en fonction du taux de bruit de fond de faisceau et nous expliquons de quel façon l'empilement pourra être contrôlé pendant la prise de données.

Enfin le dernier chapitre présente dans quelle mesure nos méthodes de réjection de l'empilement peuvent améliorer la détermination des fonctions de structure proprement dites.

Chapitre 1

Le programme H1

Ce chapitre donne une vue d'ensemble de l'expérience H1. Nous exposons d'abord la physique réalisable dans le cadre des collisions $e - p$. Après avoir détaillé les caractéristiques de la machine, dont dépendent les interactions de bruit de fond, nous décrivons les éléments principaux du détecteurs. Ces différents points conditionnent l'étude menée dans les chapitres suivants.

1.1 La physique de HERA

La diffusion lepton-hadron a joué dans le passé un grand rôle en physique des particules. Elle a conduit entre autres à la découverte de la sous-structure des hadrons [1]. HERA est le premier collisionneur $e - p$ où le proton cible n'est pas fixe. Avec un électron de 30 GeV et un proton de 820 GeV, nous avons une énergie dans le centre de masse de $\sqrt{s} = 314$ GeV. Il faudrait un électron de 52 TeV pour atteindre la même énergie en cible fixe !

1.1.1 Intérêt de la physique électron-proton

L'électron est un lepton, donc insensible à l'interaction forte qui lie entre eux les quarks du proton. Il peut pénétrer assez profondément dans le nucléon sans être perturbé. Les produits de l'interaction donnent directement des informations sur la structure à petite échelle du proton.

Ces données sont intéressantes à deux points de vue :

- Nous pouvons considérer l'électron comme une sonde de l'intérieur du proton, et de part la connaissance des interactions mises en jeu remonter à la structure de celui-ci. C'est ce que nous appelons la physique inclusive.
- Nous pouvons aussi considérer l'électron simplement comme un moyen d'exciter l'ensemble des quarks constituant le proton et nous intéresser seulement aux produits de la réaction. C'est ce que nous appelons la physique exclusive.

Dans le cadre de la physique inclusive, les réactions possibles électron-quark sont décrites par la théorie unifiée de l'interaction électrofaible [2], bien établie, ce qui est un avantage par rapport aux collisions pp.

Au premier ordre, les deux graphes possibles sont représentés sur la figure 1.1. Le boson échangé entre l'électron et le quark peut être soit neutre, photon ou Z^0 , auquel cas nous parlons d'interaction à courant neutre, soit chargé, W^\pm , où nous parlons d'interaction à courant chargé.

La structure interne du proton est décrite par la chromodynamique quantique (QCD). Puisqu'il s'agit d'un état lié, un calcul perturbatif n'est pas possible, ce qui signifie que nous ne pouvons pas faire a priori de prédictions quantitatives concernant les distributions de partons. Celles-ci sont représentées par des fonctions dites "fonctions de structure" dont le nombre est limité par les symétries de l'interaction électron-quark, et que l'on peut paramétriser de façon plus ou moins empirique. A Hera, l'un des principaux objectifs de physique est de tester si l'évolution des fonctions de structure prédite par QCD est cohérente avec ces fonctions mesurées à bas Q^2 . Les paramétrisations existantes des fonctions de structure non discriminables aux énergies actuelles adoptent alors des comportements différents que nous pouvons comparer aux données expérimentales.

Nous revenons plus en détail sur cette physique inclusive au paragraphe 1.1.2.

Le second volet de l'étude des interactions $e - p$ est la physique exclusive où nous regardons ce que la réaction a formé.

La caractéristique essentielle de cette physique est liée au fait que l'électron peut agir localement sur un quark, contrairement aux interactions p-p dans lesquelles plusieurs quarks réagissent ensemble.

Nous avons alors un mécanisme d'hadronisation entre les deux quarks spectateurs et le quark cible qui va conduire à la formation de gerbes de particules hadroniques appelées jets.

La topologie de ces jets, liée au mécanisme même d'hadronisation, est aussi décrite par la théorie QCD. L'énergie des particules interagissantes est suffisamment importante pour donner accès à des moments de transfert Q^2 importants entre le

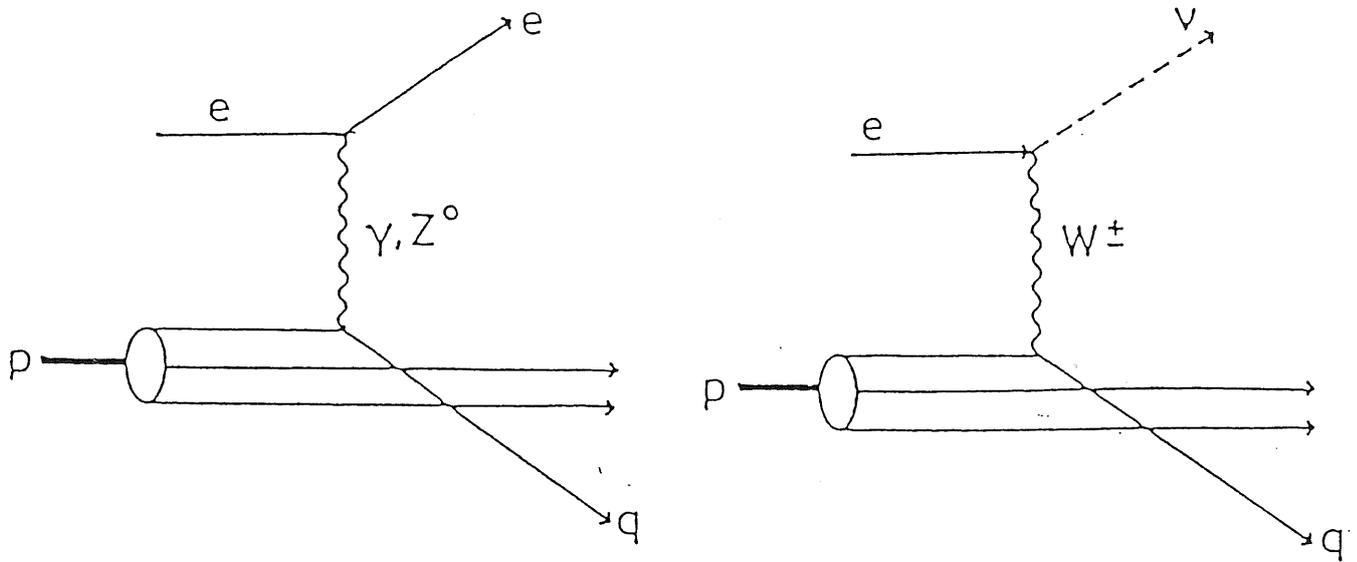


Figure 1.1: Graphe des interactions courant neutre et courant chargé

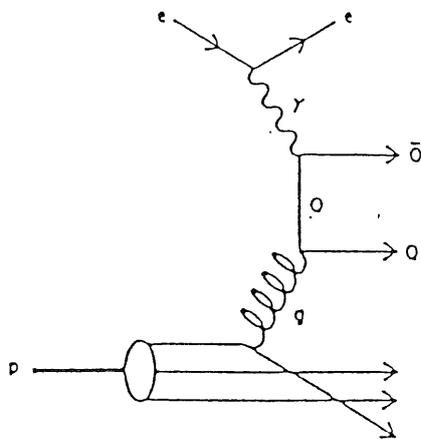


Figure 1.2: Graphe de la fusion boson-gluon

proton et l'électron. Cette augmentation d'espace de phase disponible pour la radiation de gluons se traduit par un grand nombre d'événements multijets.

Le domaine d'énergie de HERA offre ainsi un nouveau champ pour tester QCD dans une région cinématique inexplorée.

En particulier, la masse invariante du boson échangé entre proton et électron peut être suffisamment grande pour pouvoir sonder des hétérogénéités dans les distributions de partons dans le proton. Jusqu'ici la densité d'un quark donné dépend uniquement de sa fraction d'impulsion x par rapport au proton, et celle-ci diverge en $1/x$. Cette divergence à très bas x n'est pas physique, il doit exister un phénomène de saturation conduisant à l'existence dans le proton de petites régions à haute densité de partons ("hot spots" [3]) induisant des jets très typiques.

L'étude des saveurs lourdes est aussi possible à HERA, le mode de production de paires $q\bar{q}$ le plus simple étant la fusion boson-gluon (fig 1.2)

Bien que le quark t soit inaccessible pour HERA étant données les limites actuelles imposées par les expériences du LEP [4, 5], les taux de productions pour les quarks c et b avec une luminosité intégrée de 100 pb^{-1} sont respectivement de 10^8 et 10^6 [6]. Cette luminosité intégrée est attendue après un an de prise de donnée. Ils permettent des tests quantitatifs de QCD ainsi que la détermination précise de la fonction de structure du gluon par l'identification de J/Ψ ($c\bar{c}$) ou Y^* ($b\bar{b}$).

Parmi les particules exotiques pouvant être observées à HERA, on peut citer en particulier les leptoquarks. Ce sont des particules ayant des nombres baryonique et leptonique non nuls prédites par les théories de grande unification regroupant la théorie électrofaible et la chromodynamique quantique.

Elles peuvent se coupler simultanément à un électron et à un quark, ce qui fait de HERA la machine la mieux adaptée à leur recherche.

La signature la plus simple de ces particules est une résonance dans la réaction $ep \rightarrow S \rightarrow ep$. Nous pourrions les détecter à HERA jusqu'à une masse d'environ $300 \text{ GeV}/c^2$.

1.1.2 Physique inclusive

Nous nous intéressons à l'interaction proton-électron proprement dite. Dans un premier temps nous définissons les variables caractérisant complètement la cinématique de la réaction, ce qui nous permet ensuite d'étudier l'aspect dynamique, à savoir les fonctions de structure.

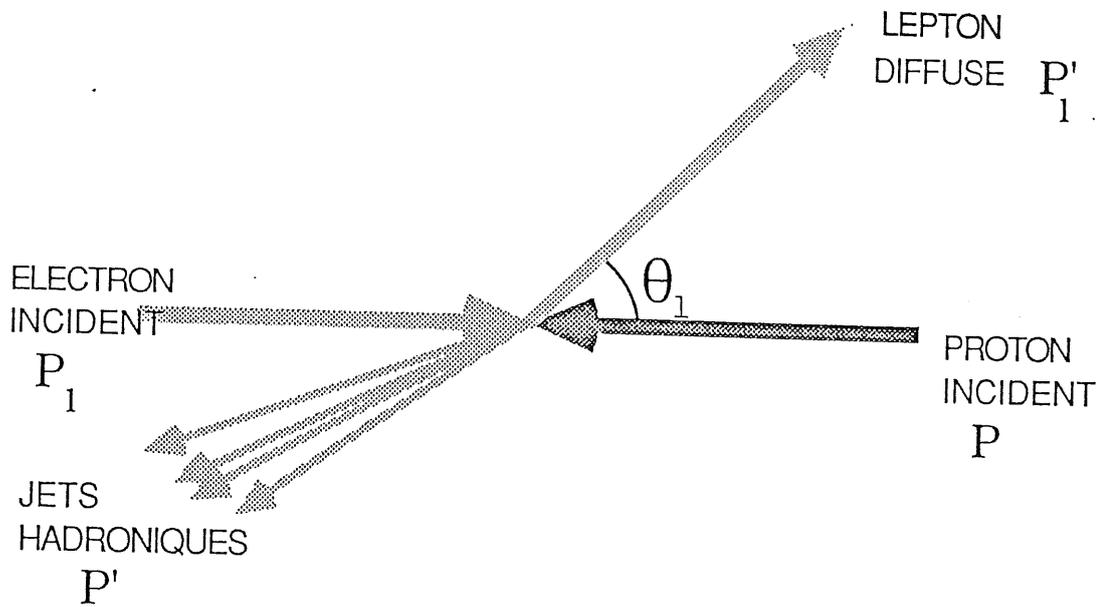


Figure 1.3: schéma de l'interaction

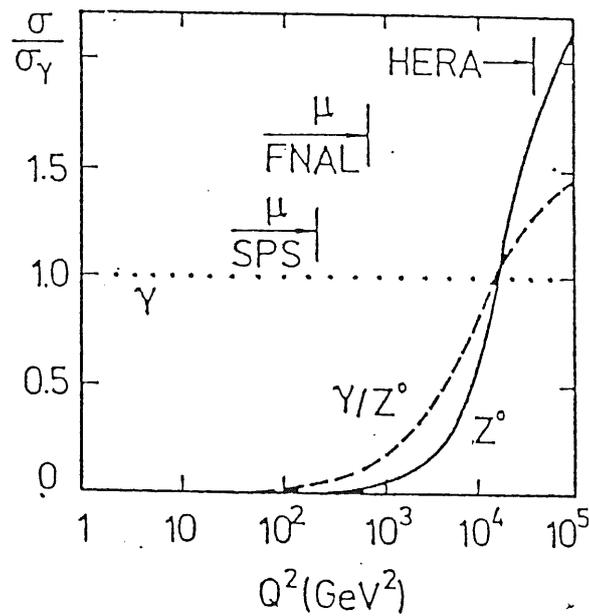


Figure 1.4: Importance des termes en Z^0 et γ/Z^0 dans l'interaction à courant neutre

a) Les variables cinématiques à HERA

Pour définir la cinématique de la réaction, les variables suivantes sont utilisées (voir figure 1.3) :

- $$Q^2 \equiv -q^2 = -(P_l - P_l')^2 = -(P' - P)^2 \quad (1.1)$$

Q^2 est le carré de la masse virtuelle du boson échangé.

- $$y \equiv \frac{P \cdot q}{P \cdot P_l} \quad (1.2)$$

y est la fraction d'énergie échangée entre le lepton initial et le lepton diffusé dans le référentiel où le proton initial est au repos.

On a $0 < y < 1$.

- $$x \equiv \frac{Q^2}{2P \cdot q} \quad (1.3)$$

Dans le modèle des partons, si on suppose que l'impulsion d'un quark du proton initial est : $p_i = \xi(E_p, 0, 0, -E_p)$ et que les états final et initial des quarks sont sans masse ($p_i^2 = p_f^2 = 0$), on a

$$0 = p_f^2 = (p_i + q)^2 = 2p_i \cdot q + q^2 = \xi 2P \cdot q - Q^2 \quad (1.4)$$

d'où

$$\xi = \frac{Q^2}{2P \cdot q} = x \quad (1.5)$$

Dans ces conditions, la variable x peut être interprétée comme le rapport du moment du quark interagissant au moment du proton initial. Cette relation n'est qu'approximative, et devient inexacte si nous devons tenir compte des corrections de QCD.

Comme pour y nous avons $0 < x < 1$.

Comme toutes les diffusions à deux corps, à cause de la conservation de l'énergie-impulsion, la réaction ne possède que deux degrés de liberté. Ce qui signifie que ces variables sont liées. Il n'existe que deux variables indépendantes.

Dans notre cas :

$$Q^2 = xys \quad (1.6)$$

Où s est le carré de l'énergie dans le centre de masse.

Le plus souvent, les sections efficaces différentielles sont étudiées en fonction des couples de variables (x, Q^2) ou (x, y) . Dans notre étude, il sera plus intéressant

de se placer dans le plan (y, Q^2) , comme cela est expliqué au chapitre 3. Dans certaines diffusions, en particulier dans le cas des courant-neutres, il peut être plus commode d'utiliser simplement l'énergie et l'angle du lepton diffusé comme variables indépendantes.

Signalons que l'on utilise aussi dans l'étude de certains processus d'hadronisation en physique exclusive les variables :

$$\nu \equiv \frac{P \cdot q}{m_p} \simeq \frac{2E_p(E_e - E_l \cos^2 \frac{\theta_l}{2})}{m_p} \quad (1.7)$$

ν est l'énergie du courant échangé dans le repère du proton initial.

$$W \equiv (q + P)^2 \quad (1.8)$$

W est la masse invariante de l'ensemble des particules hadroniques diffusées

ν et W sont liées à x, y par :

$$x = \frac{Q^2}{2m_p \nu} \quad (1.9)$$

$$y = \frac{\nu}{\nu_{max}} \quad (1.10)$$

$$W^2 = Q^2 \frac{1-x}{x} + m_p^2 \quad (1.11)$$

b) Les fonctions de structures

L'un des principaux objectifs du collisionneur HERA est la détermination des fonctions de structure du proton dans un domaine cinématique jusqu'ici inexploré.

A un facteur multiplicatif près, la section efficace de la diffusion $e - p$ est :

$$d\sigma = \sum_h \left| \begin{array}{c} P_1 \quad P_1' \\ \diagdown \quad / \\ \text{wavy line } b \\ / \quad \diagdown \\ p \quad h \end{array} \right|^2 \quad (1.12)$$

où le boson b est soit un W dans le cas de courant chargé, soit un Z^0 ou un γ dans le cas de courant neutre (voir figure 1.3 pour les notations)
ce qui donne en introduisant les tenseurs leptonique $L_{\mu\nu}$ et hadronique $W_{\mu\nu}$

$$d\sigma \simeq L^{\mu\nu}W_{\mu\nu} \quad (1.13)$$

$L_{\mu\nu}$ correspond au vertex de l'électron et est parfaitement défini par la théorie électrofaible.

Par contre $W_{\mu\nu}$ correspond au vertex du proton où intervient la théorie QCD et ne peut pas faire l'objet d'un calcul perturbatif. Compte tenu de la conservation du courant et du fait que les seuls quadrivecteurs disponibles pour construire $W_{\mu\nu}$ sont P_μ et q_μ , $W_{\mu\nu}$ se réduit à la somme de trois termes :

$$W_{\mu\nu} = (-g_{\mu\nu} + \frac{q_\mu q_\nu}{q^2})F_1 + (P_\mu - \frac{P \cdot q}{q^2}q_\mu)(P_\nu - \frac{P \cdot q}{q^2}q_\nu)\frac{F_2}{m_P} - i\epsilon_{\mu\nu\rho\sigma}P^\rho q^\sigma \frac{F_3}{2P \cdot q} \quad (1.14)$$

où nous avons introduit les trois fonctions de structure à déterminer pour tenir compte de la composition du proton.

Dans le cas des courants neutres, l'intégration de l'expression 1.13 donne :

$$\frac{d^2\sigma^{NC}(e\bar{F}p)}{dx dQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{xQ^4} \left[y^2 x F_1^{NC}(x, Q^2) + (1-y)F_2^{NC}(x, Q^2) \pm (y - \frac{y^2}{2})x F_3^{NC}(x, Q^2) \right] \quad (1.15)$$

La méthode la plus simple pour obtenir l'allure de ces fonctions consiste à utiliser l'approximation du "photon échangé", où l'on utilise l'expression de la section efficace :

$$\frac{d^2\sigma^{NC}(e\bar{F}p)}{dx dQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{xQ^4} \left[y^2 x F_1^{NC}(x, Q^2) + (1-y)F_2^{NC}(x, Q^2) \right] \quad (1.16)$$

Cette approximation n'est valable que lorsque les contributions du terme en Z^0 et du terme d'interférence en γ/Z^0 sont petites (figure 1.4), c'est à dire pour $Q^2 < 10^4 \text{ GeV}/c^2$. Cela revient à faire l'hypothèse de conservation de la parité. Dans le cadre du modèle des partons dans lequel on exprime la section efficace totale comme somme des sections efficaces électron-quark, on établit la relation de Callan-Gross :

$$F_2 = 2xF_1$$

d'où :

$$\frac{d^2\sigma^{NC}(e\bar{F}p)}{dx dQ^2} = \frac{2\pi\alpha^2}{xQ^4} (1 + (1-y)^2) F_2^{NC}(x, Q^2) \quad (1.17)$$

Les approximations consistant à prendre $F_2 = 2xF_1$ et $F_3 = 0$ pour les interactions à courant neutre seront utilisées au début à Hera. La méthode est simple,

l'estimation des erreurs peut se faire facilement et elle ne nécessite qu'une seule section efficace différentielle.

Avec ces hypothèses, F_2 est reliée aux distributions de quarks q_f par :

$$F_2(x, Q^2) = \sum_f \left[xq_f(x, Q^2) + x\bar{q}_f(x, Q^2) \right] e_f^2 \quad (1.18)$$

La somme est effectuée sur toutes les saveurs des quarks de charge électrique e_f . Dans le cas où les contributions du terme d'interférence γ/Z^0 et du terme purement faible Z^0 ne sont plus négligées par rapport à la contribution du photon γ , e_f^2 est remplacé par un facteur plus compliqué où interviennent les facteurs de couplage faible quark- Z^0 et électron- Z^0 . De plus F_3 n'est plus nulle et s'exprime linéairement en fonction de $xq_f(x, Q^2) - x\bar{q}_f(x, Q^2)$. La non conservation de la parité est reflétée par l'antisymétrie par permutation des distributions de quarks.

De la même façon, pour les courants chargés nous avons :

$$\frac{d^2\sigma}{dx dQ^2} = \frac{G_F^2}{x2\pi(1 + \frac{Q^2}{M_W^2})^2} \left[y^2 x F_1^{CC} + (1-y) F_2^{CC} + (y - \frac{y^2}{2}) F_3^{CC} \right] \quad (1.19)$$

Où G_F est la constante de Fermi et M_W la masse du W.

Nous pouvons ici aussi remplacer en première approximation F_2 par $2xF_1$.

Les neutrinos étant polarisés gauche, $\frac{d\sigma}{dx dQ^2}$ sera nulle si le lepton incident est un électron polarisé droit ou un positron polarisé gauche.

En termes de distributions de quarks et en utilisant seulement quatre saveurs, cette section efficace devient :

$$\frac{d^2\sigma}{dx dQ^2}(e^- p) = \frac{G_F^2}{\pi} \left(\frac{M_W^2}{Q^2 + M_W^2} \right)^2 \left[(u+c) + (1-y)^2(\bar{d} + \bar{s}) \right] \quad (1.20)$$

$$\frac{d^2\sigma}{dx dQ^2}(e^+ p) = \frac{G_F^2}{\pi} \left(\frac{M_W^2}{Q^2 + M_W^2} \right)^2 \left[(\bar{u} + \bar{c}) + (1-y)^2(d + s) \right] \quad (1.21)$$

Nous voyons que pour extraire les distributions de quarks la seule connaissance de F_2 ne suffit pas. Il est nécessaire de combiner plusieurs sections efficaces (courants neutres et courants chargés) et de faire des hypothèses simples comme de négliger les distributions des quarks de la mer par rapport aux quarks de valence à haut x .

Des procédures d'extraction exacte des fonctions de structure F_1 , F_2 , F_3 doivent donc être conduites par des méthodes dites d' "unfolding" nécessitant cette fois plusieurs sections efficaces différentielles.

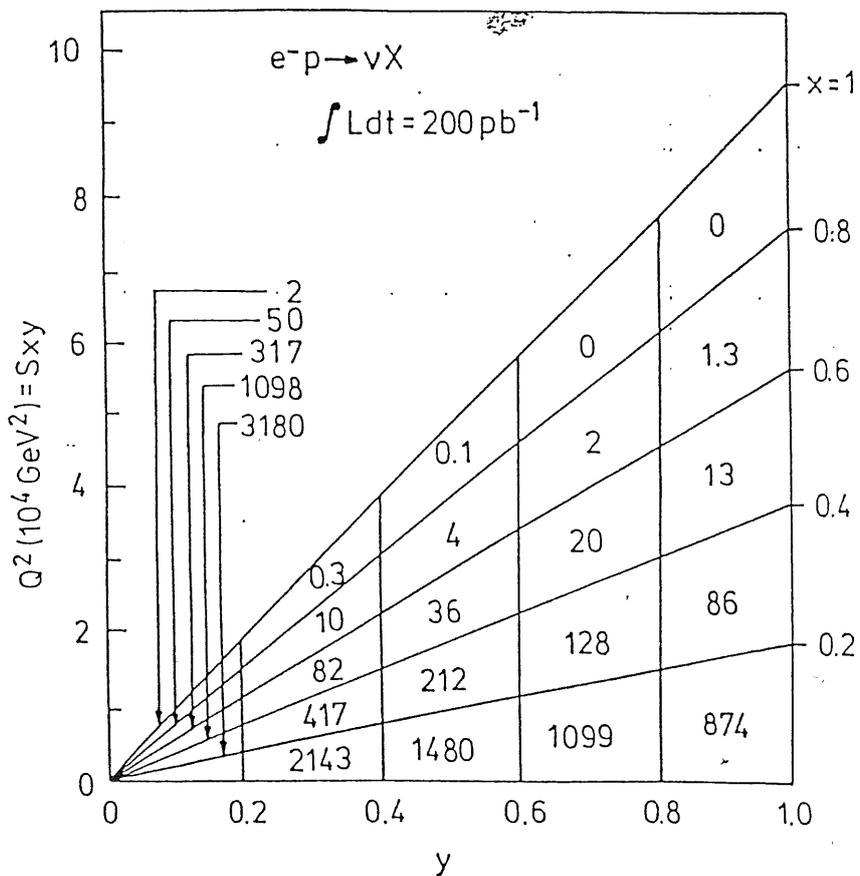
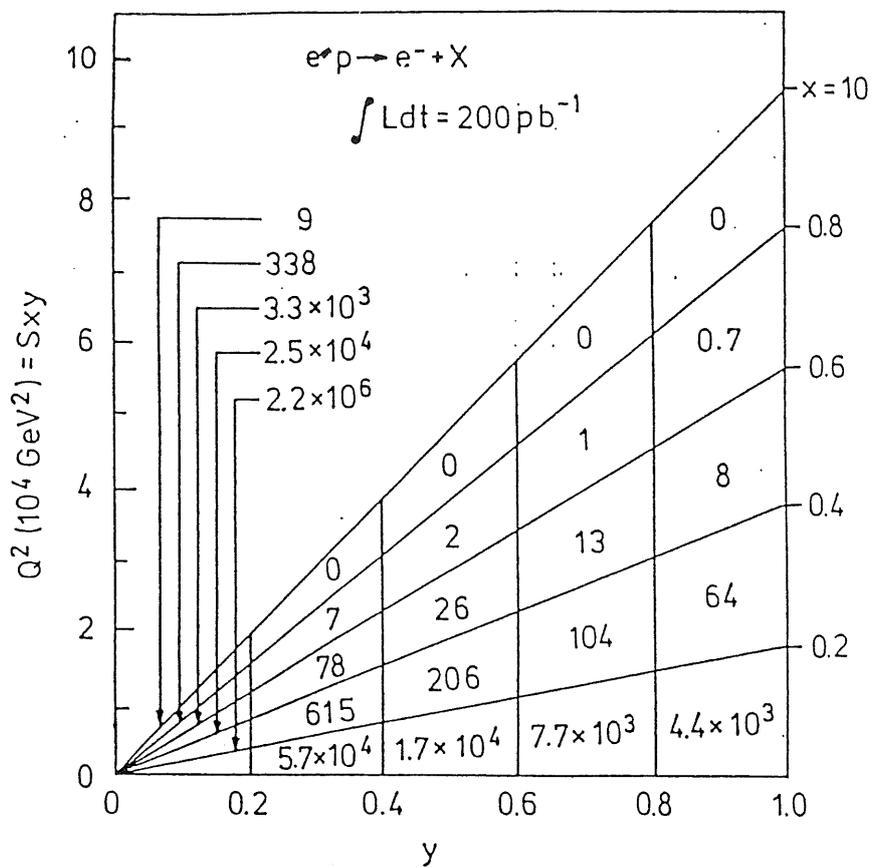


Figure 1.5: taux d'interaction NC et CC après 2 ans

En effet pour les interactions à courant neutre et à courant chargé, nous avons 6 fonctions de structures. Nous devons donc combiner au moins 6 sections efficaces différentielles différentes pour les extraire. Ce sera rendu possible en utilisant par exemple des positrons à la place de l'électron incident ou bien en le polarisant. Néanmoins ce n'est pas un objectif envisageable dans les premiers temps de la prise de données où seules les distributions $\sigma^{NC}(e^-p)$ et $\sigma^{CC}(e^-p)$ seront disponibles.

Nous voyons ici l'intérêt à connaître avec précision la distribution σ^{CC} , dont les difficultés pratiques d'obtention seront discutées en 1.4.

1.2 La machine

Le collisionneur HERA accélère des électrons jusqu'à 30 GeV et des protons jusqu'à 820 GeV, et peut faire se croiser les faisceaux en quatre points d'interaction.

Il y a à HERA deux anneaux indépendants où circulent séparément les protons et les électrons, contrairement aux anneaux de collisions e^+e^- ou $p\bar{p}$ où le même anneau sert pour les deux faisceaux.

HERA est actuellement l'un des rares accélérateurs utilisant des quadripôles à aimants supraconducteurs pour l'anneau à protons.

L'un des points les plus originaux de HERA par rapport aux accélérateurs existants est la fréquence de croisements des faisceaux : 96 ns (contre 22 μ s au LEP). Nous utilisons par la suite ces 96 ns comme unité de temps que nous abrègerons CF. Ce point conditionne particulièrement l'acquisition et le déclenchement des détecteurs (voir chapitre 2), d'autant plus qu'un important bruit de fond d'événements proton-gaz et proton-tube à vide provient du faisceau de proton, essentiellement des 50 derniers mètres situés en amont de la zone d'interaction. La figure 1.6 donne un schéma de cette partie de la ligne de faisceau dont la topologie détermine l'impact des événements de bruits de fond au niveau de la zone d'interaction.

Le tableau 1.1 résume les principales caractéristiques de l'anneau HERA.

Deux détecteurs sont construits à HERA ; un détecteur basé sur un calorimètre à uranium-scintillateur compensé permettant une bonne étude des gerbes hadroniques : ZEUS [7], et un détecteur basé sur un calorimètre à argon liquide : H1 [8].

	HERA e^-	HERA p
Energie nominale [GeV]	30	820
Energie d'injection [GeV]	14	40
nb de points d'interaction	4	
Circonférence [m]	6335.	6335.
Luminosité [$cm^{-2}.sec^{-1}$]	$1,6 \cdot 10^{31}$	
nb de paquets	210	210
nb part / paquet	$3,65 \cdot 10^{10}$	$1 \cdot 10^{11}$
longueur d'un paquet [mm]	8,3	85,0
distance entre paquets [m]	28,8	28,8
Courant [mA]	58.	163.
Temps de remplissage [min]	15	20
Vide [torr]	10^{-9}	10^{-9}

Tableau 1.1: Caractéristiques de HERA

1.2.1 Sources générales de bruit de fond

A cause de la fréquence élevée des croisements de faisceaux à HERA ($10,4 MHz$) et du nombre important de particules par paquet (électrons et protons) le bruit de fond de faisceau devient un problème majeur.

De façon générale, les sources de bruit de fond peuvent être classées en six catégories:

1. Le rayonnement cosmique

A cause de la courte période séparant deux croisements de faisceau , les rayons cosmiques constituent un danger plus grand que pour les machines antérieures.

Les particules cosmiques qui traversent le détecteur sont essentiellement des muons. On peut estimer leurs fréquence à environ $3000 Hz$ [8] pour l'ensemble du détecteur en supposant que l'on a une surface de sensibilité de $10 \times 10 m^2$, soit $3 \cdot 10^{-4}$ en moyenne par croisement de faisceau . Mais seules les particules passant dans la région d'interaction sont susceptibles de constituer un réel bruit de fond, puisque pouvant ne pas être rejeté par le déclenchement des détecteurs de traces. Si on définit une surface de sensibilité de $0,1 \times 0,1 m^2$ pour les particules passant très près du point d'interaction, la fréquence de ce bruit de fond descend alors à peu près à

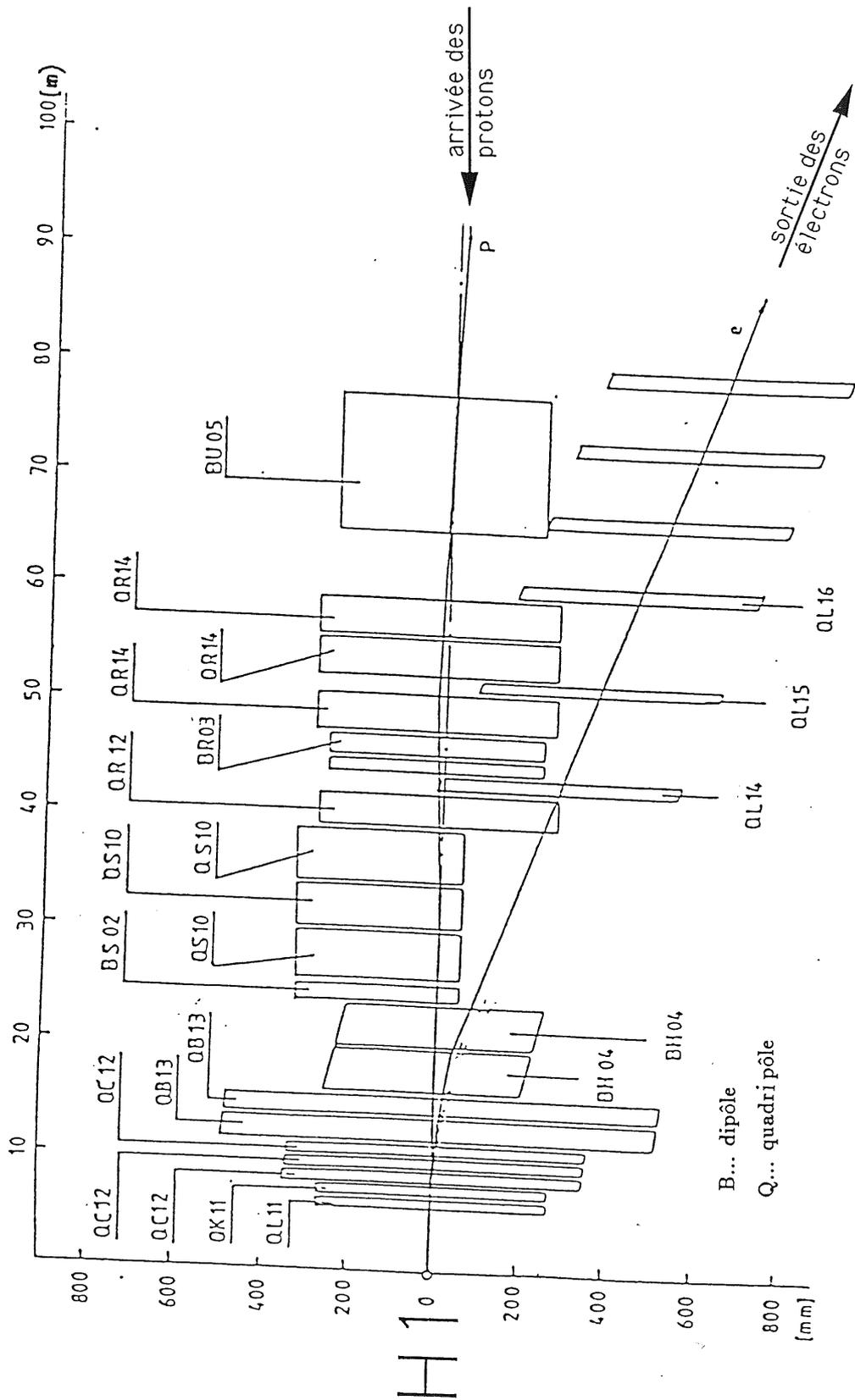


Figure 1.6: Les 80 derniers mètres d'arrivée des protons

0,1 Hz.

2. Le rayonnement synchrotron

Les électrons et les protons ne circulant pas dans le même anneau, il est nécessaire d'infléchir la direction des électrons (les plus légers) de 10 mrad un peu avant le point d'interaction. Cette courbure entraîne l'émission de synchro photons. Pour minimiser la puissance ainsi émise un compromis est adopté entre le rayon de courbure qui doit être aussi grand que possible, et la trajectoire qui doit être courbée sur une distance très courte. Le rayon de courbure choisi est de 1360 m sur une distance de $13,6 \text{ m}$. Dans ces conditions la puissance rayonnée est de 5 kW pour un courant $I = 60 \text{ mA}$ dans l'anneau et une énergie $E_e = 30 \text{ GeV}$ des électrons.[9]

Il y a alors 10^{18} photons d'énergie supérieure à 20 keV qui sont rayonnés par seconde. La paroi du tube à vide et plusieurs écrans réduisent cette fréquence à 10^8 Hz dans la région centrale ($\pm 2,5 \text{ m}$ du point d'interaction), soit quand même 10 photons par croisement de faisceau .

Les chambres à dérive centrales devraient détecter ces photons sous forme de dépôts localisés (et non de traces). Compte tenu de leur temps d'intégration (10 croisements) et de la fréquence (10 par croisement), on s'attend au plus à une centaine de dépôts. Mais ils ne devraient pas gêner les procédures de reconstruction car il est peu probable qu'ils coïncident avec les traces des particules d'une interaction réelle.

3. Les interactions proton-tube à vide

En supposant que la durée de vie du faisceau est de 10 heures on obtient à partir des données du tableau 1.1 un taux de perte de protons du faisceau d'environ 10^5 Hz/m . Cette perte n'est pas homogène mais dépend beaucoup des dispositifs le long de la ligne de faisceau.

Dans la zone située en amont de H1 (figure 1.6), c'est surtout au niveau du quadripôle QS, à environ -40 m , que les protons passant a proximité de l'entrefer peuvent produire des interactions dangereuses. Dans la mesure où les écrans sont bien disposés le long de la ligne de faisceau, nous nous attendons à une fréquence de $5 \cdot 10^5 \text{ Hz}$ au niveau de ce quadripôle QS, puisque la longueur des aimants est d'environ 5 m , (figure 1.6). Il faut noter qu'en l'absence de ces écrans, la fréquence serait à multiplier par cent, ce qui explique que ce chiffre soit très approximatif. Ces pertes peuvent se produire aussi au voisinage du point d'interaction, par diffusion sur les collimateurs destinés à protéger du rayonnement synchrotron. Les événements induits sont à forte multiplicité. Afin de les identifier, l'amont du détecteur est équipé de plusieurs scintillateurs mesurant le temps de vol des particules et fournissant un véto sur ces événements.

4. Les interactions proton-gaz [10]

Parmi les nombreuses sources de bruit de fond, celle résultant des interactions proton-gaz résiduel risque d'être l'une des plus importantes, au début tout au moins tant que le vide ne sera pas parfait. La valeur prévue pour la phase initiale est de $3 \cdot 10^{-9}$ torr. Le gaz résiduel est composé pour moitié d'hydrogène et pour moitié d'oxyde de carbone avec quelques traces d'éléments plus lourds (métaux) qui peuvent se révéler très dangereux.

La fréquence d'interaction proton - noyau par unité de temps et de longueur est donnée par :

$$F_{P_{gaz}} = f \cdot n_P \cdot N_v \cdot \sigma_{P-gaz}(s) \quad (1.22)$$

Avec :

f : fréquence des croisements de faisceau

n_P : nombre de protons par paquet

N_v : nombre d'atome de gaz résiduel par unité de volume

$\sigma_{P-gaz}(s)$ section efficace P-gaz pour la masse invariante s

Or :

$$N_v = \frac{\rho_{gaz}}{A_{gaz}} \cdot N \cdot \frac{V}{760} \quad (1.23)$$

Où

ρ_{gaz} densité de gaz résiduel

A_{gaz} masse atomique moyenne du gaz résiduel

N nombre d'Avogadro

V pression en Torr

D'autre part, la section efficace proton - gaz (σ_{P-gaz}) est proportionnelle à la section efficace proton - proton, et le coefficient de proportionnalité peut s'écrire A^α avec $\alpha \simeq 0,7$.

$$\sigma_{P-gaz} = A^{0,7} \cdot \sigma_{P-P} \quad (1.24)$$

D'où :

$$F_{P-gas} = f \cdot n_P \cdot \left[\frac{\rho_{gas} \cdot N \cdot V}{A_{gaz} \cdot 760} \right] \cdot A^{0,7} \sigma_{P-P} \quad (1.25)$$

Pour HERA on a :

$f=10,4$ MHz

$n_P=10^{11}$ protons

$V=10^{-9}$ Torr

$\sigma_{P-P} = 34 \text{ mb}$ pour $\sqrt{s} = 39 \text{ GeV}$ correspondant à la collision d'un proton au repos par un proton de 820 GeV

Ce qui donne :

$$F_{P_{\text{gaz}}} \simeq 3000 H_Z / m$$

Le détecteur peut recevoir des dépôts d'énergie pour des interactions se produisant jusqu'à près de $100 m$ en amont du détecteur.

5. Les interactions électrons-tube à vide

Les électrons aussi peuvent s'échapper du faisceau et induire un bruit de fond. A cause de leur plus faible énergie ils ne sont dangereux que dans l'intervalle $-5 m$ à $+5 m$ autour du point d'interaction. La fréquence de ces événements n'est que de $1000 H_Z$ [8] car il y a moins d'électrons par paquet que de proton et que ceux ci sont moins étalés que les paquets de proton (voir tableau 1.1). Ils peuvent cependant constituer un bruit de fond dangereux pour les interactions à courant neutre dans le domaine de bas Q^2 .

6. Les interactions électron-gaz

Ce bruit de fond, bien qu'en apparence proche de la réaction étudiée à HERA, n'est pas très dangereux. En effet, il est dominé par le processus de photo-production, avec échange de photon quasi réel de faible énergie. La multiplicité est peu élevée, l'électron diffusé à très petit angle n'est en général pas détecté.

Ces processus d'interaction électrofaible ont une section efficace beaucoup plus petite que les processus proton-gaz d'interaction forte.

Cependant, comme dans le cas des électrons perdus par le faisceau, il n'est pas exclu que certains de ces événements puissent venir contaminer l'étude des courants neutres à bas Q^2 .

Les taux de ces bruits de fond sont résumés dans le tableau 1.2.

En conclusion, les bruits de fond dus aux électrons sont beaucoup moins gênants que ceux dus aux protons, la fréquence du bruit de fond cosmique est petite par rapport aux autres, le rayonnement synchrotron non arrêté par les masques ne devrait pas gêner la reconnaissance des événements.

Dans la suite nous assumons que les événements proton - gaz et les événements de protons perdus par le faisceau peuvent être considérés majoritaires et représentatifs des événements de bruit de fond.

L'empilement sera étudié avec ces deux types d'événements.

source	fréquence
protons perdus	$5 \cdot 10^5 H_Z$ au QS
proton-gaz	$3000 H_Z/m$
rayonnement synchrotron	10^8
rayons cosmiques	$3000 H_Z$
électrons perdus	$1000 H_Z$

Tableau 1.2: Résumé des taux de bruit de fond

1.3 Le détecteur H1

La cinématique de HERA est originale par rapport aux autres expériences puisque contrairement aux collisionneurs e^+e^- et $p\bar{p}$, le référentiel du centre de masse n'est pas le laboratoire, et contrairement aux expériences à cible fixe, toutes les particules émises ne sont pas concentrées dans l'hémisphère avant.

La différence d'énergie des particules initiales entraîne une répartition dissymétrique des produits de la réaction, plus denses dans la direction du proton incident. Par conséquent le détecteur doit avoir une granularité assez fine dans cette direction, qualifiée par la suite de partie avant du détecteur, par opposition à la partie arrière correspondant à la direction des électrons. Cette dernière est importante pour la détermination des variables cinématiques à partir de l'électron diffusé.

La figure 1.7 montre une vue globale du détecteur H1 que nous allons détailler.

Celui-ci comporte au centre un groupe de chambres à fils et à dérive (1 et 2) permettant de déterminer les traces des particules chargées . Ces chambres sont entourées de calorimètres (3, 4, 5 et 10) qui déterminent l'énergie des particules. L'ensemble est plongé dans un champ magnétique de $1,2 T$ produit par un aimant supraconducteur (6). Pour détecter les queues de gerbes et les muons , le détecteur est complété par des plaques de fer instrumenté (7).

La position d'un objet dans le détecteur est référencée dans le repère direct (O, x, y, z) , dont l'origine O est le point nominal d'interaction, l'axe z est la direction des protons, l'axe x est horizontal et dirigé vers la concavité de l'anneau et l'axe y est vertical ascendant. A ces coordonnées, nous rajoutons la distance radiale à l'axe du faisceau r , l'angle polaire θ , référencé par rapport à l'axe z et l'angle azimutal ϕ référencé par rapport à (Ox) .

Nous allons passer en revue ces composantes essentielles du détecteur H1, dont les performances sont résumées par le tableau 1.3. Les calorimètres seront

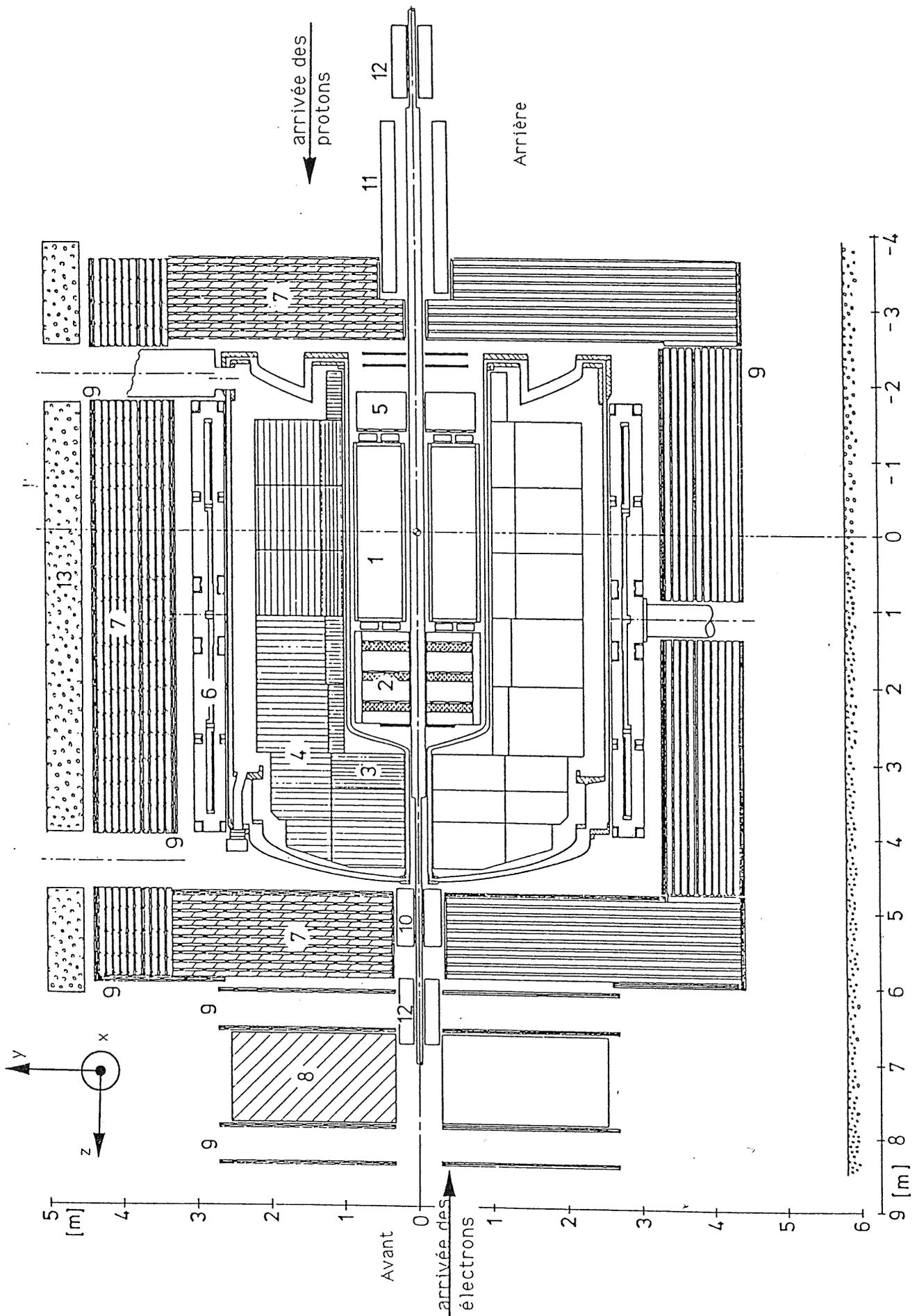


Figure 1.7: Coupe longitudinale du détecteur H1

décrits de façon plus détaillée au chapitre suivant.

1.3.1 Les détecteurs de trace

détecteur de traces à l'avant (2) ($250 > z > 135\text{cm}$)

Il se compose d'une alternance de chambres à dérive permettant une mesure précise de r , ϕ et θ , et de chambres à fils rapides (MWPC) utilisées pour le déclenchement .

détecteur de traces central (1) ($127 > z > -127\text{cm}$)

Nous avons aussi une alternance de chambres à dérive et de chambres à fils proportionnelles, utilisées pour le déclenchement . On peut réaliser une mesure redondante de r , ϕ , z et de la perte d'énergie linéaire $\frac{dE}{dx}$. La séparation des traces est de l'ordre de 3mm et la résolution du moment est de $\frac{\delta p}{p^2} \simeq 0,003\text{GeV}^{-1}$.

détecteur de traces à l'arrière

Pour avoir une mesure de l'angle θ à l'arrière pour les particules chargées d'événements à bas x , une petite chambre à fils proportionnelle (BPC) de résolution angulaire de 1 mrad se trouve entre le détecteur de traces central et le calorimètre BEMC.

Elle est suffisamment rapide pour ne pas être sensible à l'empilement .

1.3.2 Les calorimètres

L'élément principal du détecteur H1 est un calorimètre à argon liquide qui couvre le domaine angulaire $4^\circ < \theta < 152^\circ$. Il a la forme imposée par la cinématique, celle d'un cylindre fermé d'un côté, et se compose d'un empilement de 8 roues découpées en ϕ en 8 octants. La granularité est meilleure à l'avant pour permettre une bonne résolution des jets hadroniques.

Chaque octant se compose de deux parties :

- du côté orienté vers le point d'interaction, une partie électromagnétique (3) où du plomb est utilisé comme absorbeur.

Pour réaliser la séparation e/π , il faut segmenter l'énergie électromagnétique en au moins 3 couches longitudinales. Les couches choisies ont des longueurs de radiation plus grandes au fur et à mesure que l'on s'éloigne du point d'interaction suivant environ la progression 3, 6, 11 X_0 . A l'avant il y en a une 4^{ième} à 15 X_0 permettant de mesurer des électrons jusqu'à 250 GeV.

- du côté orienté vers l'extérieur une partie hadronique (4) où de l'acier inox est utilisé comme absorbeur. Il y a 4 segments longitudinaux (5 à l'avant) ayant chacun une longueur d'interaction de $0,9 \lambda$.

Le choix de la technique de l'argon liquide est dû à la grande stabilité temporelle de la réponse, ne nécessitant pas de calibration périodique, et à la bonne homogénéité spatiale obtenue. Mais cette technique s'accompagne de deux inconvénients. D'abord une procédure de pondération doit être appliquée pour compenser les différences de réponse des parties hadronique et électromagnétique du calorimètre. Ensuite le temps de réponse est assez long ($10 \mu s$) ce qui rend le calorimètre sensible à l'empilement.

A cause de la taille des paquets d'électrons et de protons, la position du point d'interaction est connue à 25 cm près. Les cellules de lecture n'ont donc pas besoin d'être rigoureusement projectives.

La détermination précise de l'impulsion transverse est un critère important pour toute étude physique, comme par exemple la séparation courants neutres - courants chargés.

Le détecteur ne se trouvant pas dans le centre de masse de la réaction, des particules hadroniques bien qu'é émises sous un petit angle à l'avant peuvent emporter une grande quantité de mouvement transverse.

C'est pourquoi un petit calorimètre chaud appelé PLUG (10) est installé entre le calorimètre à argon liquide et le tube à vide dans la région avant.

D'autre part l'étude des courants neutres à bas Q^2 impose que l'on puisse facilement identifier l'électron diffusé lorsqu'il est peu dévié. Dans ce but, un autre petit calorimètre chaud appelé BEMC (5), électromagnétique cette fois, a été installé derrière le calorimètre à argon liquide.

Le BEMC permet de mesurer l'énergie des gerbes électromagnétiques dans la région angulaire $152^\circ < \theta < 176^\circ$ avec une bonne résolution mais une faible granularité.

De part sa position, le BEMC est particulièrement exposé aux événements proton-tube à vide et proton-gaz venant de l'arrière. Afin de repérer ces événements, il y a en amont du BEMC, un ensemble de deux panneaux de scintillateur utilisés en veto (BTOF). La mesure du temps de vol entre les deux scintillateurs permettra d'étiqueter les événements de bruit de fond provenant de la ligne de faisceau.

1.3.3 Le fer instrumenté

Il se compose d'une alternance de plaques de fer et de plans de tubes à décharge. Ses fonctions sont de :

détecteur	rôle	résolution en énergie	résolution spatiale
chambres à dérive (1),(2)	détermine les traces des particules chargés	$\frac{\delta p}{p^2} \simeq 0,003 \text{ GeV}^{-1}$	$\simeq 2 \text{ mm}$ en $r\phi$ $\simeq 1 \text{ mm}$ en θ
calorimètre LAR (3),(4)	mesure l'énergie des particules	pour la partie électromagnétique: $\frac{\sigma(E_e)}{E_e} \simeq \frac{0,10}{\sqrt{E_e}}$ pour la partie hadronique: $\frac{\sigma(E_h)}{E_h} \simeq \frac{0,55}{\sqrt{E_h}}$	$\simeq 1,5 \text{ cm}$ à l'avant, $\simeq 3 \text{ cm}$ à l'arrière pour la partie électromagnétique et le double pour la partie hadronique
calorimètre PLUG (10)	mesure l'énergie des particules émises à petit angle	$\frac{\sigma(E)}{E} \simeq \frac{284}{\sqrt{E}} \%$ compte tenu des $1,5 \lambda$ de matière morte devant	$\simeq 2,5 \text{ cm}$
calorimètre BEMC (5)	ferme à l'arrière le calorimètre LAR	$\frac{\sigma(E_e)}{E_e} \simeq \frac{0,10}{\sqrt{E_e}}$	$\simeq 10 \text{ cm}$
Fer Instrumenté (7)	mesure l'énergie des queues de gerbes et détecte les muons	pour les muons: $\frac{\delta P}{P} \simeq 18\%$ pour les queues de gerbes: $\frac{\delta E}{E} = \frac{100}{\sqrt{E}} \%$	pour les muons: $\simeq 2 \text{ mm}$ pour les queues de gerbes: $\simeq 20 \text{ cm}$

Tableau 1.3: Résolution des détecteurs

- canaliser les lignes de champ magnétique à l'extérieur de l'aimant
- détecter les muons qui traversent les calorimètres, signatures d'interactions rares, comme la désintégration de quarks lourds (dans ce but, il existe aussi à l'avant du détecteur un spectromètre à muon permettant de mesurer des muons jusqu'à 150 GeV).
- mesurer l'énergie des queues de gerbes hadroniques qui ne sont pas totalement absorbées par le calorimètre à argon liquide.

Les données des tubes à décharge sont lues lors de la lecture complète de l'ensemble du détecteur, et ne fournissent pas de données sur les croisements de faisceau précédant l'interaction. L'empilement n'y est donc pas monitorable. Il y a peu de muons dans les interactions proton-gaz ou proton-tube à vide, et comme l'énergie moyenne des événements d'empilement est beaucoup plus faible que l'énergie des événements physiques (voir chapitre 4), l'empilement dans le fer instrumenté est peu dangereux.

1.4 Mesure pratique des variables cinématiques

Le problème pratique de la mesure des variables cinématiques est lié au type de physique que l'on veut étudier et aux caractéristiques du détecteur. En particulier à HERA, les événements sont orientés préférentiellement vers l'avant, où une partie des particules émises est perdue dans le tube à vide. La méthode utilisée pour déterminer les variables cinématiques intéressantes dans l'étude des fonctions de structure (à savoir x, y, Q^2) doit être peu sensible à cette perte. Nous discutons ici les principales méthodes envisagées.

1.4.1 1^{ère} Méthode : mesure par l'électron diffusé

Si on mesure l'énergie E_l et l'angle θ_l de l'électron diffusé lors des interactions à courant neutre, on a directement d'après la section 1.1.2

$$Q^2 \simeq 4E_e E_l \sin^2 \frac{\theta_l}{2} \quad (1.26)$$

$$x \simeq \frac{E_e E_l \sin^2 \frac{\theta_l}{2}}{E_p (E_e - E_l \cos^2 \frac{\theta_l}{2})} \quad (1.27)$$

$$y \simeq \frac{E_e - E_l \cos^2 \frac{\theta_l}{2}}{E_e} \quad (1.28)$$

où E_e est l'énergie de l'électron incident, E_p l'énergie du proton, et \simeq signifie que on néglige les masses de l'électron et du proton.

Cette méthode est la plus simple mais elle possède les inconvénients suivants:

- il faut reconnaître l'électron
- elle est inapplicable dans le cas d'interaction CC, où le neutrino diffusé est indétectable

On peut noter que cette méthode est locale en ce sens qu'elle ne fait pas intervenir l'ensemble de l'énergie déposée dans le calorimètre. Elle est donc à priori peu sensible aux effets d'empilement .

1.4.2 2^{ième} Méthode : méthode de Jacquet-Blondel

La méthode de Jacquet-Blondel [11], basée sur des considérations cinématiques simples permet de déterminer x, y, Q^2 connaissant l'énergie déposée par les gerbes

hadroniques et la position géométrique des canaux des calorimètres. En utilisant les équations (1.26), (1.27) et (1.28) qui donnent x , y et Q^2 en fonction de (θ_l, E_l) , l'angle et l'énergie du lepton diffusé on peut, après les avoir inversées obtenir les quantités suivantes :

$$E_{had} = E_e y + E_p(1 - xy) \quad (1.29)$$

$$P_{Zhad} = E_p(1 - xy) - yE_e \quad (1.30)$$

$$P_{\perp had}^2 = 4xyE_e E_p(1 - y) \quad (1.31)$$

où E_{had} , P_{Zhad} , $P_{\perp had}$ sont respectivement l'énergie totale, l'impulsion totale longitudinale et l'impulsion transverse totale du système hadronique diffusé.

La méthode de Jacquet-Blondel consiste à minimiser l'effet des pertes de particules dans le tube à vide en sommant les équations (1.29) et (1.30) et en gardant (1.31).

$$E_{had} - P_{Zhad} = 2E_e y \quad (1.32)$$

$$P_{\perp had}^2 = 4xyE_p E_e(1 - y) = Q^2(1 - y) \quad (1.33)$$

$P_{\perp had}^2$ est sous-estimé car les particules disparaissant dans le tube à vide à l'avant ne sont pas prises en compte. Etant émises à petit angle, ces particules n'ont cependant qu'une faible impulsion transverse.

L'équation (1.32) est intéressante car nous pouvons remarquer que si nous négligeons les masses des particules, nous avons

$$E_{had} - P_{Zhad} \simeq P_{had}(1 - \cos \theta_{had}) \quad (1.34)$$

- Les hadrons créés dans la direction de l'électron vont donner une contribution de $2P_{had}$ ($\theta_{had} = \pi$), mais du fait du "boost" de Lorentz dans la direction du proton, on peut estimer que les particules passant dans le tuyau dans la direction de l'électron sont en nombre tout à fait négligeable. Nous avons une grosse contribution mais peu de pertes.
- Les hadrons créés dans la direction du proton donnent une contribution de :

$$\frac{P_{had}\theta_{had}^2}{2} \simeq \frac{P_{\perp had} \cdot \theta_{had}}{2} \quad (1.35)$$

qui est plus faible que celle des équations (1.29) et (1.30), puisque on a l'impulsion transverse multipliée par un petit angle.

Nous avons beaucoup de pertes mais avec une faible contribution.

Par conséquent nous minimisons l'effet des pertes dans le tube à vide en calculant les variables cinématiques vraies par :

$$y = \frac{[E_{tot} - P_z]_{had}}{2E_e} \quad (1.36)$$

$$Q^2 = \frac{\vec{P}_\perp^2}{1-y} \quad (1.37)$$

$$x = \frac{Q^2}{ys} = \frac{Q^2}{4yE_eE_p} \quad (1.38)$$

On peut noter que cette méthode est la seule applicable aux interactions à courant chargé.

1.4.3 Autres méthodes

La mesure des variables cinématiques en utilisant les jets est mathématiquement équivalente à une mesure par Jacquet-Blondel qui ne prendrait pas en compte certaines particules (celles rejetées par l'algorithme d'identification de jet). Or les particules rejetées par un algorithme de jet sont en grande partie à petit angle, donc perdues dans le tuyau à cause de la cinématique. Ce qui implique que la mesure des variables cinématiques par la détermination des jets se ramène à la méthode de Jacquet-Blondel. Il est très difficile de faire mieux que Jacquet-Blondel avec une mesure de jet.

Dans le cas de courant neutre il est intéressant de combiner la mesure par l'électron et la mesure par Jacquet-Blondel quand cela est possible. Nous pouvons ainsi estimer l'effet de perte des hadrons dans le tube à vide en comparant les deux méthodes, et donner un niveau de confiance aux variables obtenues.

En fait toutes les autres méthodes envisageables reposent sur la combinaison de ces deux mesures. Elles sont basées sur la conservation de (E, \vec{P}) entre les hadrons et l'électron.

On peut citer en particulier la méthode des deux angles [12].

Les quantités α_e et α_H sont définies par :

$$\alpha_e \equiv \frac{E^{lep} - P_Z^{lep}}{P_\perp^{lep}} \quad (1.39)$$

$$= \sqrt{\frac{(1-y)E_e}{xyE_p}} \quad (1.40)$$

$$= \tan \frac{\theta_{lep}}{2}$$

$$\alpha_H \equiv \frac{E^{had} - P_Z^{had}}{P_\perp^{had}} \quad (1.41)$$

$$= \sqrt{\frac{yE_e}{x(1-y)E_p}} \quad (1.42)$$

$$= \text{'' tan } \frac{\theta_H}{2} \text{''} \quad (1.43)$$

L'utilisation de rapports d'énergie pour l'électron et les hadrons permet de minimiser les effets de résolution en énergie ou de mauvaise calibration. α_e par exemple n'est défini que par l'angle géométrique de l'électron diffusé, indépendamment de son énergie.

A partir de α_e et α_H , nous retrouvons x , y , Q^2 par les formules :

$$y_{2ang} = \frac{\alpha_H}{\alpha_e + \alpha_H} \quad (1.44)$$

$$x_{2ang} = \frac{E_e}{E_p} \frac{1}{\alpha_e \alpha_H} \quad (1.45)$$

$$Q_{2ang}^2 = 4E_e^2 \frac{1}{\alpha_e(\alpha_e + \alpha_H)} \quad (1.46)$$

1.4.4 Résolution, zone mesurable

La mesure des variables cinématiques x , y , Q^2 est en pratique limitée par les imperfections du détecteur [13]. Les origines diffèrent suivant que l'on effectue une mesure par l'électron ou par le flot hadronique:

- pour une mesure par l'électron, en supposant que l'on est bien parvenu à l'identifier, l'erreur provient essentiellement des incertitudes sur la calibration absolue de l'énergie. Comme on le voit sur le tableau 1.4, les termes $\frac{\delta x}{x}$, $\frac{\delta y}{y}$ ont des facteurs inversement proportionnels à y , ce qui donne une limite pour les basses valeurs de y .
- pour une mesure par Jacquet-Blondel, nous avons trois sources d'erreurs:
 - les particules perdues dans le tube à vide, qui contribuent surtout aux basses valeurs de y ($y \sim E - P_z$), cet effet impose aussi une borne sur les petits y .
 - l'erreur due à l'incertitude sur la calibration de l'énergie des hadrons formés peut introduire des erreurs à grand y , une région où les sections efficaces sont cependant beaucoup plus faibles.
 - l'erreur due à une mauvaise détermination de l'angle des hadrons, à cause par exemple d'effets de granularité à l'avant du détecteur.

<i>mesure par l'électron</i>	<i>mesure par Jacquet – Blondel</i>
$\frac{\delta x}{x} \sim \frac{\epsilon_e}{y}$	$\frac{\delta x}{x} \sim \frac{\epsilon_h}{1-y}$
$\frac{\delta y}{y} \sim \epsilon_e \left(1 - \frac{1}{y}\right)$	$\frac{\delta y}{y} \sim \epsilon_h$
$\frac{\delta Q^2}{Q^2} \sim \epsilon_e$	$\frac{\delta Q^2}{Q^2} \sim \epsilon_h \frac{2-y}{1-y}$

(1.47)

Tableau 1.4: Erreur relative sur x , y , Q^2 , si on a une erreur de la mesure de l'énergie de l'électron ou du flot hadronique de $\frac{\delta E_{e,h}}{E_{e,h}} = \pm \epsilon_{e,h}$ (typiquement $\langle \epsilon_e \rangle \simeq 0,02$ et $\langle \epsilon_H \rangle \simeq 0,02$)

Ces sources d'erreurs sur x , y , Q^2 vont introduire des migrations d'événements contenus dans des cellules du plan (x, Q^2) . Si nous imposons que l'erreur systématique sur le calcul de la section efficace n'excède pas 10% afin que les fonctions de structure puissent être mesurées, nous obtenons les régions mesurables de la figure 1.8. Les deux domaines correspondent aux régions accessibles à une mesure par l'électron et par les hadrons.

Pour la mesure par l'électron, nous avons :

$$5 \cdot 10^{-5} < x < 0,6 \quad (1.48)$$

$$5 \text{ GeV}^2 < Q^2 \quad (1.49)$$

$$0,1 < y \quad (1.50)$$

et pour la mesure par Jacquet-Blondel :

$$0,01 < x < 0,5 \quad (1.51)$$

$$100 \text{ GeV}^2 < Q^2 \quad (1.52)$$

$$0,03 < y \quad (1.53)$$

Le lot d'événements physiques utilisés à partir du chapitre 3 pour étudier l'empilement sera généré dans ce dernier domaine cinématique.

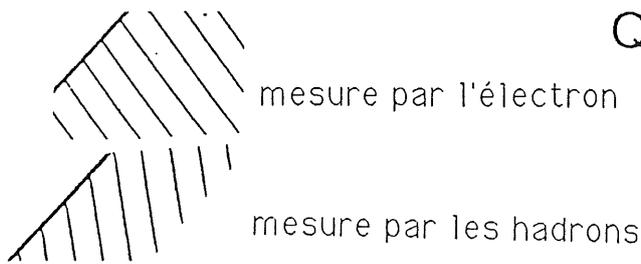
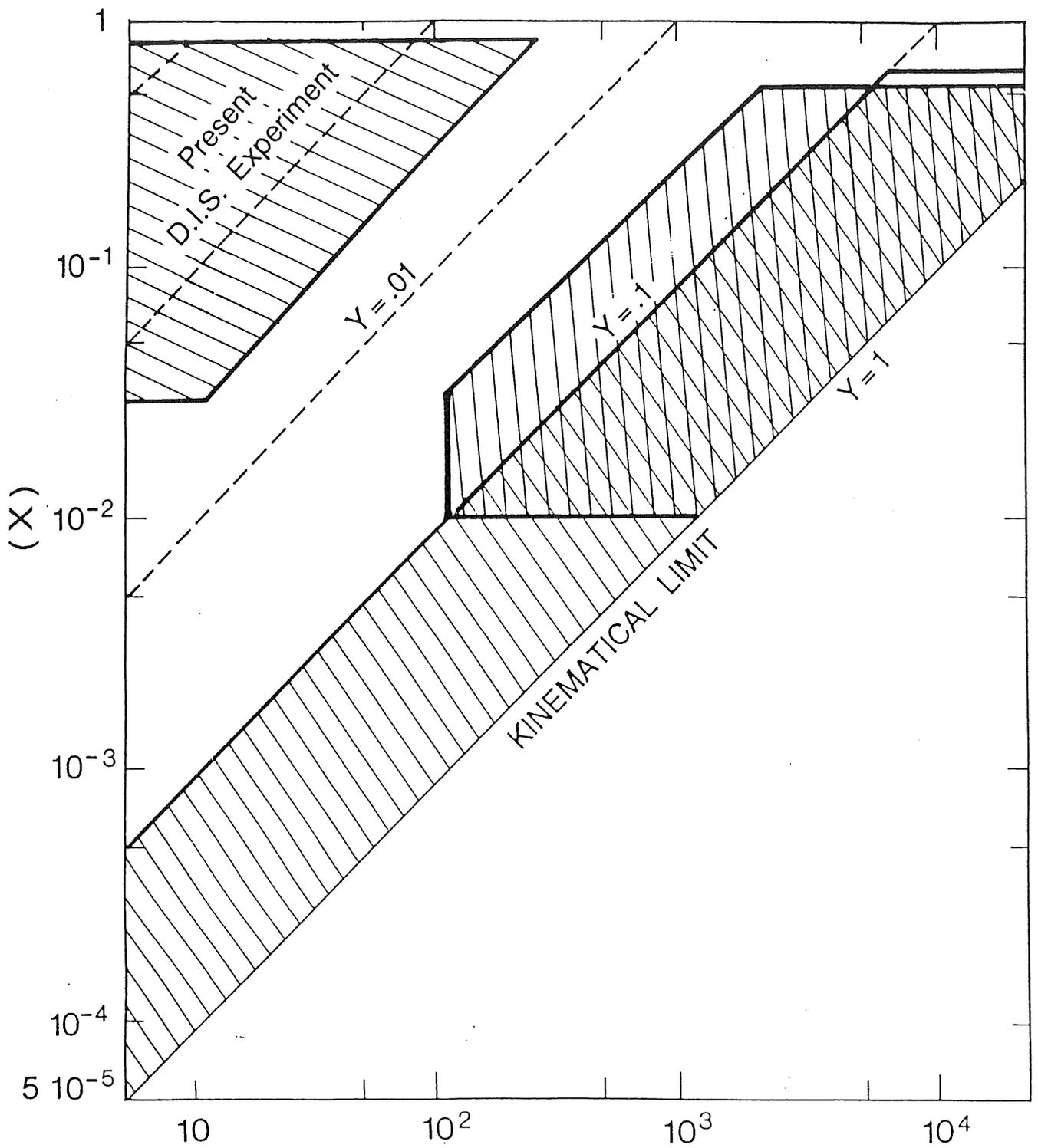


Figure 1.8: Zones mesurables du plan (x, Q^2)

1.5 Problème traité dans cette thèse

Compte tenu des forts taux de bruit de fond, de la fréquence de croisement des faisceaux, et du temps de sensibilité des calorimètres, il existe une probabilité importante pour qu'un événement de bruit de fond se superpose à l'événement de physique.

Cela est une source d'erreur supplémentaire sur la détermination des variables cinématiques, qui s'ajoute à celles dues aux imperfections du détecteur proprement dites. Notre travail consistera à développer des méthodes d'estimation et de correction de cette erreur systématique à partir des données fournies par les calorimètres, sous-détecteurs les plus sensibles aux effets d'empilement.

Nous nous limiterons essentiellement à une étude sur la mesure des variables cinématiques par le flot hadronique, à priori la plus sensible aux effets d'empilement. Les résultats s'appliqueront avant tout aux courants chargés, pour lesquels seul le flot hadronique est utilisable. Ils seront cependant généraux et applicables à toute mesure des variables cinématiques par la méthode de Jacquet-Blondel.

Chapitre 2

Les données des calorimètres

Nous allons approfondir notre connaissance des calorimètres, éléments les plus sensibles à l'empilement .

Après avoir décrit leur constitution mécanique et leur fonctionnement, nous insisterons plus particulièrement sur la lecture et le traitement en ligne de leurs données, déterminants pour notre sujet.

2.1 Principes des calorimètres

De façon générale, un calorimètre consiste en une juxtaposition de plaques métalliques absorbantes et de milieux sensibles mesurant la quantité d'énergie déposée. Connaissant l'énergie échantillonnée et les longueurs d'absorption des milieux, nous pouvons calculer l'énergie totale déposée dans le calorimètre.

2.1.1 Le calorimètre à argon liquide

Ici, le milieu sensible est constitué d'argon liquide dans lequel on a établi un fort champ électrique. Une particule chargée traversant ce milieu perd son énergie sous forme de paires électron-ion Ar^+ . La mobilité de l'électron étant environ 10^4 fois supérieure à celle de l'ion, l'électron va atteindre l'électrode positive au bout de quelques centaines de nanosecondes et y déposer une charge. Ce déplacement correspond à un courant qui sera détecté et amplifié par un dispositif électronique.

Les cathodes où se déposent les charges ont typiquement des tailles de l'ordre de $5 \times 5 \text{ cm}^2$ pour la partie électromagnétique (augmentant de l'avant à l'arrière) et

calorimètre	Nb de canaux	Nb de tours de déclenchement	Nb de grandes tours
PLUG	672	16	4
LAR	44544	1208	472
BEMC	88 lus chacun par 6 diodes	24	8

Tableau 2.1: Subdivision des calorimètres en tours de déclenchement et grandes tours

sont environ 4 fois plus grandes pour la partie hadronique. L'ensemble comprend près de 45000 canaux.

Le besoin de disposer de données en vue du déclenchement nécessite la mise en œuvre d'un système d'acquisition plus rapide que celui de ces 45000 canaux, qui ne peut être réalisé qu'avec une granularité plus grossière (voir tableau 2.1). Cette segmentation se fait en deux étapes, les tours de déclenchement et les grandes tours. Ce sont des regroupements de canaux en formes de cônes approximativement issus du point d'interaction. Les tours de déclenchement sont utilisées pour diverses opérations analogiques (mise en forme, application des seuils), mais ce sont les grandes tours qui sont digitisées et utilisées pour le déclenchement proprement dit. Celles-ci sont repérées par un indice polaire Θ , un indice azimutal Φ , et un indice indiquant si la grande tour est électromagnétique ou hadronique. La segmentation en Θ est de 14, tandis que celle en Φ varie de 8 à 32 suivant Θ (voir figure 2.1).

2.1.2 Le calorimètre BEMC

C'est un calorimètre classique Plomb/Scintillateur. Le BEMC possède 88 modules dans le plan (x,y), mais un seul en z.

Chaque module est lu par 6 photodiodes (exception faite des modules qui sont au bord). Quatre diodes reçoivent les signaux au niveau des 4 côtés du module. L'énergie totale dans le module est donnée par la somme de l'énergie de ces 4 diodes. La lecture par 4 diodes permet d'uniformiser la réponse spatiale d'un module, la comparaison entre les signaux des 4 diodes améliorant la résolution spatiale. Les deux diodes supplémentaires ne collectent que le signal produit dans la partie arrière du module et permettent ainsi en donnant une certaine résolution

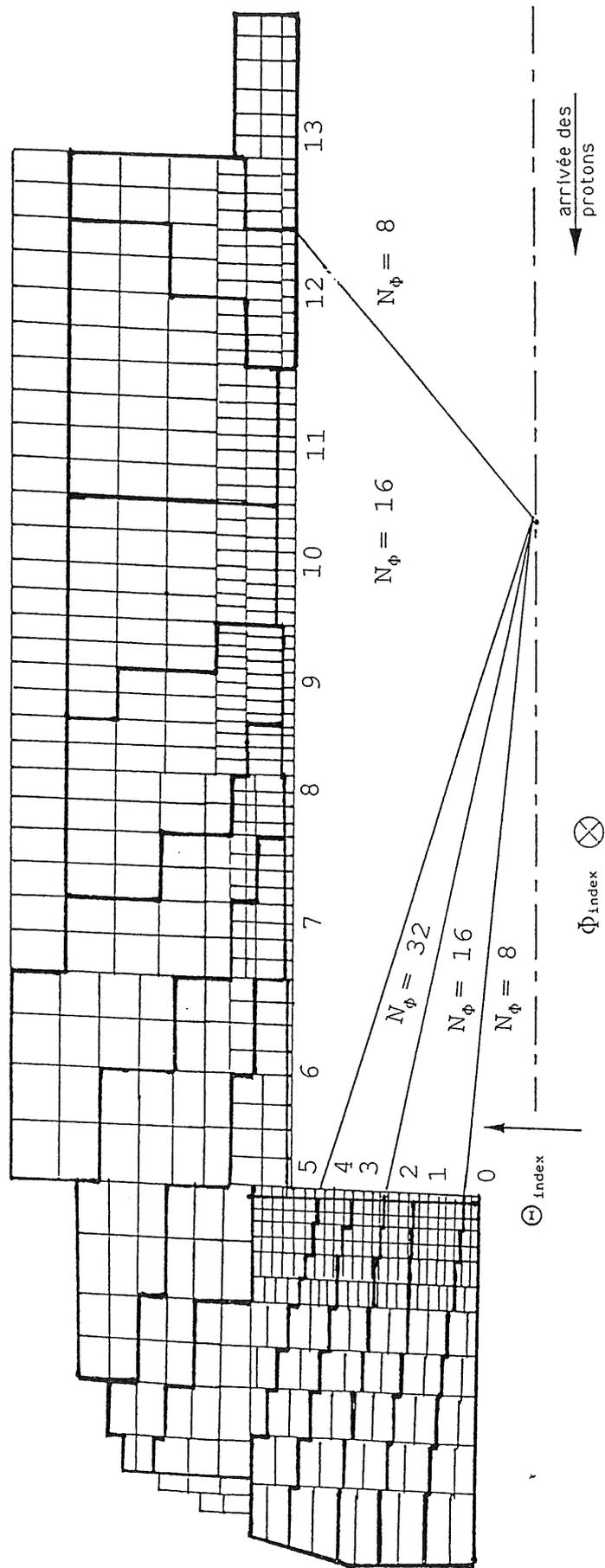


Figure 2.1: Disposition des grandes tours dans le calorimètre à argon liquide

en z d'améliorer la séparation électron/pion.

Dans notre étude, l'énergie d'un canal du BEMC est simplement l'énergie déposée dans le module et la position du dépôt est celle du centre de masse du module.

La résolution en énergie (électromagnétique) est d'environ $10\%/\sqrt{E} \oplus 1,9\%$. Bien que moins stable et homogène que le calorimètre à argon liquide, le BEMC pourra être calibré in situ avec l'électron diffusé des événements à bas x . Il est destiné à être remplacé par un calorimètre plus efficace dans les années 93-94.

Les canaux du BEMC sont aussi regroupés en tours de déclenchement et grandes tours, représentées sur la figure 2.2.

2.1.3 Le calorimètre PLUG

Le PLUG est installé autour du tube à vide pour compléter l'herméticité de l'ensemble calorimétrique à l'avant. Il est formé de 8 plans d'absorbeur en cuivre équipés chacun de détecteurs au silicium. Il se trouve entre $z=+476$ cm et $z=+545$ cm et entoure l'axe du faisceau entre $R=5,8$ cm et $R=27,5$ cm (origine = point d'interaction de H1).

Les plaques de détection sont constituées de diodes au silicium qui soumises à une tension inverse voient leur population en porteurs mobiles (électrons et trous) fortement diminuée. Une particule ionisante y abandonne une partie de son énergie en créant des paires électron-trous. En se déplaçant vers la cathode et l'anode de la diode, ces porteurs engendrent un courant à partir duquel nous déduisons l'énergie déposée.

Le PLUG est un calorimètre ayant une bonne résolution angulaire $\sigma_\theta \simeq 5$ mrad, mais la résolution en énergie n'est que d'environ $284\%/\sqrt{E}$. Cela est suffisant compte tenu de l'épaisseur de matière morte formée par la paroi du cryostat et le tube à vide totalisant $1,5 \lambda$ en amont du PLUG (voir figure 1.7). La granularité du PLUG en tours de déclenchement et en grandes tours est donnée sur la figure 2.3.

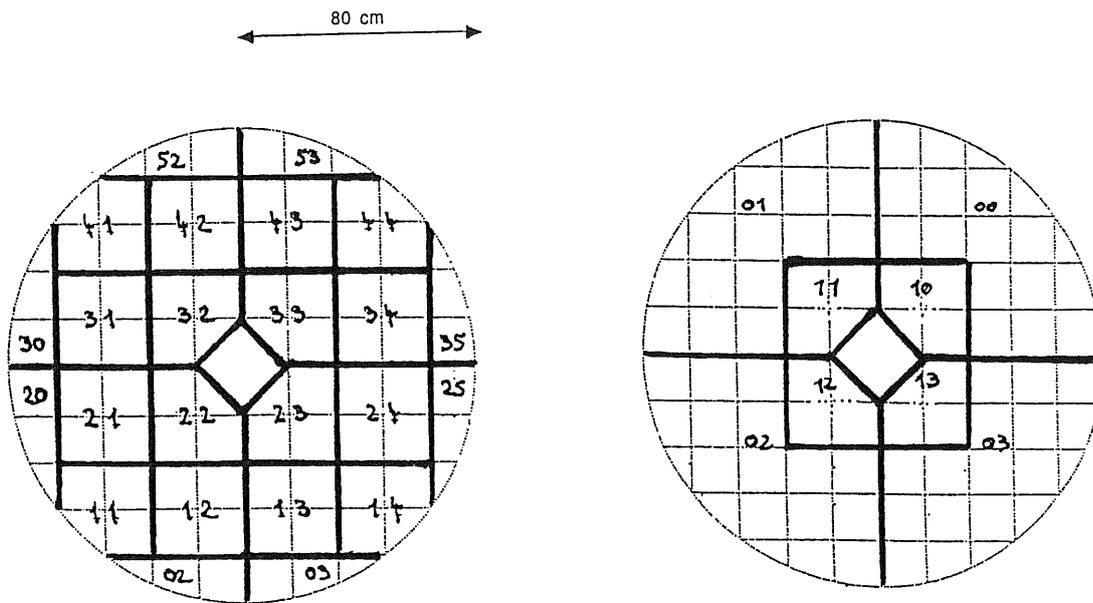


Figure 2.2: Découpage du BEMC en tours de déclenchement et en grandes tours

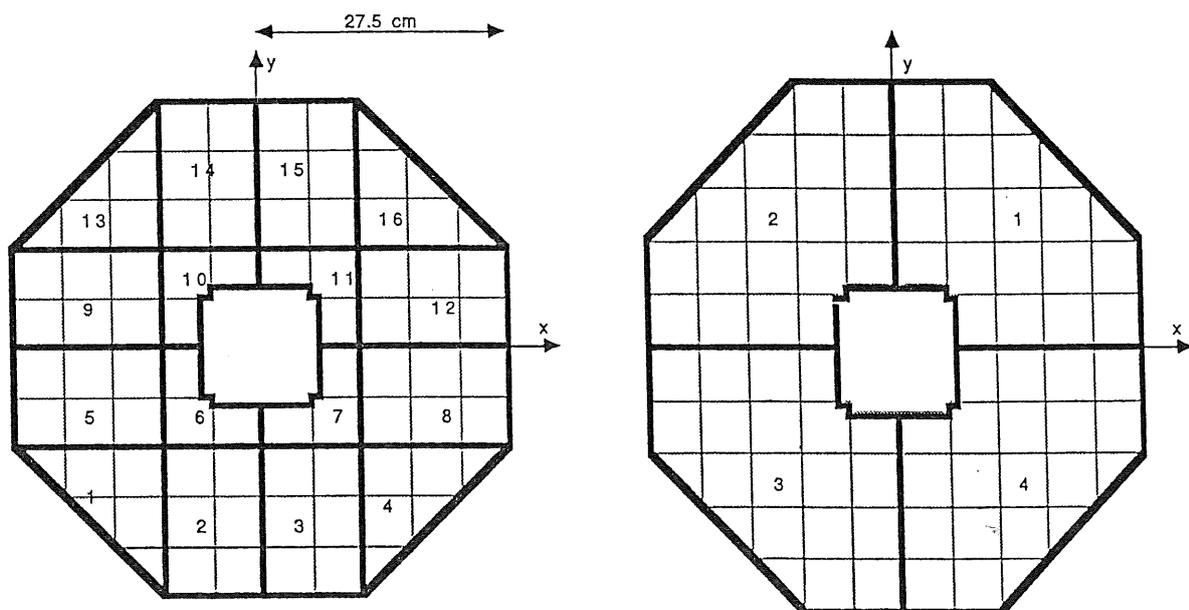


Figure 2.3: Découpage du PLUG en tours de déclenchement et en grandes tours

2.2 Déclenchement et acquisition du calorimètre

L'ensemble des calorimètres du détecteur H1 comporte plus de 45000 canaux. Cela représente une masse de données d'environ 200 Koctets à lire et à traiter en moins de 800 μs , temps mort maximal imposé au détecteur.

La décision de lire les canaux des calorimètres est prise par le système de déclenchement, tandis que la lecture et le traitement de ces données sont assurés par le système d'acquisition.

Dans la suite, les données des 45000 canaux seront appelées "données calorimétrie" pour les distinguer des "données déclenchement" fondées sur les signaux des grandes tours.

2.2.1 Principe général

Nous avons vu qu'une particule chargée traversant une cellule du calorimètre laisse dans l'interstice d'argon liquide une trace d'ionisation dont les électrons atteignent la cathode au bout de quelques centaines de nanosecondes. Le signal électrique induit par le déplacement de charges est mis en forme par une série de circuits intégrateurs-dérivateurs. La durée du signal de sortie dépend de l'électronique de mise en forme et pas directement de la durée de déplacement des charges dans l'argon liquide.

Le signal traverse ensuite un échantillonneur-bloqueur qui le retient à son maximum (calorimétrie) ou tous les croisements de faisceau (déclenchement), pendant le temps nécessaire à la digitisation.

La figure 2.4 montre le cas simple d'un calorimètre à quatre canaux et une grande tour.

La synchronisation des signaux déclenchement et calorimétrie est illustrée par la figure 2.5.

La durée de la fonction de mise en forme calorimétrie est un compromis entre deux contraintes :

- si elle est trop longue, la sensibilité au bruit de fond de faisceau augmente, les signaux de plusieurs événements pouvant s'empiler au moment du déclenchement.
- si elle est trop courte, alors le bruit devient gênant, et l'erreur sur l'énergie importante. De plus le système de déclenchement doit avoir le temps de prendre sa décision avant que la fonction de mise en forme calorimétrie atteigne son maximum.

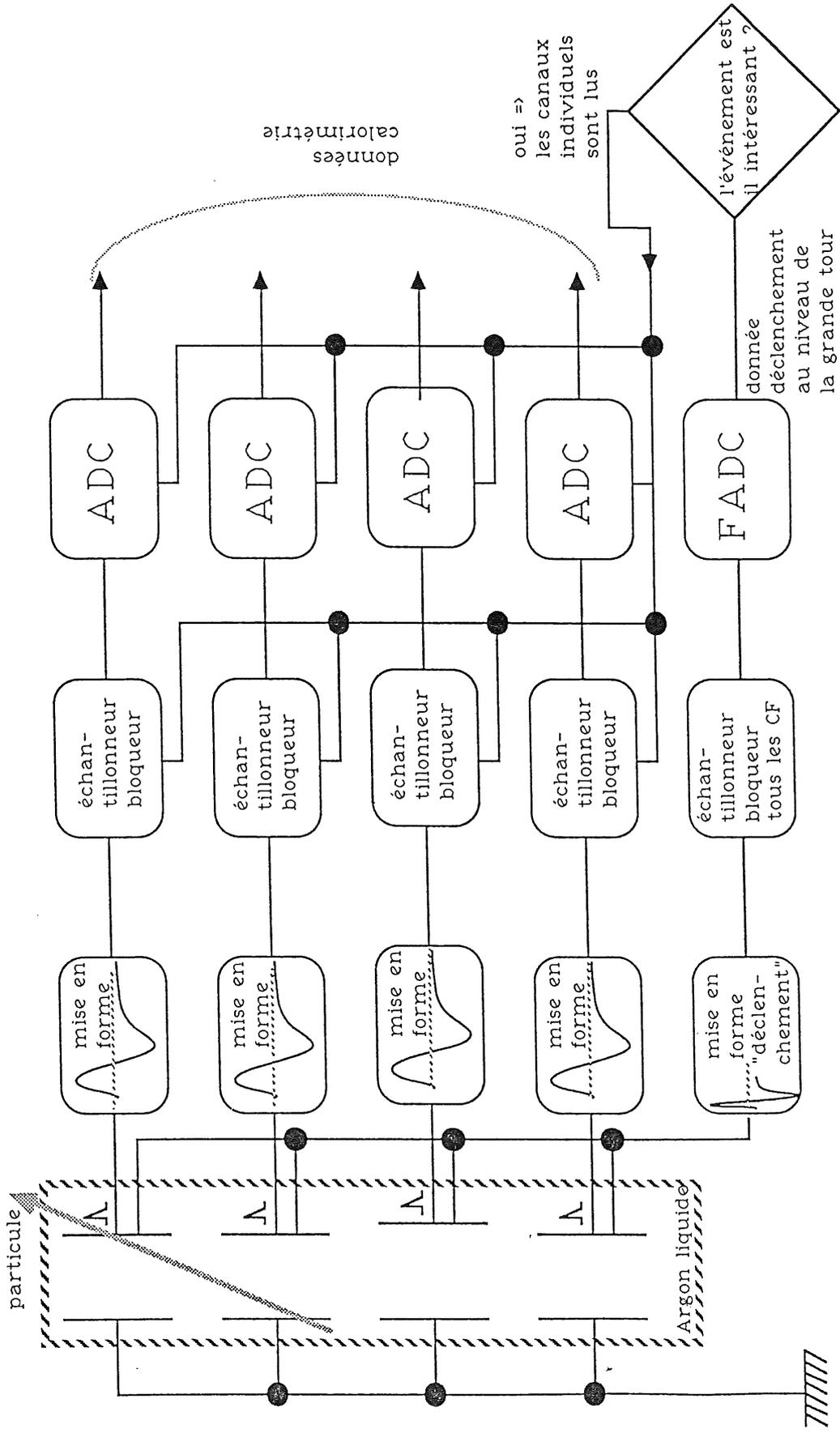


Figure 2.4: schéma typique d'une chaîne d'acquisition

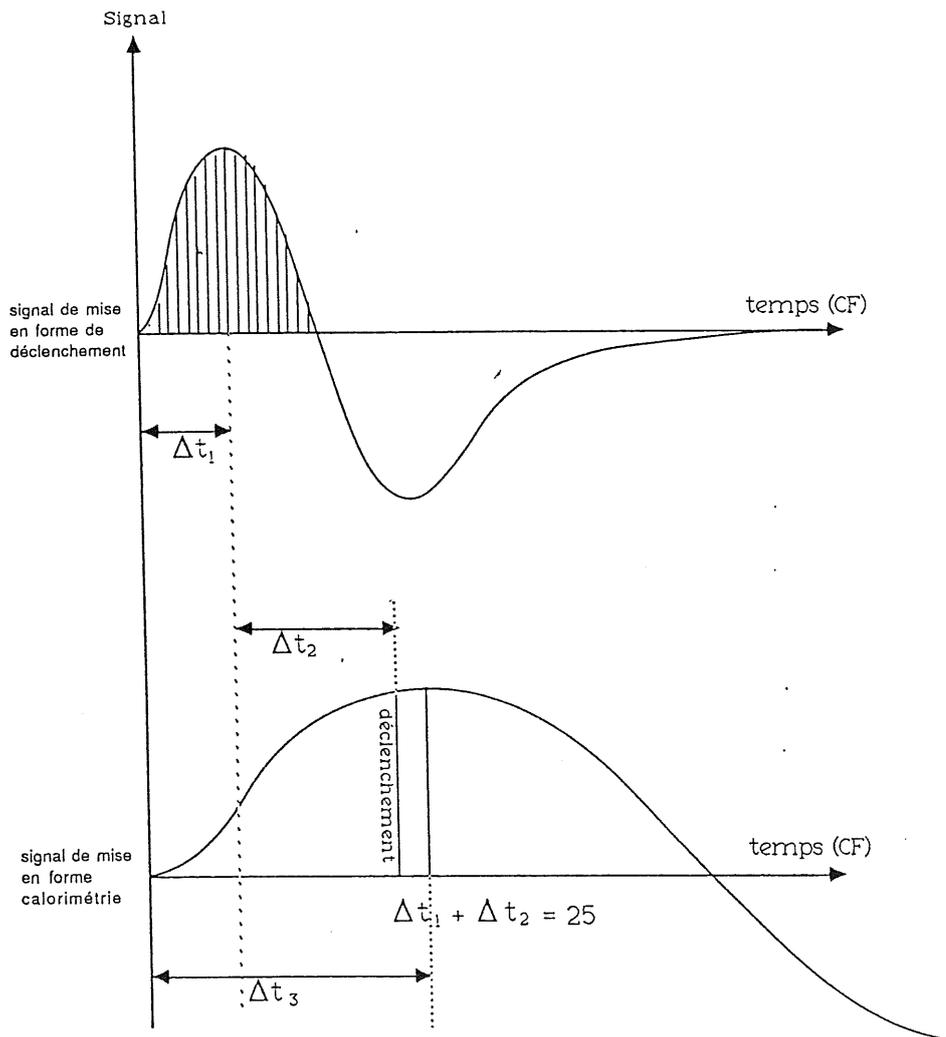


Figure 2.5: synchronisation entre fonction de mise en forme de déclenchement et fonction de mise en forme calorimétrique

Compte tenu de ces contraintes la durée de la fonction de mise en forme calorimétrie a été choisie de sorte qu'elle soit à son maximum à $\Delta t_3 = 28 \text{ CF}^1$ après l'interaction. Etant donnée la fonction de mise en forme du signal (fig 2.7), nous avons alors un temps de sensibilité à l'empilement d'environ $4 \times 28 \simeq 100 \text{ CF}$.

La somme du temps Δt_1 au bout duquel la fonction de mise en forme des tours de déclenchement, dite fonction de mise en forme déclenchement, atteint son maximum et du temps Δt_2 au bout duquel le système de déclenchement de 1^{ier} niveau a pris sa décision doit être inférieure à 28 CF (voir figure 2.5). Δt_1 peut être plus petit que 28 CF car on tolère un bruit plus important au niveau des grandes tours qu'au niveau des canaux. Les durées suivantes ont été adoptées :

- La fonction de mise en forme déclenchement atteint son maximum 9 CF après l'interaction.
- Le système de déclenchement a $\Delta t_2 = 16 \text{ CF}$ pour prendre sa décision.

Nous avons bien $\Delta t_1 + \Delta t_2 = 25 \text{ CF} < \Delta t_3$.

2.2.2 Données déclenchement

Les données déclenchement utilisent la segmentation en tours de déclenchement et en grandes tours des calorimètres. Pour chaque tour de déclenchement, nous avons des fonctions de mise en forme bipolaires culminant 9 CF après le dépôt d'énergie. La figure 2.6 en montre une mesure effectuée en ligne après digitisation. Les tours de déclenchement sont sommées analogiquement en grandes tours avec une condition de seuil qui est appliquée non pas à la tour de déclenchement mais à la somme de l'énergie de la tour de déclenchement électromagnétique et de l'énergie de la (ou de l'une quand il y en a deux) tour de déclenchement hadronique, sauf à l'arrière où il n'y a pas de partie hadronique.

Cette procédure de seuil est résumée sur le tableau 2.2.

Le tableau 2.3 donne les valeurs de bruits électroniques pour chaque tour de déclenchement à un Θ donné. Ces valeurs sont déterminées à partir des tests faits au CERN. Elles varient avec les capacités des canaux des différents modules. Le seuil appliqué correspondra à une coupure à 2σ .

Le signal des grandes tours est digitisé par des FADC en mots de 8 bits à la fréquence des croisements de faisceau. Le tableau 2.4 donne les valeurs

¹1 CF = 1 croisement de faisceau = 96 ns

Θ grande tour	regroupement des tours de déclenchement lors de l'application des seuils de la sommation en grandes tours
0	$(1 \text{ emg} + 1/2 \text{ had}) (1/2 \text{ had})$
1	$(1 \text{ emg} + 1 \text{ had})$
2	$(1 \text{ emg} + 1 \text{ had})$
3	$(1 \text{ emg} + 1 \text{ had})$
4	$(1 \text{ emg} + 1 \text{ had})$
5	$(1 \text{ emg} + 1 \text{ had})$
6	$(1 \text{ emg} + 1 \text{ had})$
7	$(1 \text{ emg} + 1 \text{ had})$
8	$(1 \text{ emg} + 1 \text{ had})$
9	$(1 \text{ emg} + 1 \text{ had})$
10	$(1 \text{ emg} + 1 \text{ had})$
11	$(1 \text{ emg} + 1/2 \text{ had}) (1/2 \text{ had})$
12	$(1 \text{ emg} + 1/2 \text{ had}) (1/2 \text{ had})$
13	(1 emg)

Tableau 2.2: Regroupement des tours de déclenchement pour l'application des seuils

de saturation et le bruit en coups d'ADC (sans la coupure analogique à 2σ appliquée aux tours de déclenchement).

Ces informations forment un pipeline de données pour chaque grande tour sur une longueur de 256 CF.

Ces données sont d'abord utilisées par le système de déclenchement câblé de 1^{ier} niveau qui calcule des grandeurs simples comme :

- l'énergie totale
- l'énergie à l'avant
- l'énergie transverse
- l'énergie transverse manquante

Lorsqu'une décision positive de déclenchement est prise, en un temps de l'ordre de 15 CF, le pipeline des données déclenchement est gelé. Il contient alors les signaux des 484 grandes tours enregistrés sur les 256 CF's successifs compris entre -230 et +25 CF, l'origine des temps étant choisie comme étant l'instant de l'interaction ayant provoqué le déclenchement (événement physique). Ces données, que nous appellerons dans la suite "histoire de l'interaction", sont lues et traitées par

grande tour	σ GeV incident	
	hadronique	électromagnétique
PLUG	0,007	
LAR $\Theta = 0$	0,210	0,170
1	0,210	0,170
2	0,210	0,170
3	0,210	0,170
4	0,210	0,170
5	0,210	0,170
6	0,250	0,250
7	0,310	0,190
8	0,350	0,190
9	0,200	0,240
10	0,200	0,300
11	0,200	0,360
12	0,200	0,365
13	0	0,440
BEMC	0,100	

Tableau 2.3: Bruit électronique par les tours de déclenchement en fonction des grandes tours

grande tour	saturation (GeV incident)		σ (coups de FADC)	
	hadronique	électromagnétique	hadronique	électromagnétique
PLUG	90		0,10	
$\Theta = 0$	90	60	0,84	0,72
1	90	60	0,60	0,72
2	90	60	0,60	0,72
3	90	60	0,60	0,72
4	90	60	0,60	0,72
5	90	60	1,19	1,44
6	90	60	1,42	2,13
7	90	60	1,76	1,62
8	90	60	1,98	1,62
9	90	60	1,13	2,04
10	90	60	1,13	2,55
11	90	60	1,13	2,16
12	90	60	1,13	2,19
13	90	60		3,62
BEMC	60		0,74	

Tableau 2.4: Valeurs de saturation et bruit électronique dans les grandes tours

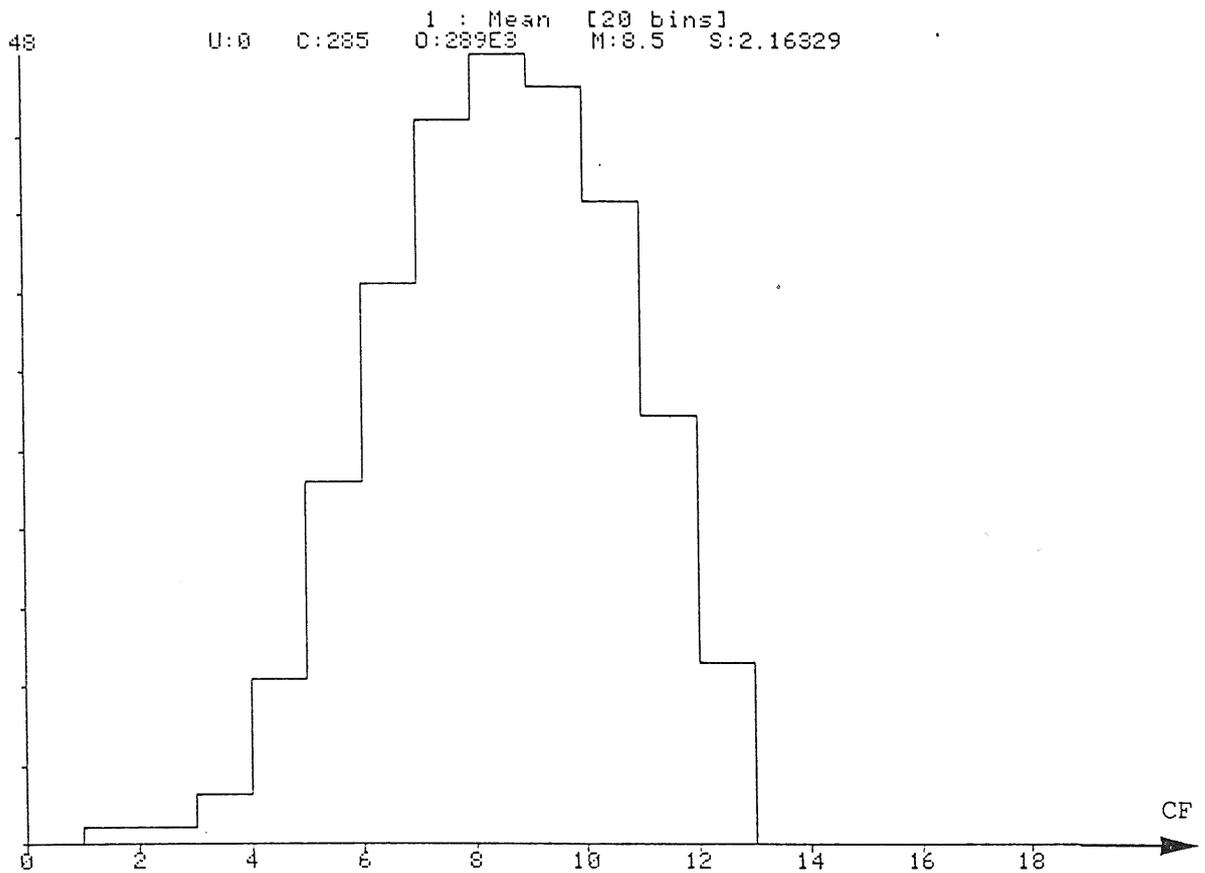


Figure 2.6: mesure de la fonction de mise en forme de déclenchement après digitisation par les FADC

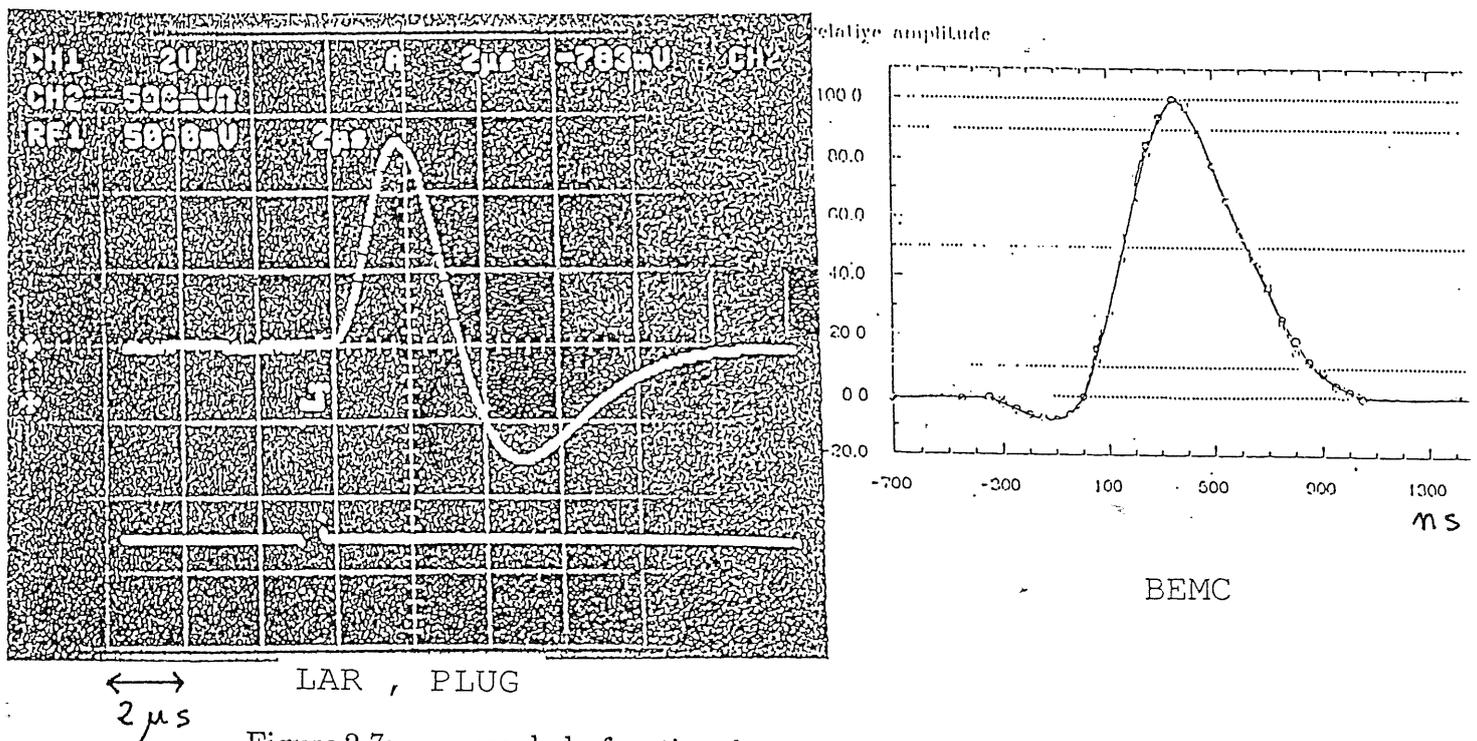


Figure 2.7: mesure de la fonction de mise en forme calorimétrie

des processeurs spécialisés (DSP's [14]). Leur résolution temporelle permet de détecter d'éventuels événements hors temps s'empilant sur l'événement de physique ayant provoqué le déclenchement. Les DSP's peuvent donc calculer des estimateurs d'empilement. Leur analyse ne porte en fait que sur 100 croisements de faisceau, puisque la durée totale de la fonction de mise en forme calorimétrie est d'environ $4 \times 28 \simeq 100$ CF. Le pipeline des données de déclenchement étant gelé 3 croisements de faisceau avant que la fonction de mise en forme calorimétrie n'ait atteint son maximum, l'intervalle intéressant va de -75 à +25 CF. Le nombre de données effectivement lues est limité par le temps mort maximal autorisé de $800 \mu s$, ce qui impose d'échantillonner cet intervalle pour n'en retenir qu'au plus 30 CF. Chaque DSP traitant 64 grandes tours, le temps de calcul se réduit à environ $20 \mu s$ par grande tour. L'algorithme des DSP's doit donc se limiter à des opérations simples (additions, multiplications).

L'histoire de l'interaction permet aussi de vérifier que les données des grandes tours sont bien synchronisées avec celles des autres sous-détecteurs, vérification aussi incluse dans l'algorithme DSP.

Celui-ci sera décrit de façon plus détaillée au chapitre 5.

2.2.3 Données calorimétrie

En sortie des canaux du calorimètre, nous avons des fonctions de mise en forme bipolaires culminant 28 croisements de faisceau après le dépôt d'énergie dans la cellule. La figure 2.7 donne leurs aspects mesurés. Dans le cas du BEMC, vu sa sensibilité aux événements de bruit de fond et son principe basé sur des scintillateurs, plus rapides que les cellules à argon liquide, la fonction de mise en forme initiale, identique à celle du calorimètre à argon liquide, a été remplacée par une fonction de mise en forme plus rapide unipolaire ayant une durée de seulement 8 CF, un dispositif électronique de retard assurant le délai permettant à ce signal de culminer aussi à 28 croisements de faisceau.

Il n'est pas certain que cette fonction de mise en forme soit disponible au démarrage de H1. Plus loin, nous utiliserons la nouvelle forme dans la simulation, sauf mention particulière précisant explicitement l'usage de l'ancienne.

Les signaux calorimétrie sont d'abord amplifiés, puis digitisés par des ADC lents au maximum de la fonction de mise en forme. C'est essentiellement la durée de cette digitisation qui conditionne le temps mort global du détecteur. Les ADC codent les signaux sous forme de mots de 12 bits, mais peuvent être lus avec deux gains différents, ce qui permet d'augmenter la dynamique à 14 bits.

Si pendant le temps de sensibilité dû à la fonction de mise en forme calorimétrie ($\simeq 100$ CF) un autre événement est arrivé à la date t , les données calorimétrie

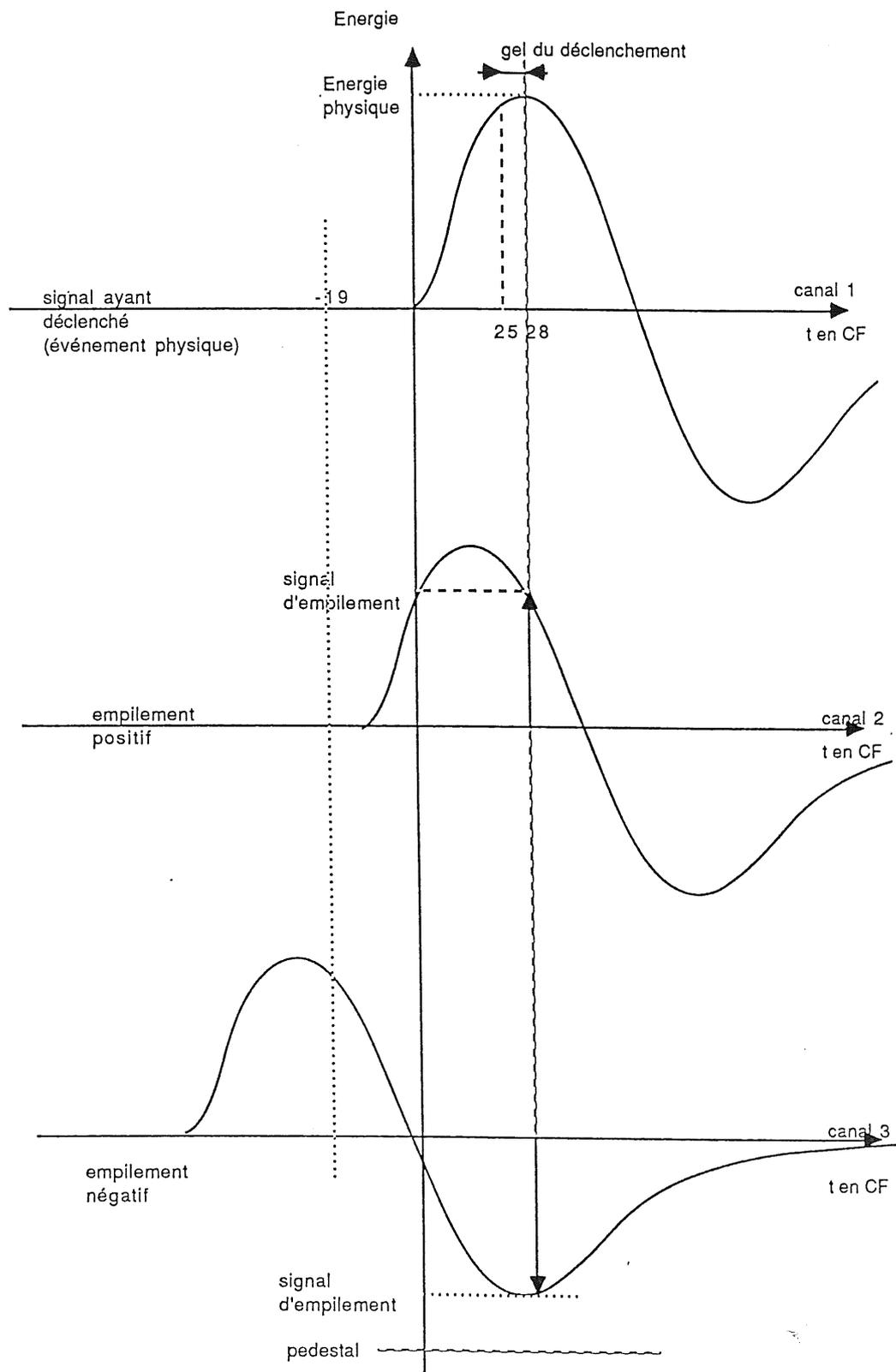


Figure 2.8: empilement négatif et positif

seront formées de l'événement physique qui a déclenché et des signaux de l'événement d'empilement.

La figure 2.8 montre que l'on peut distinguer deux intervalles de temps où peuvent se produire cet empilement :

- $-19 < t < +25$ CF : le signal d'empilement est positif
- $t < -19$ CF : le signal d'empilement est négatif

Nous verrons au chapitre 4 que l'effet sur la mesure des variables cinématiques est très différent suivant que l'événement d'empilement arrive dans l'un ou l'autre de ces intervalles. Remarquons aussi dès maintenant que les dépôts d'énergie de l'événement physique et des événements d'empilement ont le plus souvent lieu dans des canaux différents.

Les 45000 signaux digitisés par les ADC sont lus par une batterie de processeurs spécialisés fondés à nouveau sur des DSP's. Leur rôle est double :

- suppression de zéro :
Afin de réduire la quantité de données le plus tôt possible dans la chaîne d'acquisition, tous les canaux ayant un signal inférieur *en valeur absolue* à un seuil donné sont supprimés. Cela permet de conserver les signaux d'empilement négatifs. La valeur de saturation de ces énergies négatives est définie par le pédestal de l'ADC.
- correction de calibration :
La correspondance entre le signal mesuré et la charge déposée dépend pour chaque canal de la zone du détecteur où il se situe et des caractéristiques de son électronique d'amplification. Cette correction est paramétrisée par une fonction polynomiale de degré 3, dont les coefficients sont mis à jour lors de calibrations périodiques et stockés dans la mémoire des DSP's.

2.3 Résumé des données disponibles

Finalement, en sortie du système d'acquisition des calorimètres, nous avons deux types d'information (figure 2.9) :

1. *les données calorimétrie*

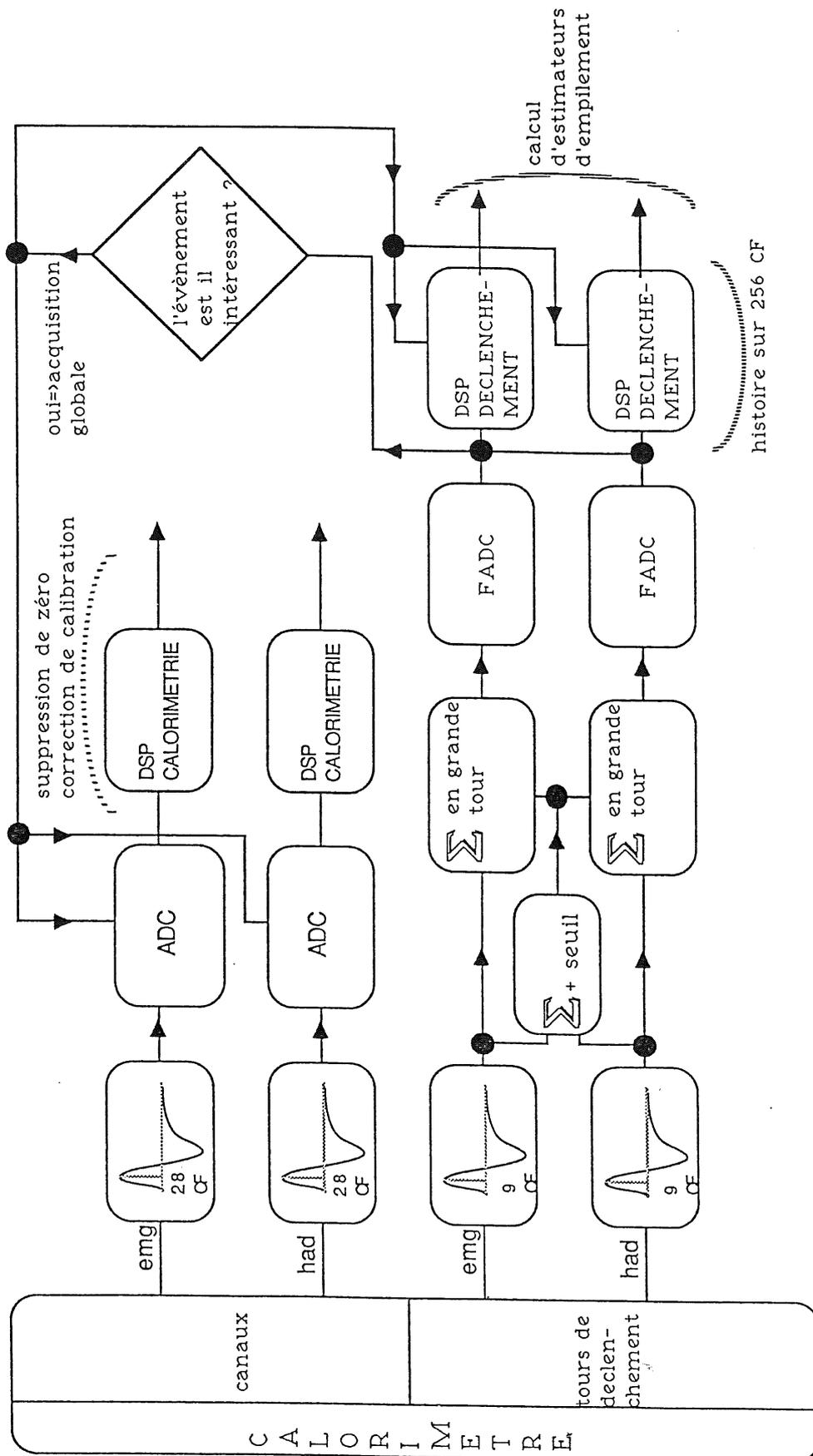


Figure 2.9: Organigramme général de l'acquisition des données des calorimètres

- liste des canaux ayant une énergie non nulle (zéro suppression) et la valeur de cette énergie qui peut être inférieure à zéro en cas d'empilement négatif.

2. *les données déclenchement*

- estimateurs d'empilement calculés par les DSP's sur les signaux des grandes tours . Trente au plus des 256 CF constituant l'histoire de l'interaction peuvent être utilisés (voir section 5.1.1)
- éventuellement une partie de l'histoire de l'interaction
- estimateur de synchronisation du calorimètre avec les autres détecteurs

Chapitre 3

Simulation du problème

Dans ce chapitre, nous décrivons les différentes étapes conduisant à la simulation de l'empilement dans les calorimètres. Nous commençons par le choix du lot d'événements de physique, puis nous décrivons la génération des événements de bruit de fond, la simulation de la ligne de faisceau et du détecteur. Nous terminons en explicitant les caractéristiques de la simulation de l'empilement proprement dit.

3.1 Lot d'événements physiques utilisés

Les événements de physique utilisés pour la simulation de l'empilement sont des interactions à courant-charge. En effet d'une part ils constituent un cas extrême où seules les mesures par le flot hadronique sont utilisables, et d'autre part ils jouent un rôle important dans l'étude des fonctions de structure (Cf chapitre 1).

Les résultats resteront valables pour d'autres types de physique, pourvu que la mesure des variables cinématiques utilise le flot hadronique.

Le générateur choisi est le standard LEPTO5.2 [15]. L'hadronisation se fait par JETSET6.3 [16], avec le mécanisme "parton shower" [17], permettant une bonne description phénoménologique des événements multi-jets.

Etant donné que ces événements sont utilisés simplement pour étudier l'influence de l'empilement des événements proton-gaz et proton-tube à vide sur la détermination des variables cinématiques, nous ne nous préoccupons pas de la dépendance du choix du Monté-Carlo utilisé. Cette question n'intervient qu'au second ordre.

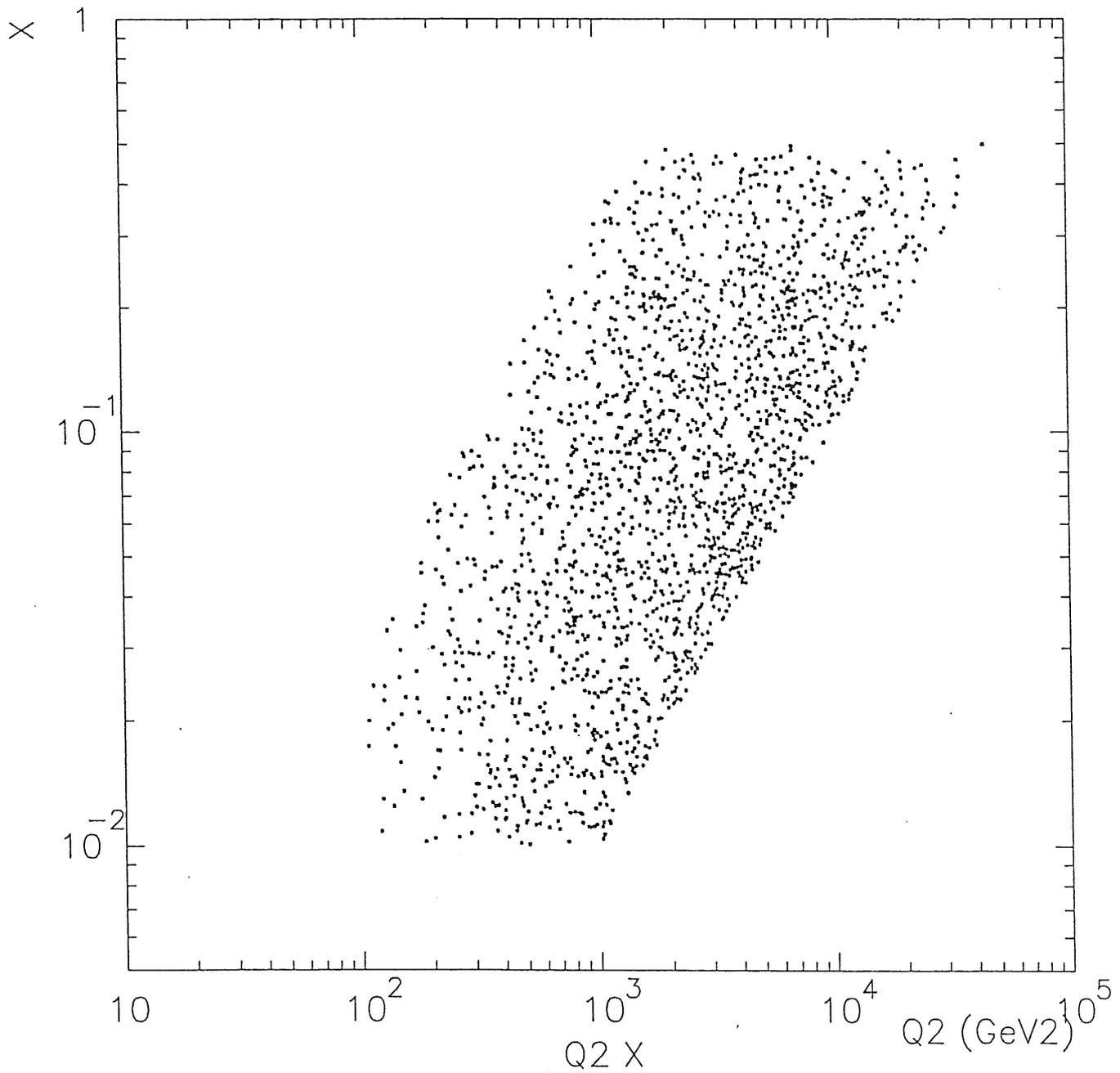


Figure 3.1: distribution cinématique des événements dans le plan (x, Q^2)

Le domaine choisi est celui pour lequel la mesure par Jacquet-Blondel est possible (Cf chapitre 1), c'est à dire :

$$0,01 < x < 0,5 \quad (3.1)$$

$$0,03 < y < 1 \quad (3.2)$$

$$100 < Q^2 < 0,49 \cdot 10^5 \text{ GeV}^2 \quad (3.3)$$

La distribution des événements dans le plan (x, Q^2) est donnée par la figure 3.1. Compte tenu du temps CPU de simulation dans le détecteur (Cf 3.3.1), nous nous limiterons à 2000 événements.

3.2 Les interactions primaires proton-gaz et proton-tube à vide

Au chapitre 1.2, nous avons vu que les bruits de fond les plus dangereux sont les interactions proton-gaz et proton-tube à vide et qu'elles sont considérées représentatives de l'ensemble.

La simulation de ces interactions est effectuée en deux étapes. D'abord l'interaction primaire est générée en son point d'origine sur la ligne de faisceau. Les particules issues de ce vertex sont ensuite suivies jusqu'au détecteur où la procédure peut être achevée par le programme de simulation de H1 proprement dit.

3.2.1 Les interactions primaires proton-gaz

On utilise un Monte-Carlo [10] basé sur des données de l'expérience UA5 (protons de 450 GeV au SPS). Les interactions proton-gaz se produisant dans le détecteur de UA5 ont été étiquetées, et ces données ont pu être extrapolées à l'énergie de HERA.

Il convient d'insister sur le fait que ce sont des queues de distribution qui ont été extrapolées. La méthode utilisée est purement phénoménologique. Les interactions générés sont supposées être suffisamment représentatives des interactions réelles pour les études de bruit de fond. Les événements simulés sont injectés à une abscisse z de la ligne de faisceau du proton suivant une distribution radiale dépendant de l'optique du faisceau. Les proton-gaz qui ont lieu directement dans H1 (-2 à +5 m autour du point d'interaction) sont directement simulés dans le détecteur.

3.2.2 Les interactions primaires proton-tube à vide

Les interactions proton-tube à vide sont originaires essentiellement du quadripôle QS, à 40 m en amont du détecteur. Nous les générons en propageant jusqu'au détecteur les particules secondaires émises lors d'une interaction d'un proton rasant une plaque d'acier au niveau de QS. Nous supposons que les interactions ainsi générées sont représentatives de la topologie des événements proton-tube à vide.

3.2.3 La simulation de la ligne de faisceau

Les différents aimants et collimateurs constituant la ligne de faisceau des protons sont décrits avec GEANT [20] depuis -2 m (entrée du calorimètre) jusqu'à -100 m (voir figure 1.6), distance au delà de laquelle on vérifie qu'il n'y a plus d'interaction gênante.

La simulation des gerbes hadroniques se fait à l'aide du Monte-Carlo FLUKA [18] mieux adapté aux études de déclenchement que GHEISHA [19] car il décrit mieux les gerbes à grande impulsion transverse.

Ce programme permet de suivre les particules secondaires issues d'une interaction proton-gaz ou proton-tube à vide depuis l'origine dans la ligne de faisceau jusqu'au détecteur. La procédure est alors achevée par la simulation complète du détecteur.

3.3 Détecteur

3.3.1 Simulation du détecteur

La simulation des événements dans le détecteur est faite avec le programme standard de simulation de H1, H1SIM. La géométrie du détecteur est décrite dans le cadre GEANT [20].

Afin de diminuer le temps de calcul, les milieux composant le PLUG et le calorimètre à argon liquide sont moyennés, et les gerbes électromagnétiques y sont déposées sous forme paramétrisées. Par contre les interactions de bruit de fond produisant essentiellement des gerbes hadroniques (proton-noyau), nous préférons utiliser une simulation détaillée pour celles-ci et suivre chaque particule pas à pas.

De plus les gerbes hadroniques sont simulées à l'aide du programme FLUKA, pour les raisons déjà expliquées en 3.2.3.

Dans le BEMC, les gerbes électromagnétiques sont déposées de façon détaillée. En effet il est possible que des gerbes énergétiques commencent à se développer dans le BEMC puis atteignent la partie arrière du calorimètre à argon liquide. La transition du BEMC vers le calorimètre serait mal décrite par l'utilisation de paramétrisation de ces gerbes.

Le temps CPU moyen de simulation d'un événement de bruit de fond est de 50 secondes sur IBM3090.

3.3.2 Distribution en temps des événements dans le détecteur

Nous simulons l'empilement d'origine proton-tube à vide et proton-gaz sur un lot d'événements physiques à courant chargé dans les trois calorimètres : BEMC, argon liquide, PLUG.

La durée de la fonction de mise en forme bipolaire calorimétrie, culminant à +28 croisements de faisceau, définit un temps de sensibilité Δt à l'empilement. Si des événements arrivent entre l'instant t d'échantillonnage et $t - \Delta t$, la queue de leurs signaux de mise en forme se superposera à l'énergie déposée par l'événement physique.

L'allure des fonctions de mise en forme montrées à la section 2.2.3 nous conduit à choisir $\Delta t = 125 \text{ CF}$, intervalle où elles sont significativement non nulles.

Les événements de bruit de fond sont distribués uniformément dans l'intervalle Δt par pas de 1 CF (ils doivent rester en phase avec les paquets du faisceau). Leur nombre dans cet intervalle suit donc une loi de Poisson, la probabilité d'avoir n événements étant :

$$P(n) = \frac{\mu^n}{n!} e^{-\mu} \quad (3.4)$$

où μ est le nombre moyen d'événements arrivant pendant l'intervalle de temps Δt .

Avec les taux de bruit de fond attendus, il y a le plus souvent 0 à 2 événements d'empilement.

Les événements proton-tube à vide et proton-gaz sont répartis indépendamment et on tire leurs nombres respectifs dans Δt avec μ_{PTV} et μ_{PG} .

μ_{PTV} et μ_{PG} sont calculés par :

- Dans le cas du proton-gaz :

$$\mu_{PG} = F_{PG} \cdot L_{PG} \cdot T_{SENSI} \cdot P_{PG} \quad (3.5)$$

- F_{PG} = fréquence du proton-gaz (H_Z / m)
- L_{PG} = longueur de la simulation (m)
- T_{SENSI} = temps de sensibilité à l'empilement = durée de la fonction de mise en forme calorimétrie.
- P_{PG} = probabilité pour qu'un événement généré touche un des calorimètres (propre au lot d'événements considéré car dépend de L_{PG} et de la simulation du détecteur)

Typiquement on a (voir 1.2.1) :

- $F_{PG} = 3000 H_Z / m$
- $L_{PG} = 95 m$
- $T_{SENSI} = 12 \mu s = 125$ croisements de faisceau
- $P_{PG} = 0,33$

Soit $\mu_{PG} = 1,1$

- Dans le cas des proton-tube à vide le calcul est presque identique sauf que la fréquence par unité de longueur n'a pas de sens puisque la ligne de faisceau n'est pas symétrique par translation et que nous ne simulons ces événements qu'à partir du quadripôle QS.

$$\mu_{PTV} = F_{PTV} \cdot T_{SENSI} \cdot P_{PTV} \quad (3.6)$$

- F_{PTV} = fréquence du proton-tube à vide à partir du quadripôle QS (H_Z).
- P_{PTV} = proportion d'événements générés touchant un des calorimètres.

Typiquement on a (voir 1.2.1) :

- $F_{PTV} = 5 \cdot 10^5 H_Z$ au niveau du QS quadripôle.
- $P_{PTV} = 0,15$

Soit $\mu_{PTV} = 0,9$

On s'attend donc en moyenne à 2. événements d'empilement pour chaque événement de physique.

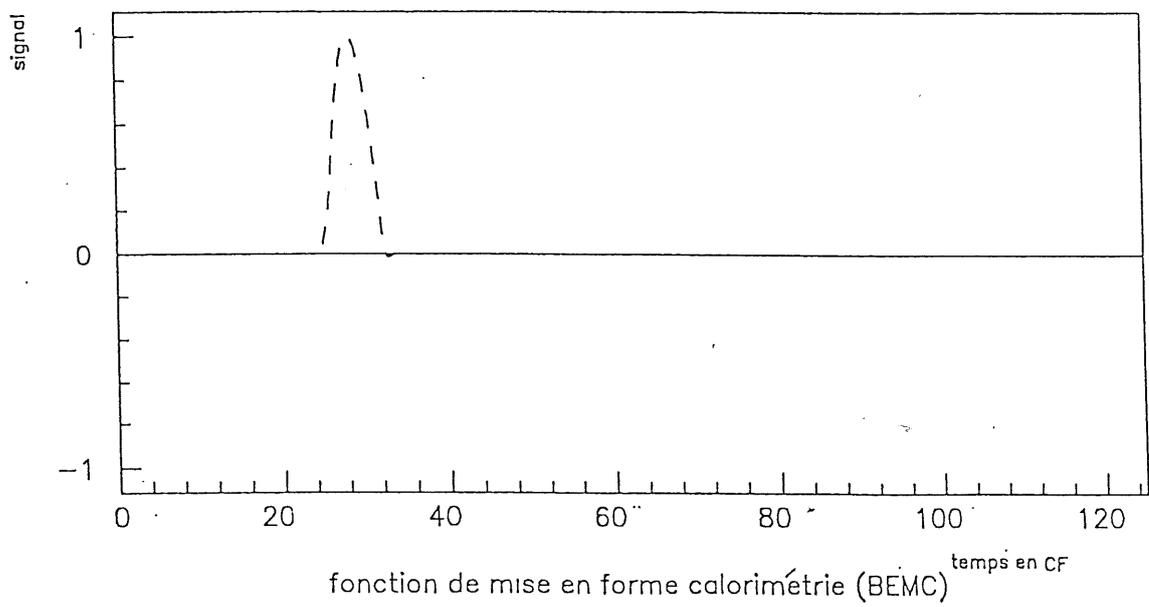
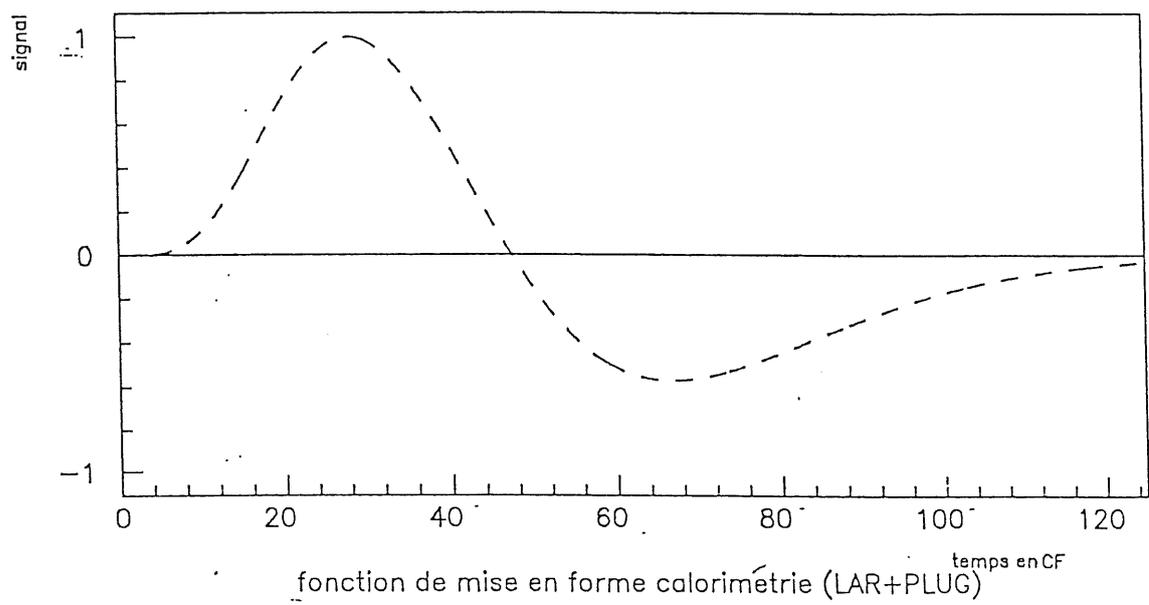
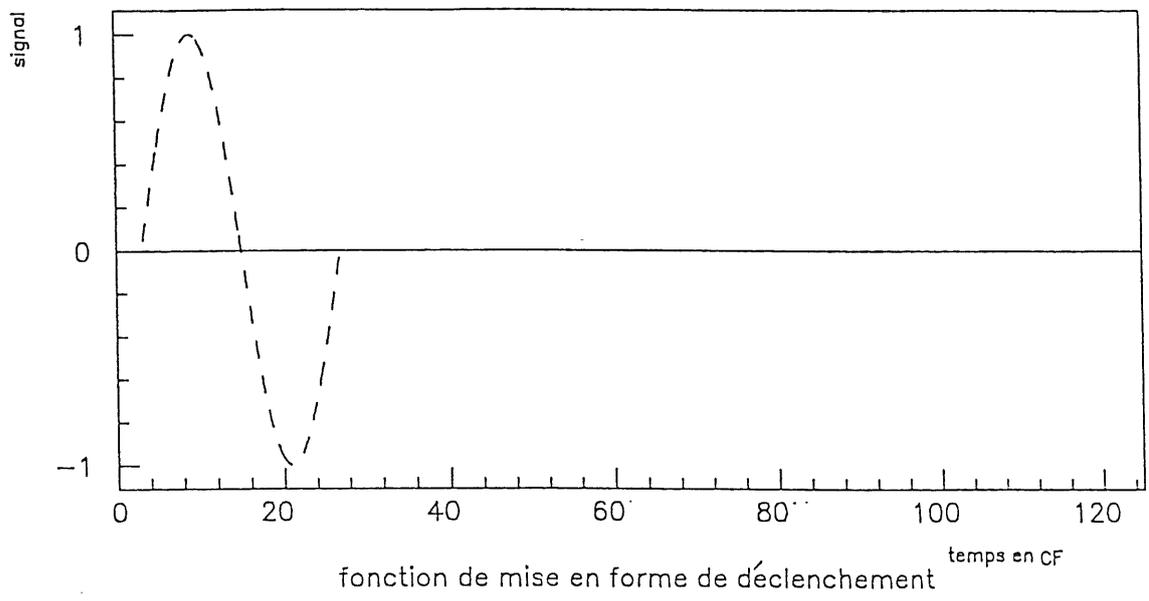


Figure 3.2: fonctions de mise en forme utilisés dans la simulation

3.3.3 Réponse du détecteur

Une fois déterminés le nombre d'événements d'empilement et leurs instants respectifs d'arrivée, il reste à simuler les données produites par les deux branches d'acquisition du détecteur (figure 3.3) :

- données déclenchement .

L'histoire de l'événement au niveau de chaque grande tour est simulée depuis 99 CF avant l'interaction jusqu'à 25 CF après (gel de l'électronique). Pour cela les signaux de mise en forme déclenchement de l'événement physique et de l'événement d'empilement sont déterminés dans chaque tour de déclenchement à partir de leurs dépôts d'énergie respectifs et de leurs instants d'arrivée. L'intensité de ces signaux est enregistrée chaque croisement de faisceau pour former l'histoire de l'interaction au niveau des tours de déclenchement . Le signal des tours de déclenchement est sommé en grandes tours avec les bruits électroniques et les conditions de seuil réalistes (voir 2.2.2), puis digitisé en mots de 8 bits, toujours tous les croisements de faisceau . L'utilisation de ces informations par les DSP sera étudiée au chapitre 5. Cette partie prend environ 3,5 s de temps CPU par événement sur IBM3090.

- donnée calorimétrie:

Cette fois pour chaque canal de calorimétrie, les signaux d'empilement sont mis en forme avec la fonction de mise en forme calorimétrie et superposés au signal physique à l'instant d'échantillonnage calorimétrie (28 CF). Les représentations des fonctions de mise en forme sont choisies pour s'ajuster au mieux aux allures mesurées (figure 3.2). En particulier, il est important que l'intégrale des fonctions bipolaires soit nulle afin de ne pas introduire de biais.

On peut ensuite faire l'analyse prévue sur ces données physique + empilement .

L'ensemble de ces opérations prend environ 0,4 s de temps CPU par événement sur IBM3090.

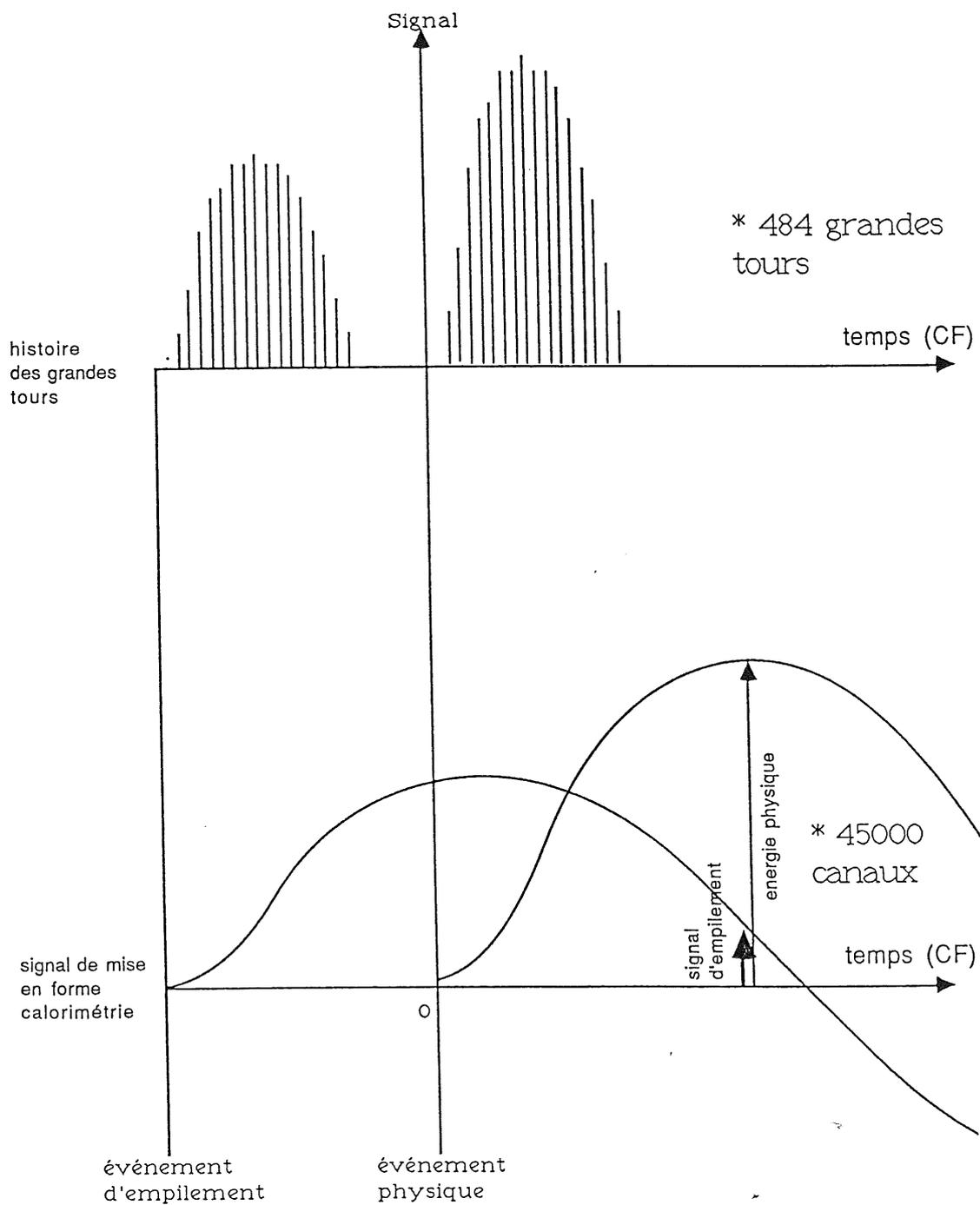


Figure 3.3: principe de la simulation de l'empilement

Chapitre 4

Etude topologique de l'empilement

Ce chapitre présente l'effet de l'empilement sur la mesure des variables cinématiques. Dans un premier temps, nous examinerons comment les événements de bruit de fond sont vus par les calorimètres. Puis nous simulerons l'empilement comme cela a été décrit au chapitre précédent afin d'en déduire les erreurs induites sur x , y , Q^2 .

4.1 Distributions spatiales et énergétiques des événements de bruits de fond

Dans cette première partie, nous allons étudier les événements de bruit de fond proton-gaz et proton-tube à vide pour eux-mêmes, sans faire intervenir l'empilement. Nous allons passer en revue leurs distributions spatiales et énergétiques dans les calorimètres. Les lots d'événements proton-gaz et proton-tube à vide contiennent chacun 3500 événements et sont traités parallèlement. Ils ont été générés et simulés conformément au chapitre 3.

Ne sont entrés dans les histogrammes que les événements touchant au moins l'un des trois calorimètres : PLUG, LAR, BEMC, soit respectivement 33 % et 15 % du nombre total d'événements proton-gaz et proton-tube à vide générés. Les distributions de l'énergie touchant les calorimètres (PLUG, argon liquide, BEMC) ainsi que le nombre de canaux touchés sont montrés sur les figures 4.1, 4.2, 4.3. Tous ces histogrammes sont normalisés à 1. Les événements proton-tube à vide sont plus énergétiques et plus étendus que les événements proton-gaz.

Dans la majeure partie des cas l'énergie déposée est très faible et répartie

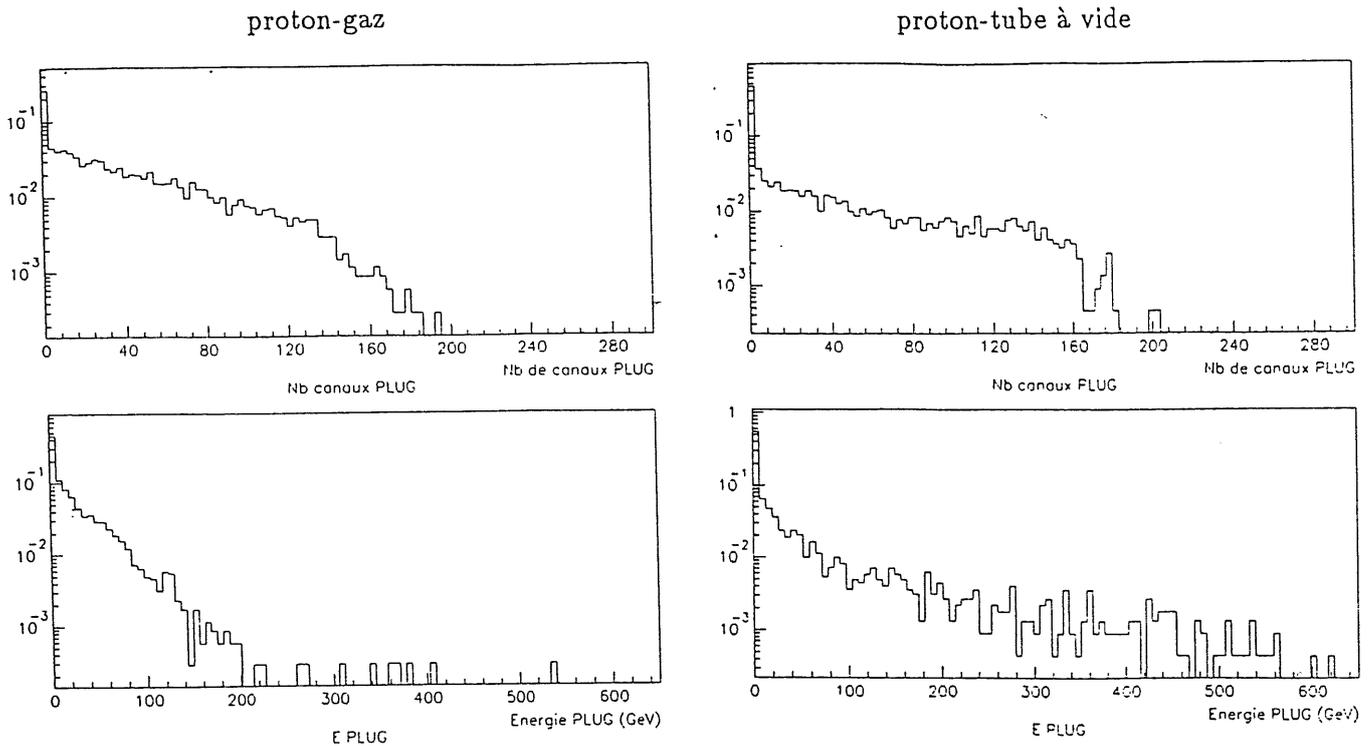


Figure 4.1: distribution en énergie (GeV) et en nombre de canaux pour le PLUG, pour les événements proton-gaz et proton-tube à vide

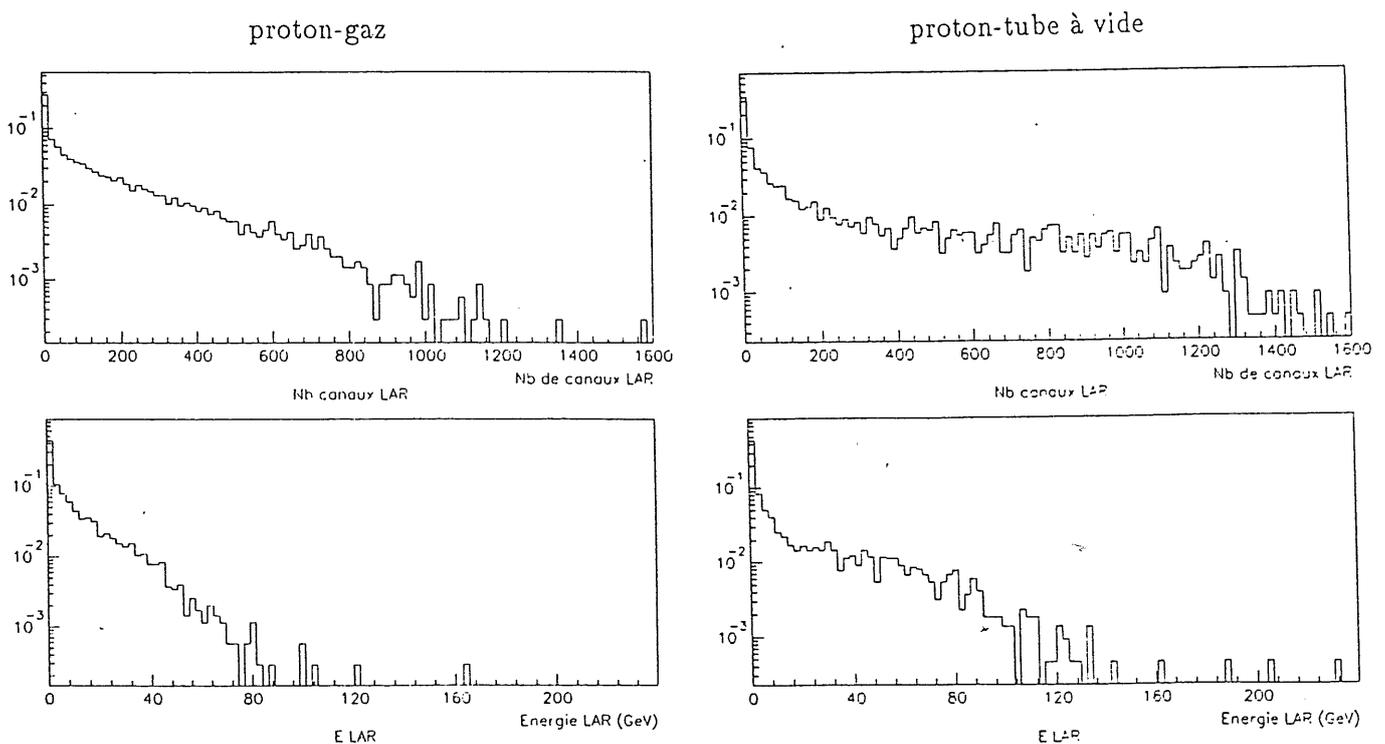


Figure 4.2: distribution en énergie et en nombre de canaux pour le calorimètre à argon liquide, pour les événements proton-gaz et proton-tube à vide

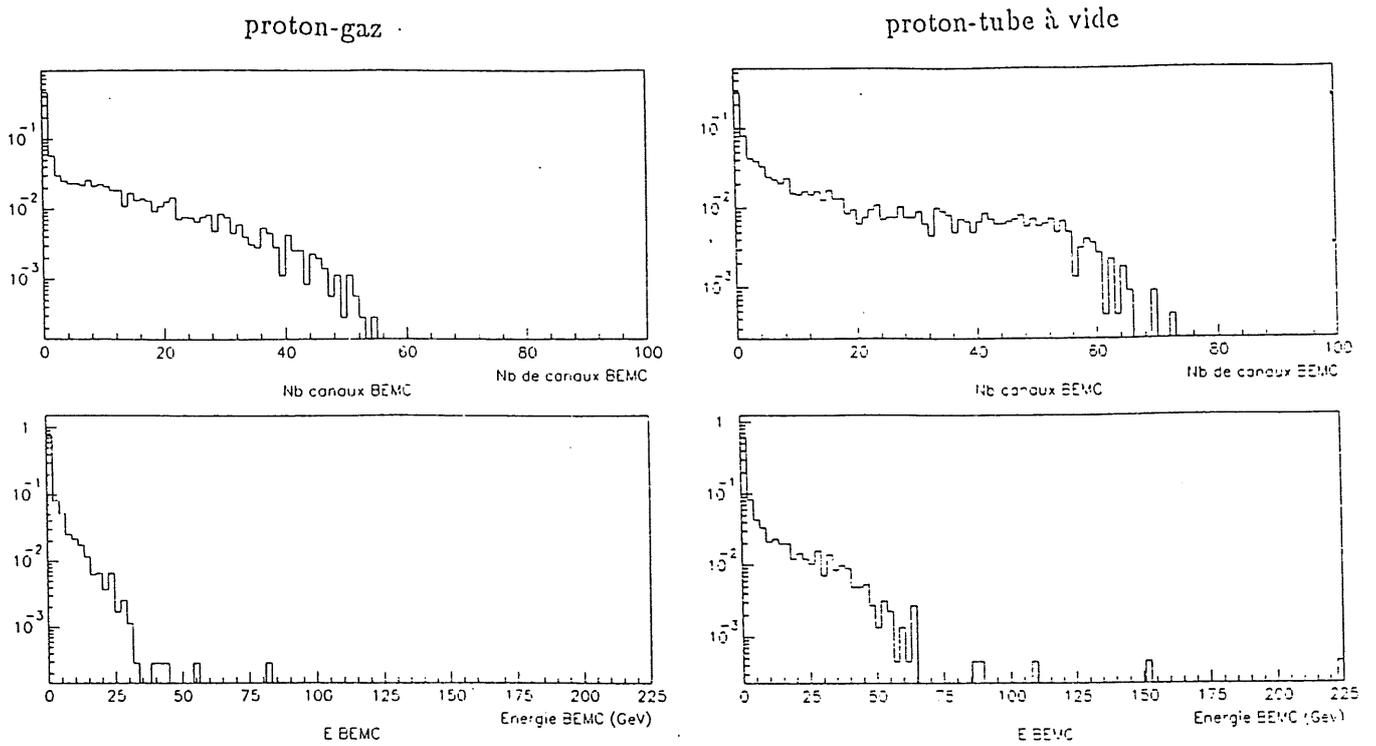


Figure 4.3: distribution en énergie et en nombre de modules touchés pour le BEMC, pour les événements proton-gaz et proton-tube à vide

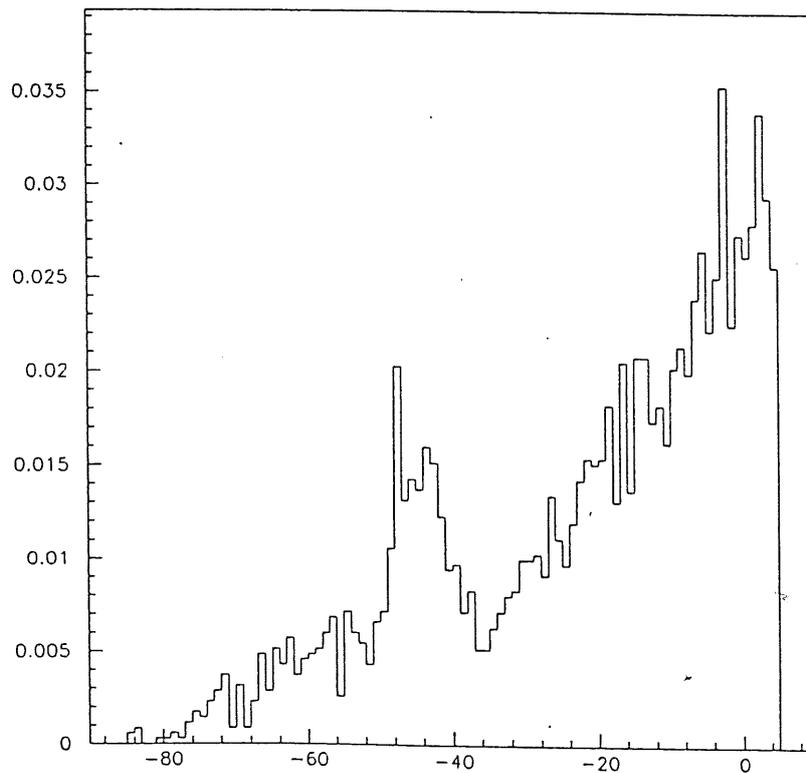


Figure 4.4: distribution de l'abscisse z (m) du vertex d'origine des événements proton-gaz touchant les calorimètres

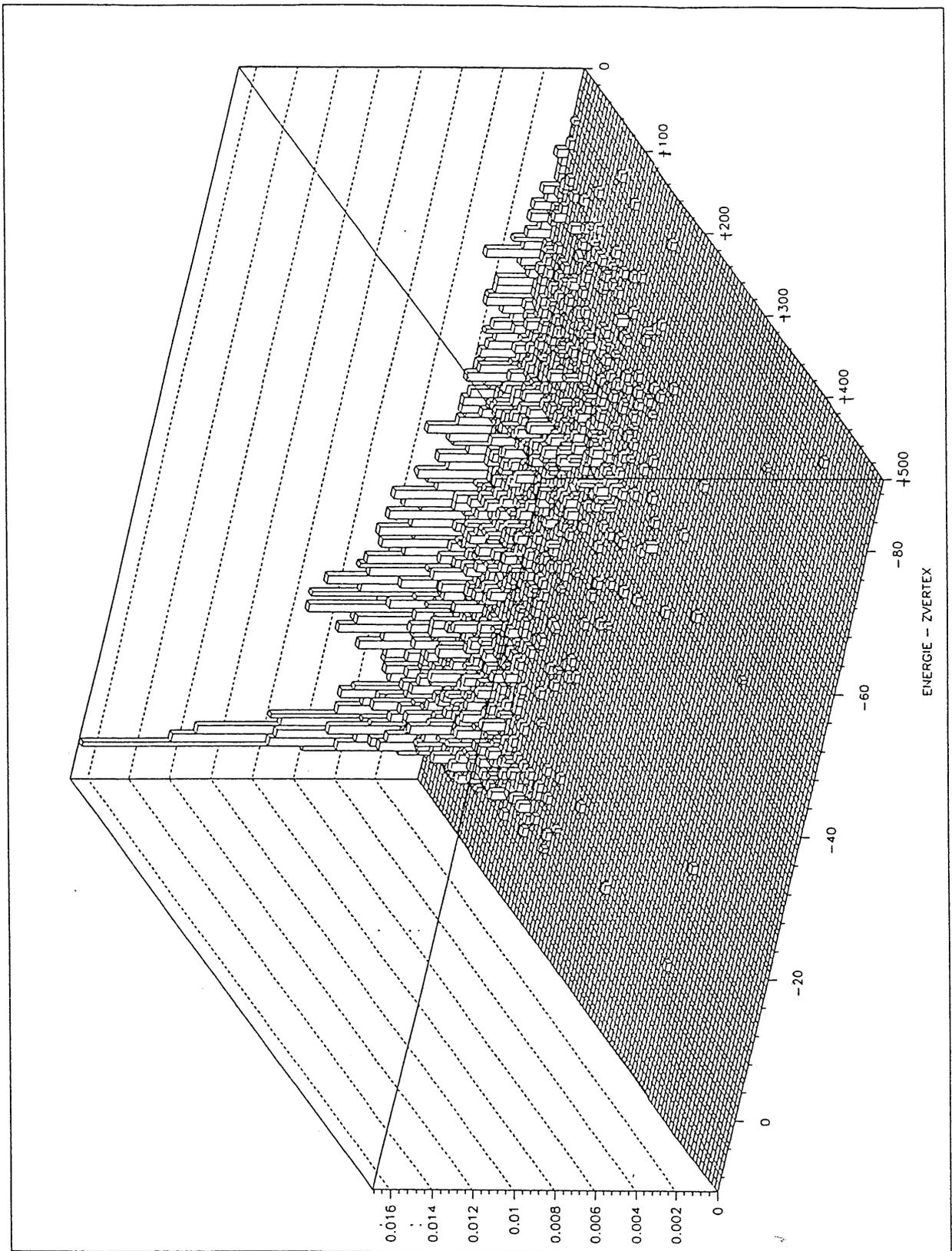


Figure 4.5: distribution E_{tot} (GeV) - Z_v (m) pour les événements proton-gaz touchant les calorimètres

sur un petit nombre de canaux (l'échelle est logarithmique !) mais il y a des queues de distribution où l'on voit que certains événements dangereux (proton-tube à vide en particulier) peuvent toucher environ 1/4, 1/50, 1/2 des calorimètres PLUG, LAR, BEMC avec des énergies importantes. Ces événements sont avant tout dangereux pour le système de déclenchement .

Nous pouvons donc dès à présent prédire que les événements d'empilement modifieront les distributions cinématiques sous forme de queues d'intégrale petite mais s'étendant assez loin.

Concernant le BEMC, nous pouvons noter que dans environ 5% des cas, plus de la moitié du calorimètre est touchée, et que l'énergie totale est supérieure à 30 GeV, énergie maximale de l'électron diffusé à l'arrière, ce qui peut poser des problèmes d'identification.

Rappelons toutefois que ces énergies ne sont que des valeurs maximales du signal d'empilement puisque l'événement d'empilement n'arrive pas forcément en même temps que l'événement physique.

Les interactions proton-gaz étant réparties uniformément sur toute la ligne de faisceau (Cf chapitre (3)), nous pouvons étudier comment se distribue l'abscisse z de l'endroit où s'est produite l'interaction primaire (distribution z vertex).

La figure 4.4 montre la distribution z vertex et la figure 4.5 sa corrélation avec l'énergie totale déposée dans les calorimètres.

Remarquons d'abord que bien que la plus grande partie des interactions proton-gaz touchant les calorimètres proviennent de la proximité du détecteur, une partie non négligeable est issue de la zone s'étendant entre -40 m et -50 m en amont. Elles ont lieu au niveau des quadripôles QS, ce qui justifie que l'interaction proton-tube à vide soit simulée à cet endroit (voir section 3.2.3).

Au delà de -80 m, il n'y a plus d'interaction proton-gaz atteignant le détecteur car la ligne du faisceau est courbée.

Les importants dépôts d'énergie sont susceptibles d'atteindre les calorimètres depuis n'importe quel z vertex à partir de -80 m , bien que les régions à proximité du calorimètre et au voisinage du QS soient plus dangereuses.

Pour étudier la répartition du signal de bruit de fond dans le calorimètre, nous allons adopter la granularité des grandes tours , bien adaptée au dimensionnement des gerbes hadroniques.

Compte tenu de la symétrie en Φ nous étudions les distributions en fonction de Θ (voir figure 2.1).

La proportion moyenne de grandes tours touchées à Θ donné (c'est à dire l'étalement en Φ de l'événement) est représentée sur la figure 4.6, alors que la figure 4.7 donne la probabilité pour qu'un événement touchant le calorimètre à argon liquide touche une grande tour à Θ .

Il y a assez peu de différence entre proton-gaz et proton-tube à vide sauf que

la partie arrière est plus souvent arrosée par les événements proton-tube à vide. A l'avant, les grandes tours sont touchées environ 3 fois sur 4 et la couronne est couverte en Φ sur à peu près 50 %. Dans cette région, il y a donc une forte probabilité pour qu'une même grande tour puisse recevoir à la fois de la physique et du signal d'empilement. Notons également un renforcement à $\Theta \simeq 6$ correspondant à la transition entre la partie avant et la partie centrale du calorimètre (voir figure 2.1). Cela est dû à la brusque variation du volume des grandes tours dans cette région.

Les spectres de l'énergie dans chacune des grandes tours du calorimètre LAR en fonction de Θ sont donnés sur la figure 4.8.

Là aussi, peu de différence entre proton-gaz et proton-tube à vide bien que sur l'ensemble des grandes tours, les queues des interactions proton-tube à vide aillent plus loin.

Notons que de faibles dépôts d'énergie à l'arrière, de l'ordre du GeV n'ont pas un effet négligeable. En effet, l'erreur sur y mesuré par Jacquet-Blondel introduite par une seule grande tour à $\Theta = 13$ touchée par 0,5 GeV est

$$\Delta y = \frac{0,5 \times (1 - \cos(160^\circ))}{60} \simeq 0,015$$

Ce qui peut donner des erreurs importantes sur des événements physiques à bas y , le domaine de mesurabilité s'étendant jusqu'à $y \simeq 0,03$ en ne tenant compte que d'effets de détecteur (voir chapitres 1 et 6).

Les figures 4.9 et 4.10 montrent les distributions analogues pour les grandes tours du PLUG et du BEMC. Ces détecteurs étant plus proches de l'axe du faisceau, les distributions sont plus énergétiques, surtout pour le PLUG. En particulier, les dépôts dans le BEMC sont de l'ordre de quelques GeV, introduisant un biais important sur y .

Un exemple d'interaction proton-tube à vide assez énergétique est donné sur la figure 4.11 où l'on retrouve bien la distribution excentrée vers l'avant donnée dans les histogrammes 4.6, 4.7.

En conclusion, nous voyons que les événements proton-tube à vide sont plus énergétiques et plus étalés que les événements proton-gaz, donc plus dangereux. L'énergie est en moyenne faible mais nous avons des queues importantes. En particulier, il y a des dépôts à l'arrière qui même faibles peuvent gêner la mesure de y .

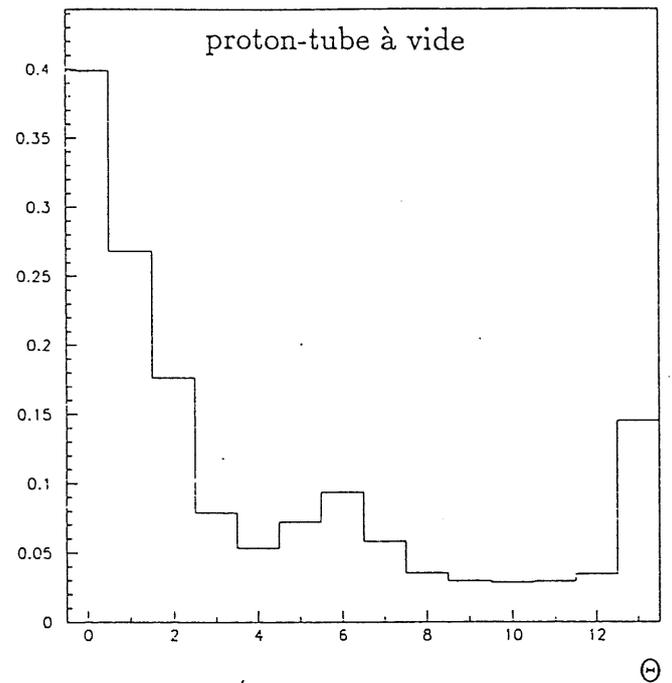
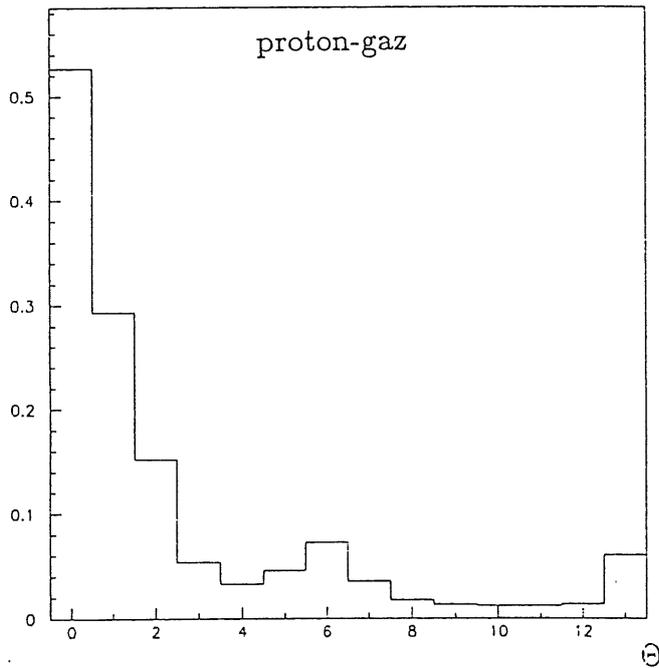


Figure 4.6: proportion de grandes tours touchées à Θ donné

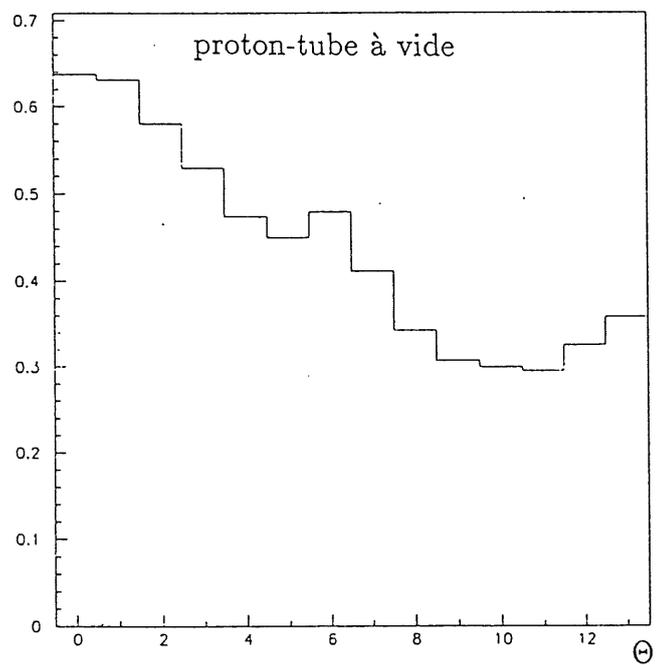
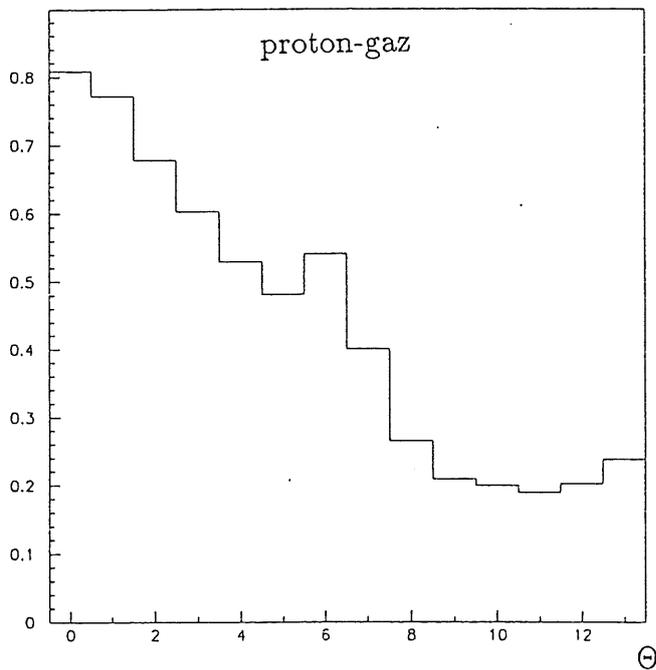
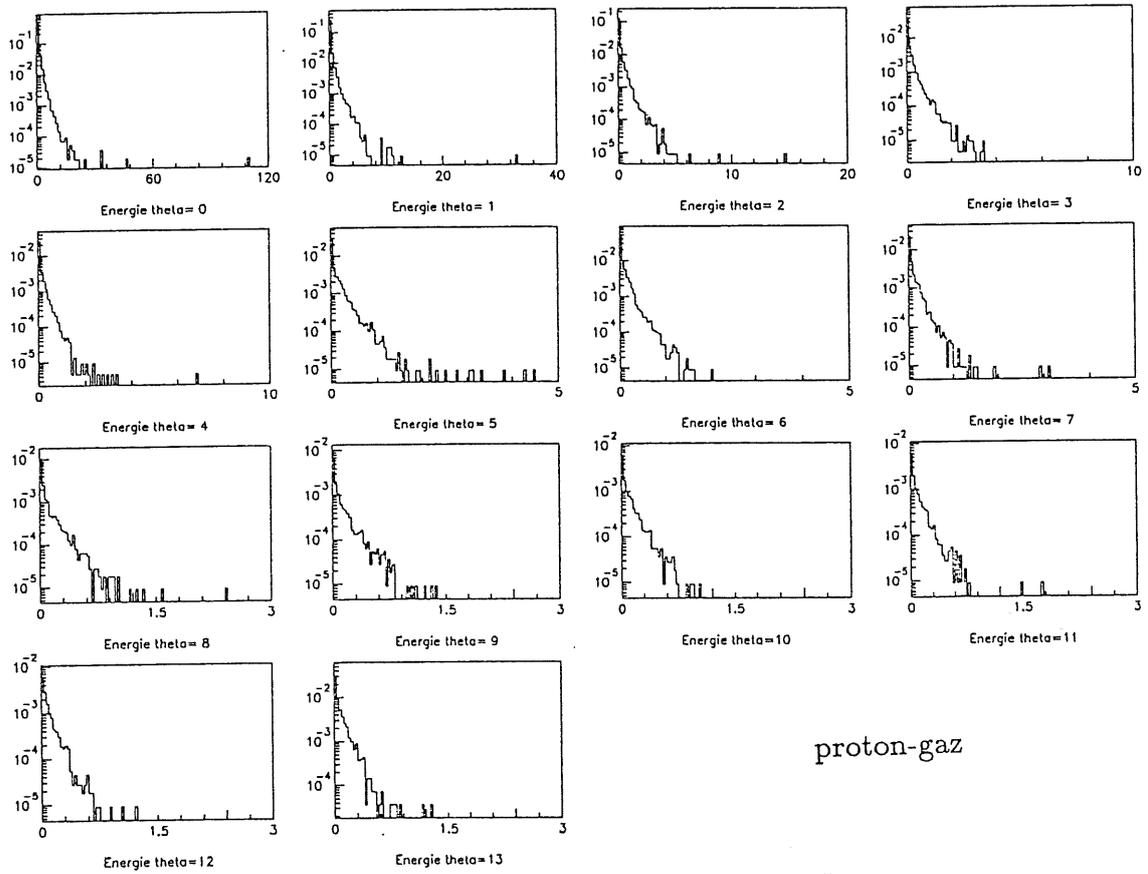


Figure 4.7: probabilité pour qu'au moins une grande tour soit touchée à Θ

Distribution de l'énergie des grandes tours en fonction de Theta (GeV)



Distribution de l'énergie des grandes tours en fonction de Theta (GeV)

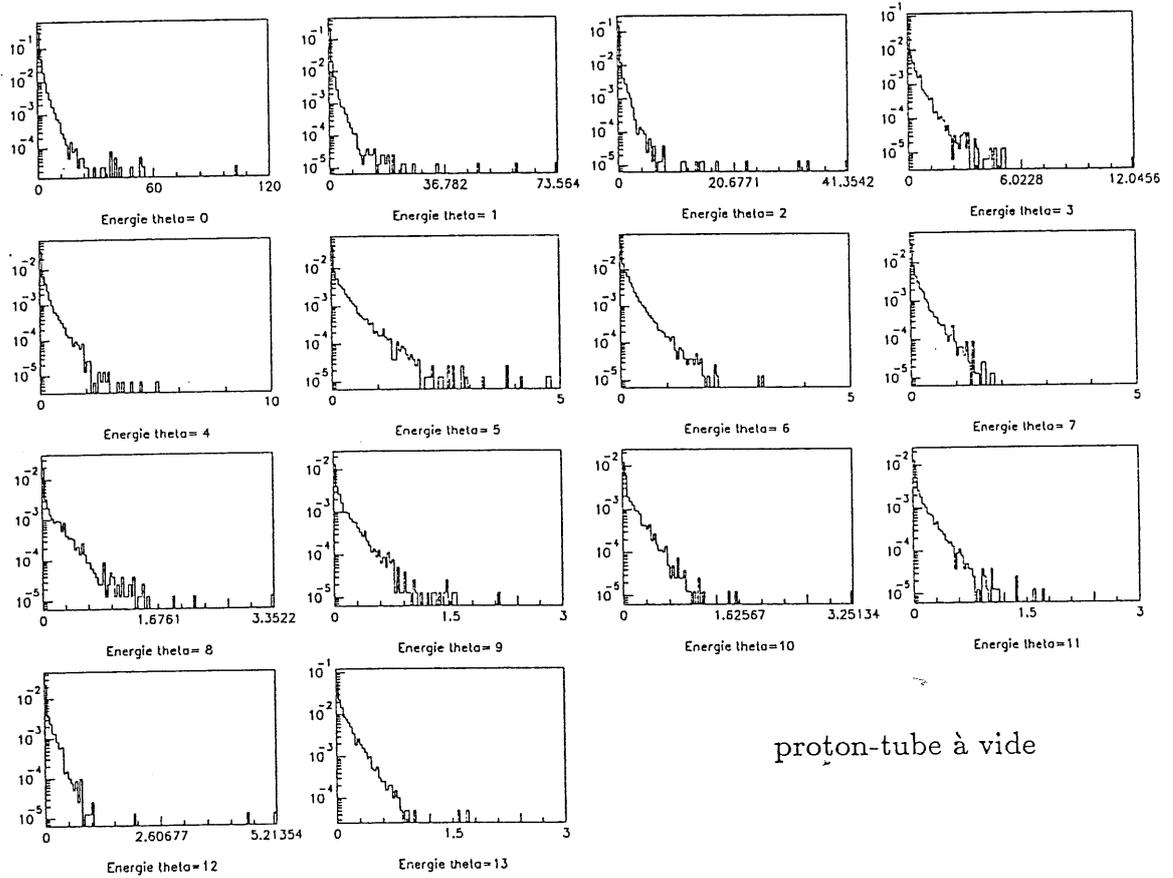


Figure 4.8: Spectres de l'énergie des grandes tours du calorimètre à argon liquide (GeV)

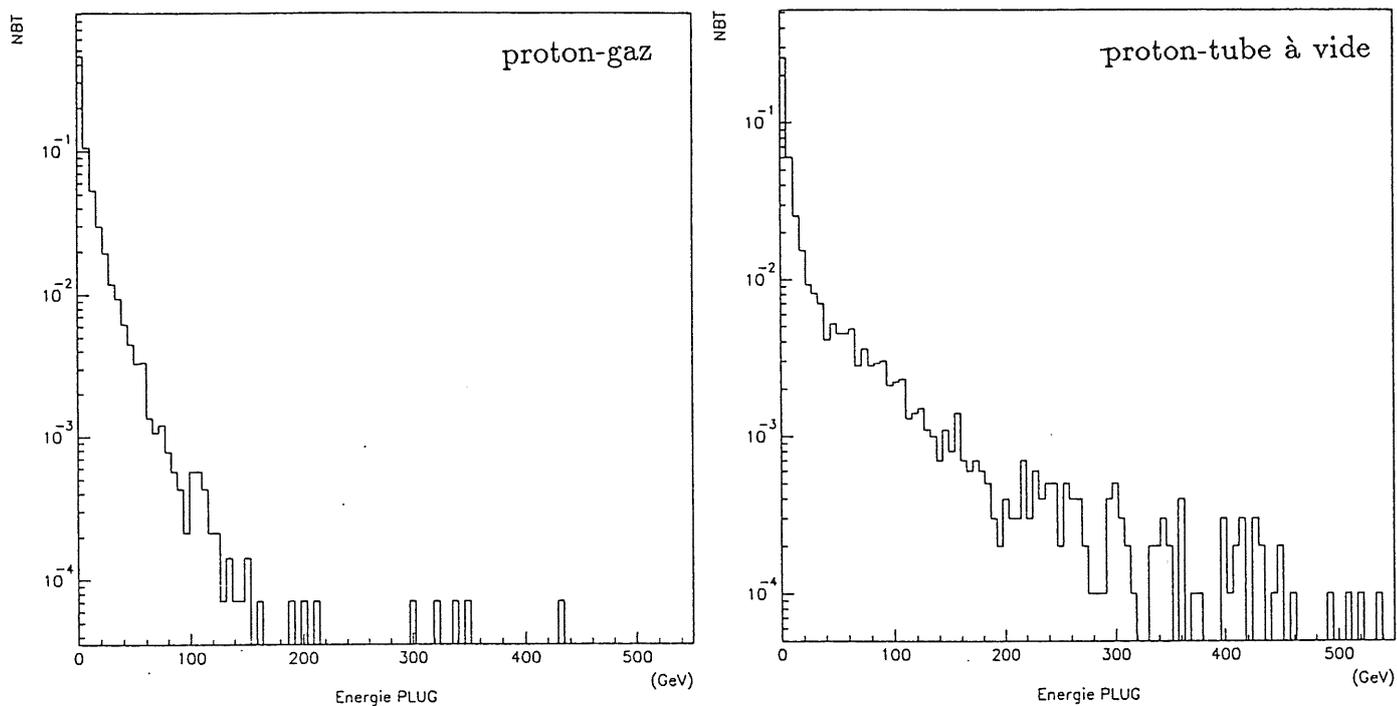


Figure 4.9: Spectre de l'énergie des grandes tours du PLUG

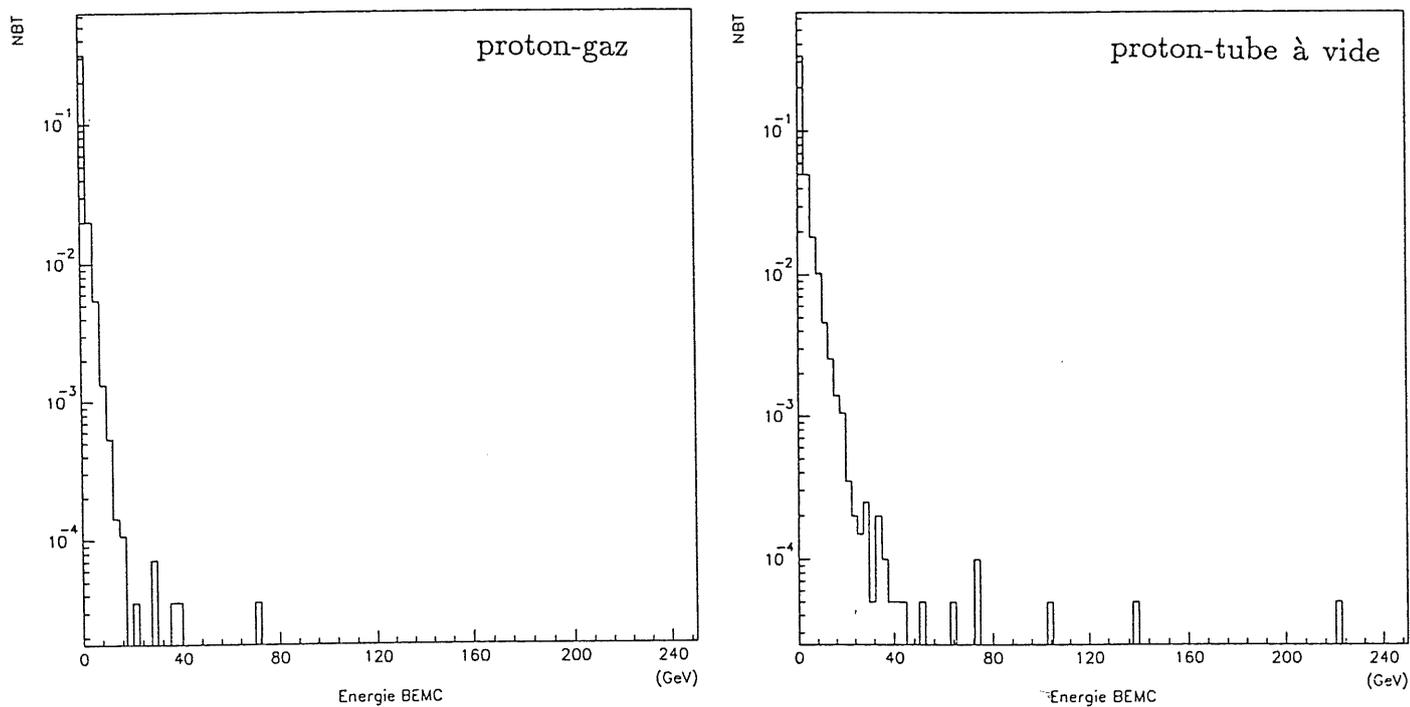
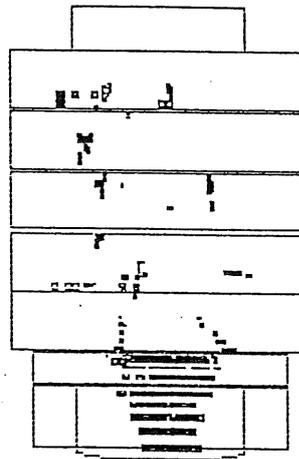
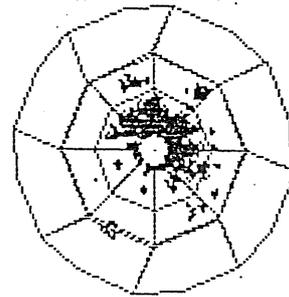
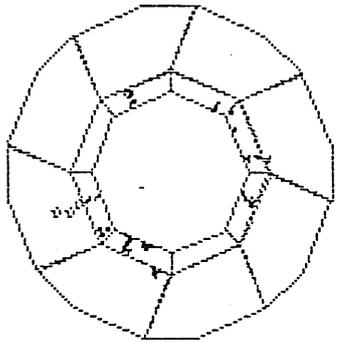
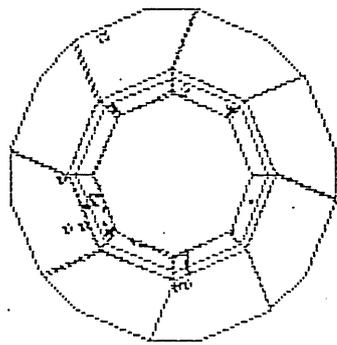


Figure 4.10: Spectre de l'énergie des grandes tours du BEMC

RUN510 EVENT 49 ETOT=369 GeV



DEPOSITED ENERGY IN MEV
0 1 10 100 1000 >1000

Figure 4.11: Un événement proton-tube à vide énergétique (369 GeV)

4.2 Effet sur les variables physiques

Afin d'étudier leur effet sur la mesure des variables cinématiques, les événements proton-gaz et proton-tube à vide sont superposés aux événements physiques courants chargés suivant la méthode décrite au chapitre 3. Les résultats peuvent être analysés en fonction de la topologie et du temps d'arrivée des événements d'empilement .

4.2.1 Nature des erreurs introduites par l'empilement sur les variables cinématiques

x , y , Q^2 sont calculés par la méthode de Jacquet-Blondel avant et après simulation de l'empilement . Nous en déduisons les erreurs relatives $\left(\frac{\Delta x}{x}\right)$, $\left(\frac{\Delta y}{y}\right)$, $\left(\frac{\Delta Q^2}{Q^2}\right)$ qui sont représentées sur la figure 4.12. Les erreurs absolues en Δx , Δy , ΔQ^2 sont données sur la figure 4.13.

Ces distributions sont à comparer aux résolutions du détecteur (voir chapitre 1.4) qui sont respectivement de 10 % en y et 20 % en Q^2 .en utilisant la simulation Monte Carlo H1SIM (voir section 3.3.1).

Les largeurs des pics sont inférieures aux résolutions du détecteur, mais les queues s'étendent très loin, ce qui entraîne la contamination de domaines cinématiques éloignés.

A partir de maintenant, nous utiliserons préférentiellement le couple de variables cinématiques y et Q^2 , puisque ce sont celles obtenues directement par la méthode de Jacquet-Blondel.

Compte tenu des résolutions du calorimètre nous définissons la queue "normale" dans le plan (x, Q^2) par :

$$\left|\frac{\Delta y}{y}\right| > 5 \% \quad \text{ou} \quad \left|\frac{\Delta Q^2}{Q^2}\right| > 10 \% \quad (4.1)$$

Nous définissons aussi la queue "catastrophique" à 50% par :

$$\left|\frac{\Delta y}{y}\right| > 50 \% \quad \text{ou} \quad \left|\frac{\Delta Q^2}{Q^2}\right| > 50 \% \quad (4.2)$$

Dans ces conditions la queue normale représente 18 % des événements et la queue catastrophique se compose au total de 6,5 % des événements.

En plus de cet effet de queues de distribution, nous voyons que l'empilement introduit un biais sur la mesure des variables cinématiques. La figure 4.12 donne

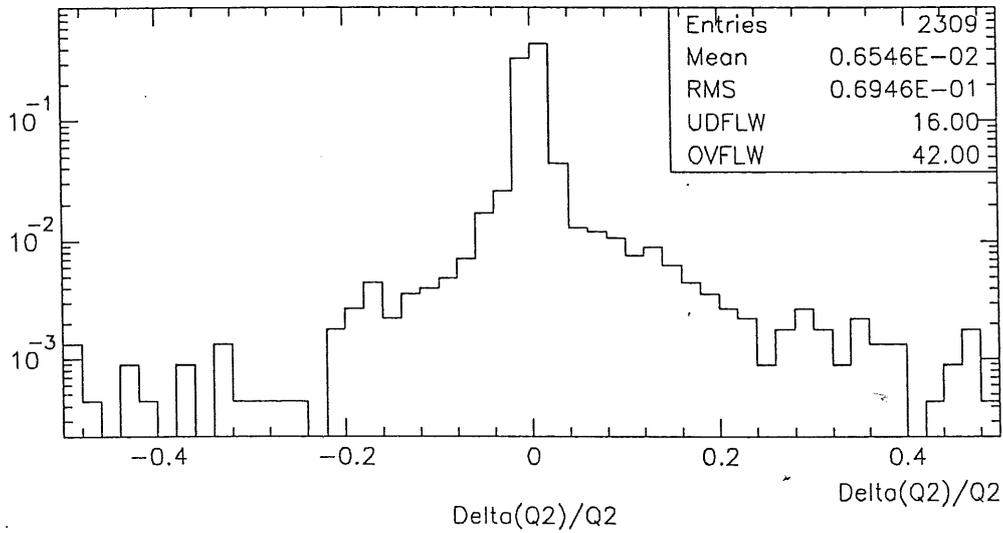
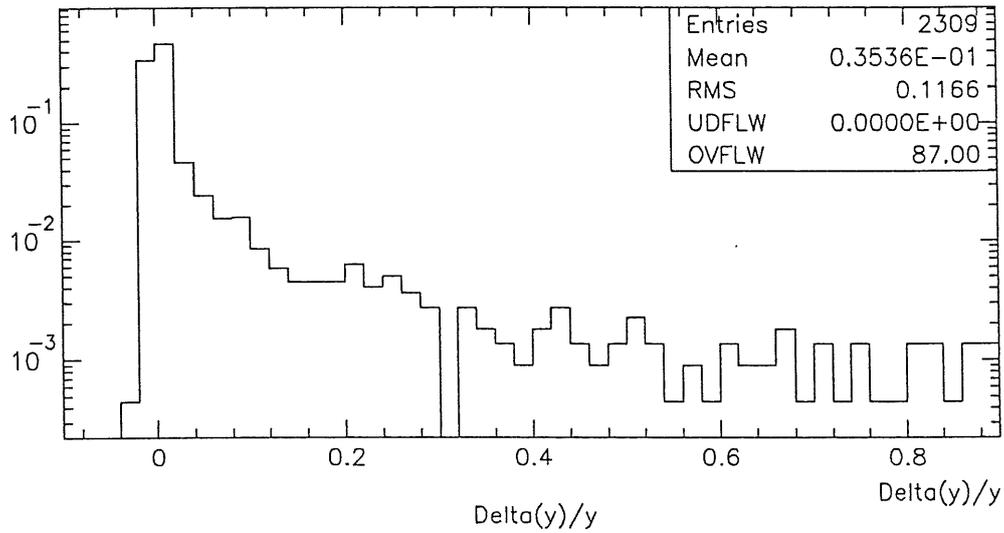
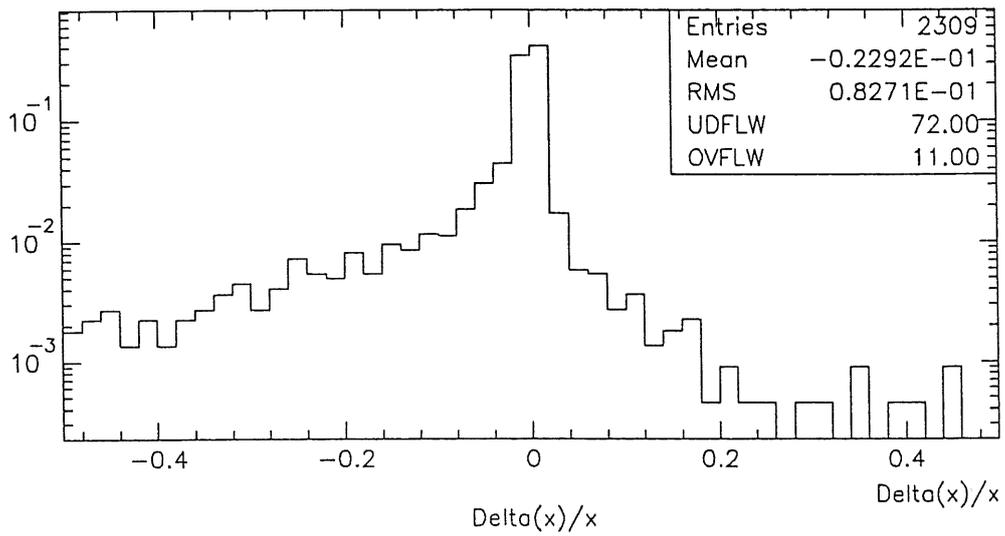


Figure 4.12: distributions $\left(\frac{\Delta x}{x}\right)$, $\left(\frac{\Delta y}{y}\right)$, $\left(\frac{\Delta Q^2}{Q^2}\right)$ entre l'événement avec et sans empilement

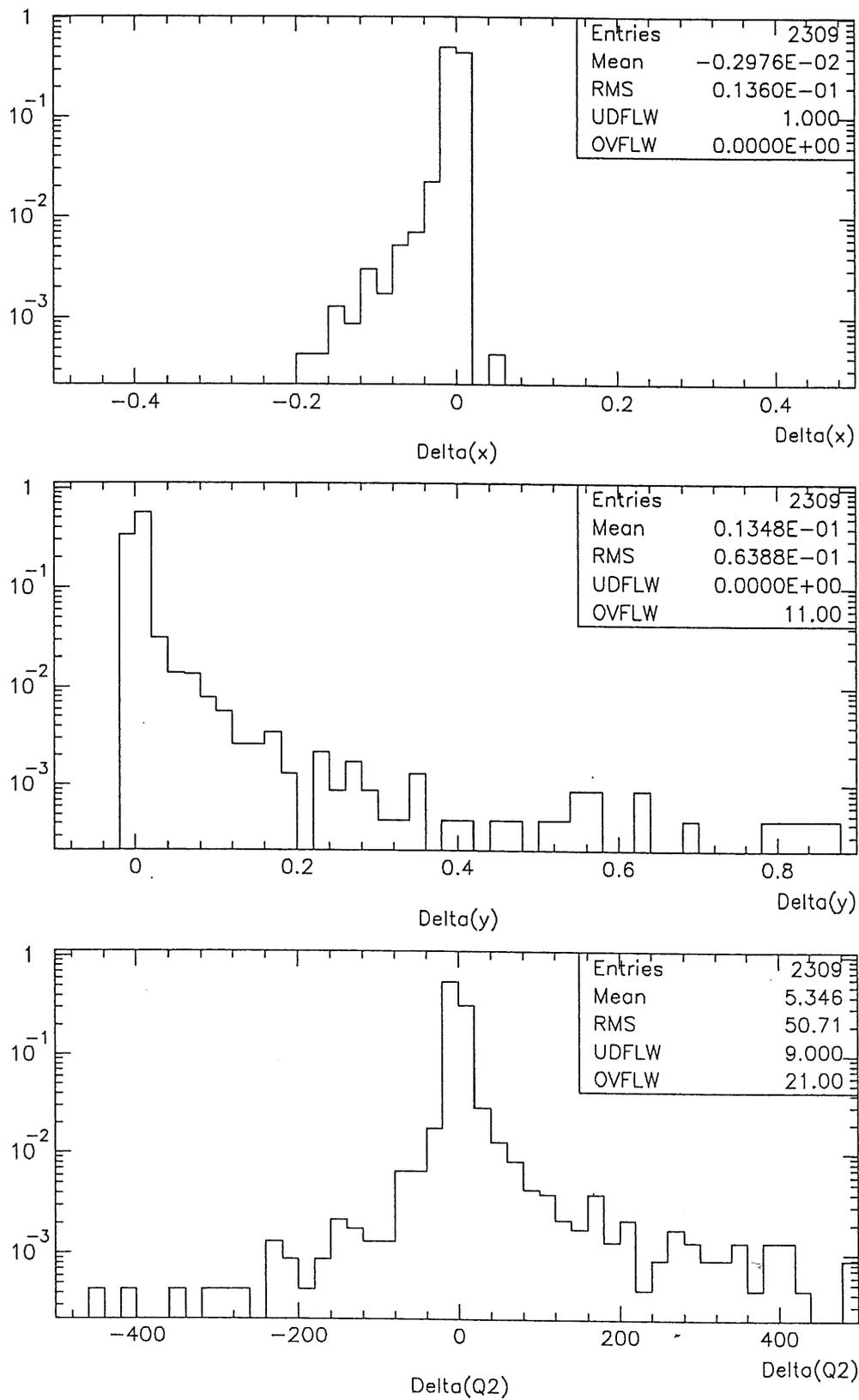


Figure 4.13: distributions Δx , Δy , ΔQ^2 entre l'événement avec et sans empilement

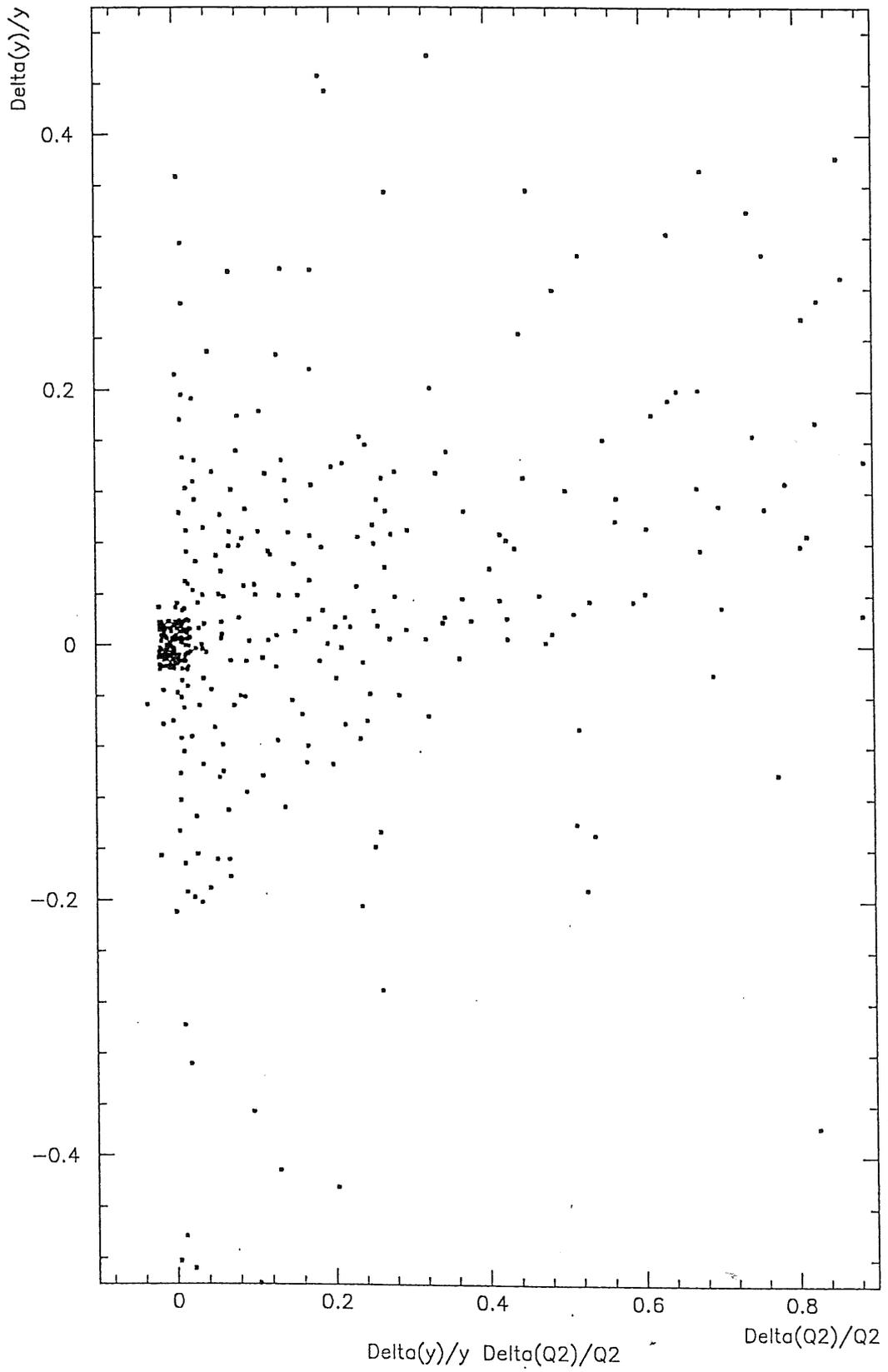


Figure 4.14: Corrélation entre $\left(\frac{\Delta y}{y}\right)$ et $\left(\frac{\Delta Q^2}{Q^2}\right)$

les moyennes :¹

$$\left\langle \frac{\Delta y}{y} \right\rangle \simeq 23 \% \quad (4.3)$$

$$\left\langle \frac{\Delta Q^2}{Q^2} \right\rangle \simeq 0,75 \% \quad (4.4)$$

L'effet sur la mesure de y se comprend facilement car les variables cinématiques sont calculées en ne gardant que les canaux à énergie positive. Si le signal d'empilement a lieu sur la partie positive de la fonction de mise en forme, on rajoute au canal considéré une énergie positive visible dans tous les cas. Par contre si le signal d'empilement est échantillonné sur la partie négative de la fonction de mise en forme, le signal n'intervient que s'il a lieu dans un canal ayant déjà reçu une énergie positive, c'est à dire dans la plupart des cas un canal touché par l'événement physique. Sinon le signal négatif du canal n'est pas pris en compte. Cet effet entraîne un biais intrinsèque sur la détermination de y puisque y dépend linéairement de l'énergie déposée (voir section 1.4.2).

Le biais sur Q^2 est plus faible car Q^2 est avant tout proportionnel à \vec{P}_t^2 , qui se distribue symétriquement en Φ . Seule la dépendance en $\frac{1}{1-y}$ introduit un biais plus petit que celui en y .

La figure 4.14 donne la distribution des événements dans le plan $\left(\frac{\Delta y}{y}, \frac{\Delta Q^2}{Q^2}\right)$. Nous vérifions qu'il n'y a pas de corrélation, y ne dépendant pas de \vec{P}_t^2 . Pour rejeter proprement les événements biaisés, il faut donc nécessairement deux estimateurs.

4.2.2 Origine des écarts Δy et ΔQ^2

Les fortes erreurs introduites sur y et Q^2 peuvent être soit dues à une répartition particulière de l'énergie dans les calorimètres, soit liées à l'instant où arrive l'événement d'empilement.

Effet de la répartition spatiale de l'énergie

Pour étudier où se dépose l'énergie d'empilement occasionnant de grands Δy , ΔQ^2 , nous calculons les biais Δy et ΔQ^2 induits par les signaux d'empilement dans le PLUG, LAR et BEMC séparément (figure 4.15).

Nous voyons que les grands Δy sont dus essentiellement au BEMC et dans une moindre mesure au calorimètre à argon liquide. L'empilement dans le BEMC

¹ Ces valeurs moyennes prennent en compte les dépassements des histogrammes correspondants

peut même entraîner des Δy supérieurs à un !

Par contre le PLUG contribue beaucoup au ΔQ^2 de par la dépendance en \vec{P}_t^2 . Le calorimètre à argon liquide y participe également. Le ΔQ^2 dû au BEMC n'est lié qu'à la variation de y dans le terme $\frac{1}{1-y}$. L'empilement ne faisant le plus souvent qu'augmenter y (en négligeant l'empilement négatif). ΔQ^2 est positif dans tous les cas où la variation de \vec{P}_t^2 est négligeable (sauf évidemment si y devient plus grand que 1, au quel cas nous avons quelques événements à grand ΔQ^2 négatif, que nous observons effectivement sur la figure 4.15). Les événements pour lesquels y devient très proche de 1 produisent même une queue "catastrophique" en ΔQ^2 .

Effet de l'instant d'arrivée de l'événement d'empilement par rapport à l'événement physique

Les événements d'empilement les plus dangereux sont ceux qui ont lieu presque en même temps que l'événement physique, comme le montrent les distributions Δy , ΔQ^2 en fonction de l'instant où se produit l'événement d'empilement (figure 4.16). Pour obtenir ces graphes, on a imposé dans la simulation qu'un seul événement d'empilement ait lieu pour chaque événement physique.

L'intervalle de temps le plus dangereux est celui où le signal d'empilement est positif, de -19 à +25 CF².

Nous voyons clairement qu'il faut distinguer deux intervalles :

- un intervalle où l'empilement est positif (de -19 à +25 CF)
- un intervalle où l'empilement est négatif (de -99 à -19 CF)

Les distributions de $\left(\frac{\Delta y}{y}\right)$, $\left(\frac{\Delta Q^2}{Q^2}\right)$ sur ces deux domaines sont données par la figure 4.17, obtenues sans imposer de contrainte sur le nombre d'événements d'empilement, seulement que ceux ci se produisent dans la région d'empilement positif ou d'empilement négatif.

A l'arrière, il est peu probable qu'une cellule ayant déjà reçu de l'énergie positive soit touchée par de l'empilement négatif, ce qui explique que y soit peu affecté par l'empilement négatif.

$Q^2 y$ est un peu plus sensible puisqu'il dépend de dépôts d'énergie à l'avant où une telle superposition est plus probable.

² 1 CF = 1 croisement de faisceau = 96 ns

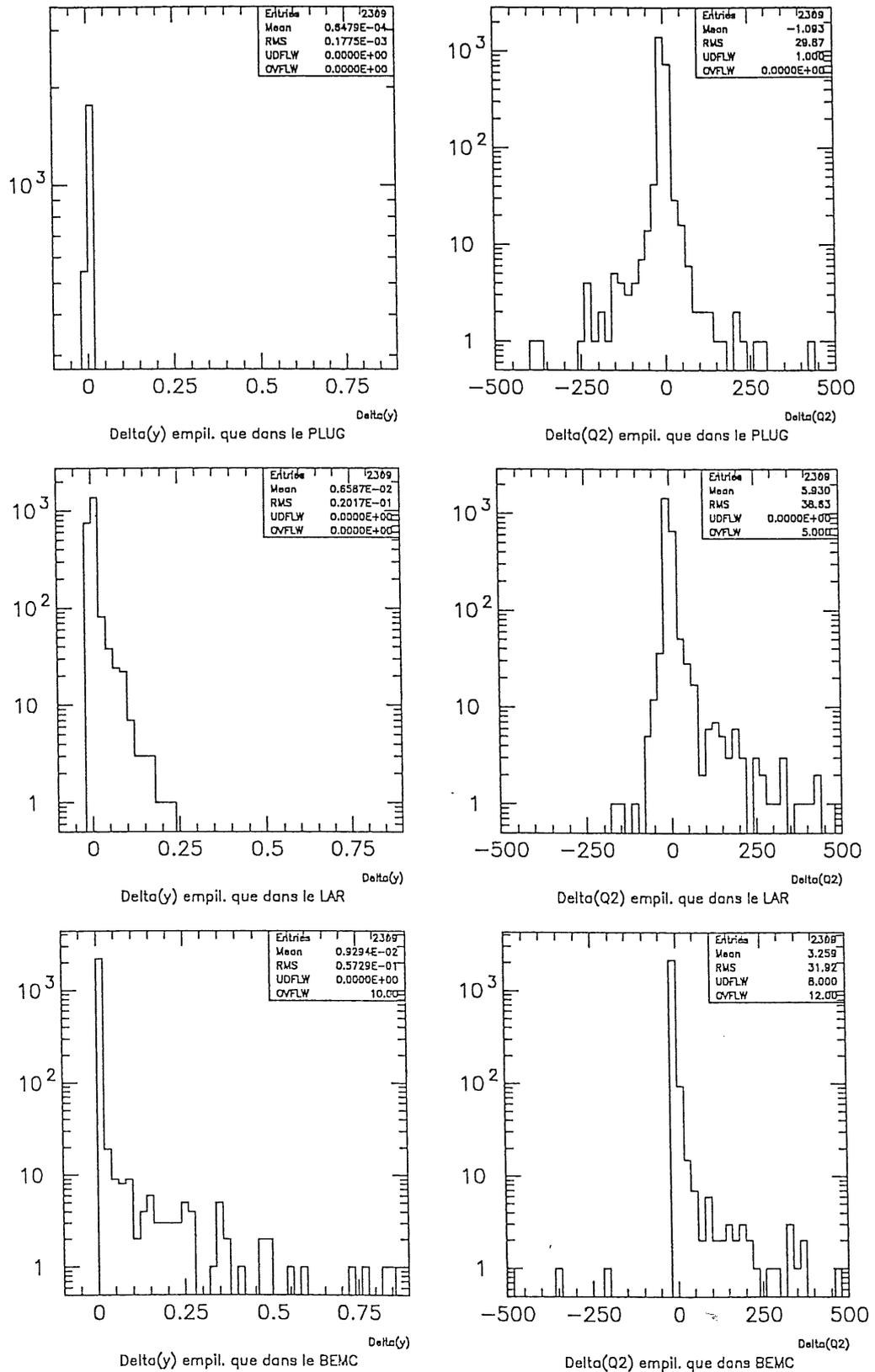


Figure 4.15: Δy , ΔQ^2 selon le calorimètre où l'empilement est simulé

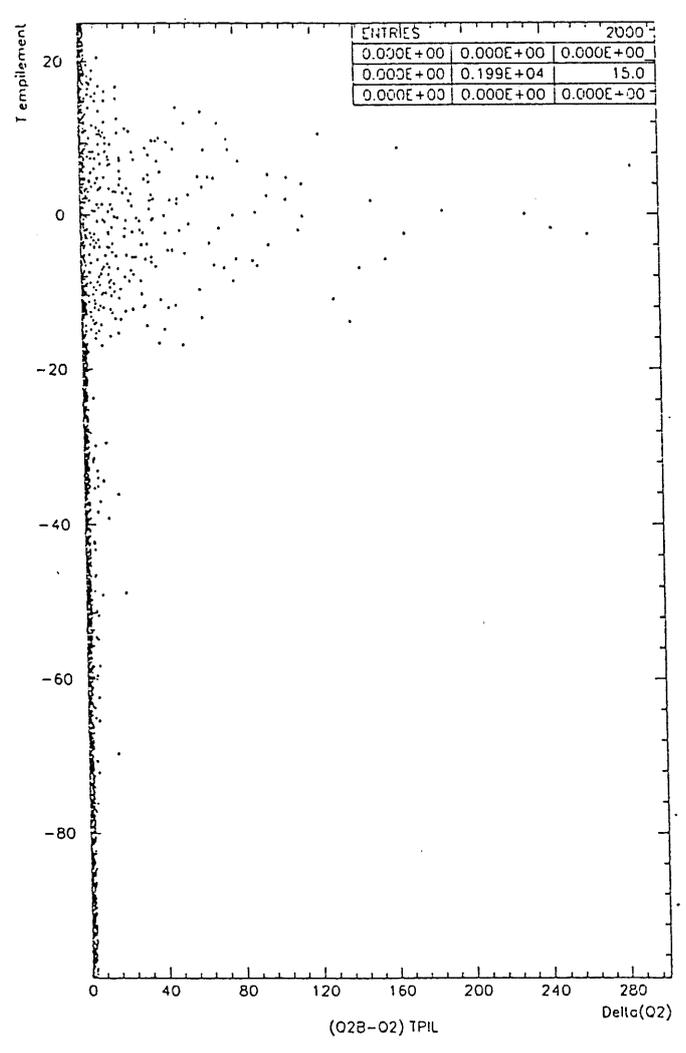
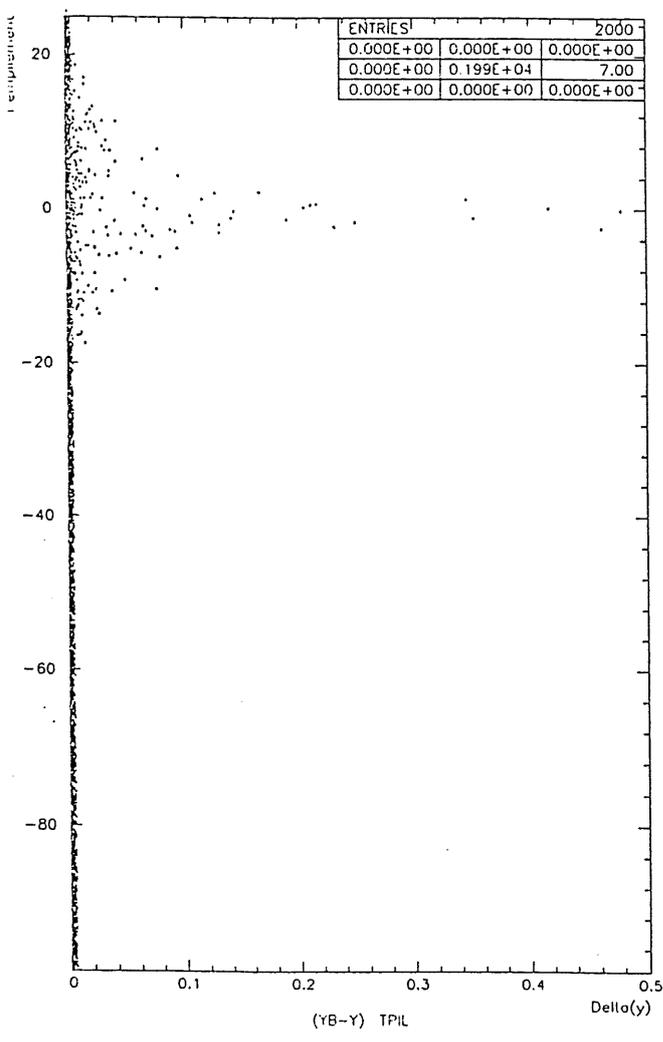
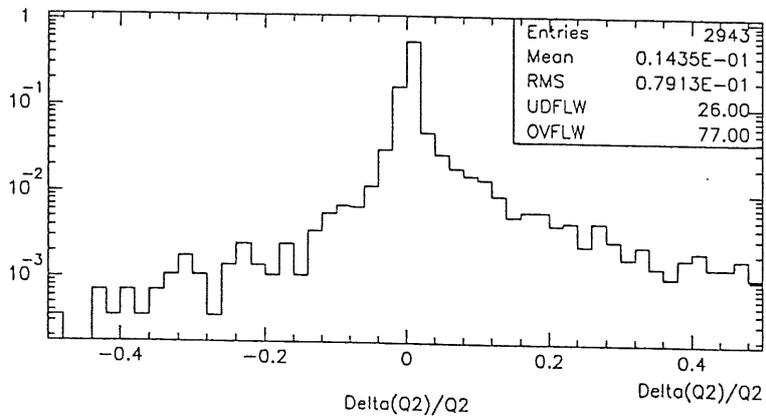
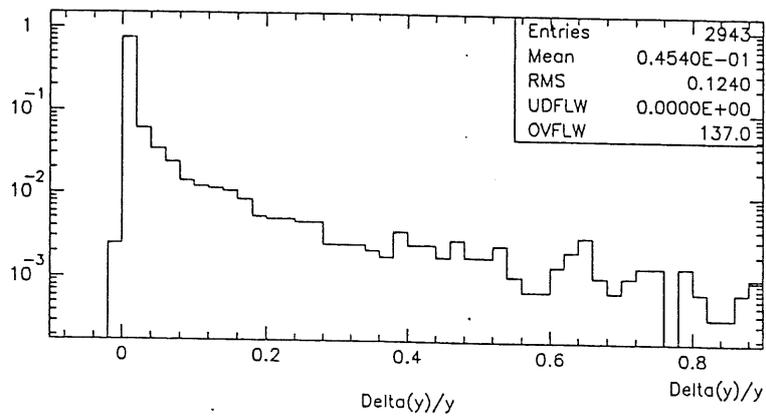
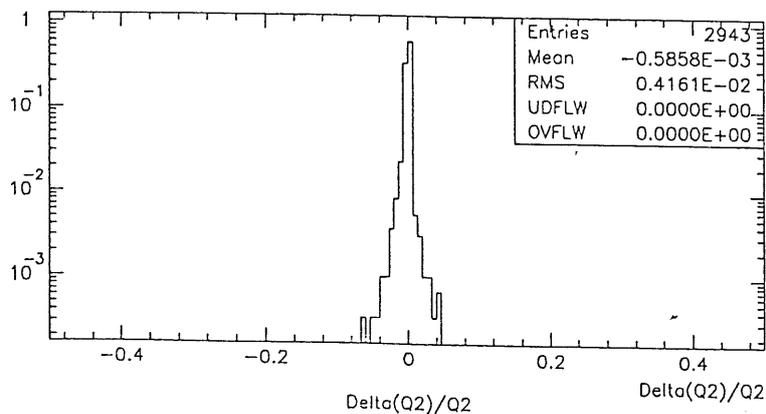
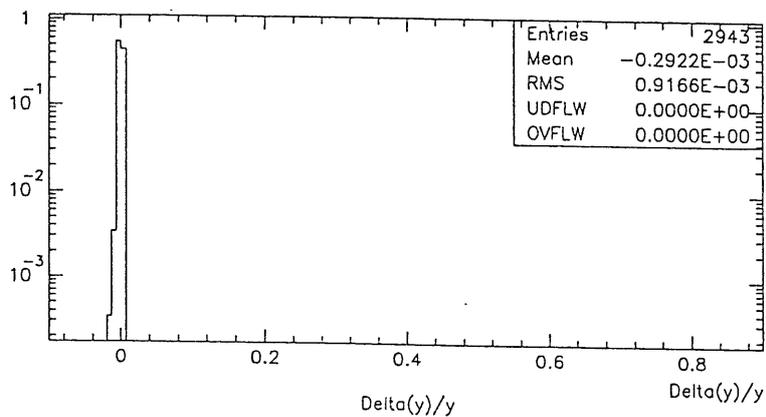


Figure 4.16: Corrélation entre Δy , ΔQ^2 et le temps d'arrivé de l'événement d'empilement



empilement positif



empilement négatif

Figure 4.17: $\left(\frac{\Delta y}{y}\right)$, $\left(\frac{\Delta Q^2}{Q^2}\right)$ pour l'empilement positif et négatif

Nous voyons cependant que le simple fait de calculer les variables cinématiques en ne gardant que les énergies positives constitue une bonne réjection de l'empilement négatif.

4.2.3 Cas de l'ancienne fonction de mise en forme du BEMC

Au chapitre (2.2.3) nous expliquions qu'il est possible que le BEMC utilise encore la même fonction de mise en forme que le calorimètre à argon liquide au début des prises de données. Nous avons donc aussi simulé $\left(\frac{\Delta y}{y}\right)$ et $\left(\frac{\Delta Q^2}{Q^2}\right)$ dans ce cas (figure 4.18). Nous obtenons :³

$$\left\langle \frac{\Delta y}{y} \right\rangle \simeq 67 \% \quad (4.5)$$

$$\left\langle \frac{\Delta Q^2}{Q^2} \right\rangle \simeq -21 \% \quad (4.6)$$

Nous notons évidemment des queues et des biais plus importants qui confirment la sensibilité du BEMC à l'empilement et l'importance de la mise en forme rapide de ses signaux.

4.2.4 Conclusion

Les événements d'empilement introduisent des erreurs sur la détermination de y et Q^2 sous la forme de queues très étalées et d'un biais sur y d'environ 23 %. Les plus dangereux de ces événements arrivent pendant l'intervalle -19 à +25 CF, où le signal d'empilement est positif.

Pour les rejeter nous devons utiliser deux estimateurs indépendants pour y et Q^2 .

³ Ces valeurs moyennes prennent en compte les dépassements des histogrammes correspondants

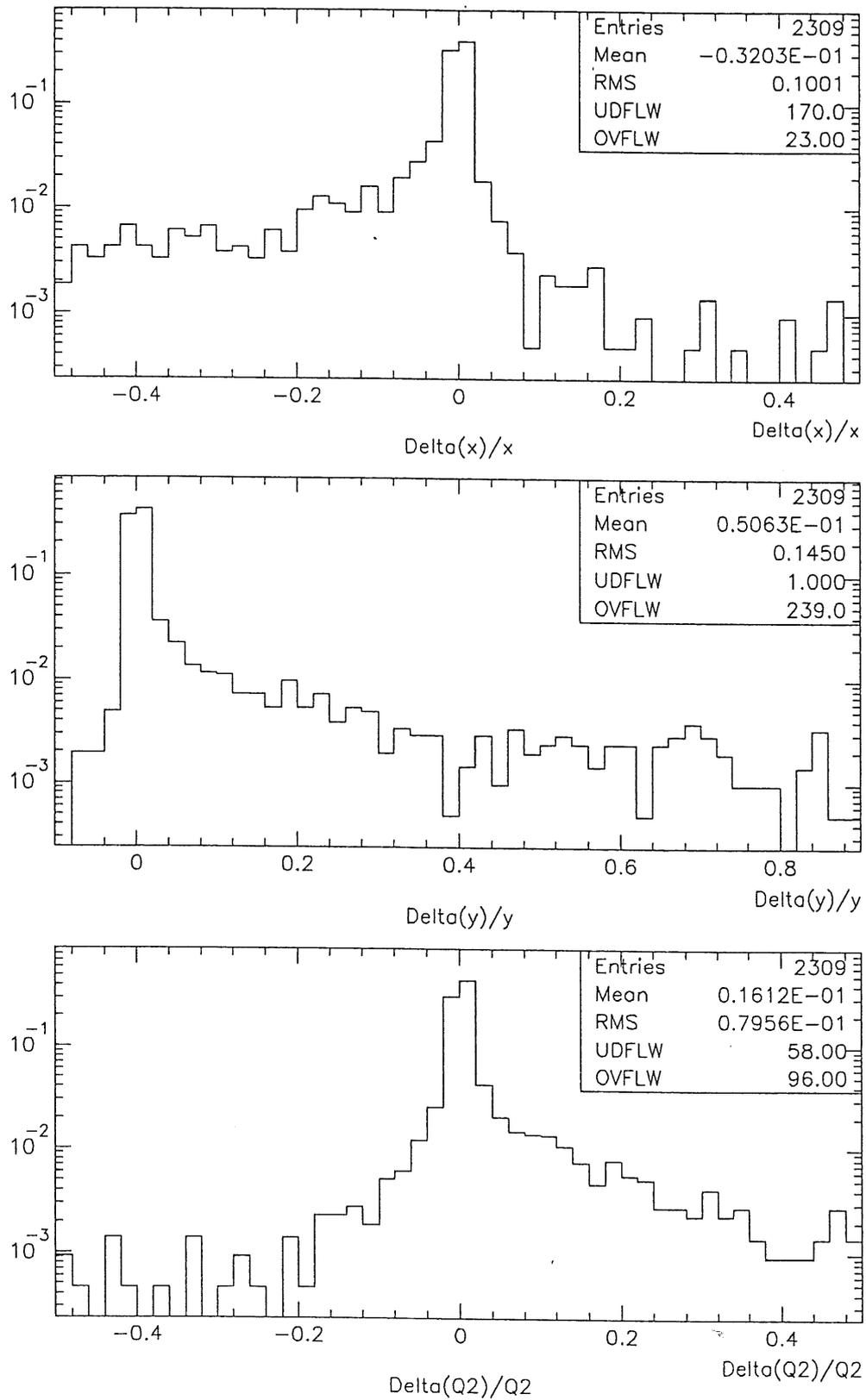


Figure 4.18: $\left(\frac{\Delta x}{x}\right), \left(\frac{\Delta y}{y}\right), \left(\frac{\Delta Q^2}{Q^2}\right)$ si on utilise l'ancienne fonction de mise en forme BEMC

Chapitre 5

Estimation et réjection de l'empilement

Nous avons à présent tous les éléments requis pour étudier comment l'empilement peut être estimé à partir des données des tours de déclenchement . Nous examinons l'efficacité avec laquelle il peut être rejeté. Nous discutons également la possibilité d'utiliser les énergies négatives mesurées par la chaîne de calorimétrie ainsi que l'effet de la méthode de calcul des variables sur l'efficacité de la réjection. Nous terminons en disant un mot sur la façon dont l'empilement pourra être contrôlé pendant les prises de données.

5.1 Méthode d'estimation

A la section 2.2.2, nous avons expliqué que pour chaque grande tour , nous disposons de l'énergie déposée pendant les 256 croisements de faisceau précédant l'événement physique. Cette information est utilisée pour déterminer l'énergie et le temps d'arrivée des événements d'empilement au niveau de chaque grande tour . Connaissant l'allure des fonctions de mise en forme calorimétrie nous en déduisons le signal d'empilement à l'instant de déclenchement .

5.1.1 Principe général

Une trentaine seulement des 256 croisements de faisceau mémorisés sont utilisables par le processeur DSP (voir section 2.2.2). Il est par conséquent nécessaire de les choisir judicieusement. Les fonctions de mise en forme calorimétrie montrées

en 3.3.3 ayant une amplitude négligeable au delà de 125 CF¹, il est inutile d'utiliser l'information à plus de 125 CF avant l'échantillonnage. Sur l'intervalle restant, nous avons montré au chapitre 4.2.2 que nous devons distinguer deux régions. Un intervalle de -19 à +25 CF par rapport à l'événement physique (qui arrive à $t = 0$), où le signal d'empilement est positif, et un intervalle de -99 à -19 CF où il est négatif. Nous avons vu au chapitre 4.2.2 que l'empilement négatif avait un effet négligeable sur le calcul des variables cinématiques. Nous pouvons donc nous limiter à la fenêtre correspondant à l'empilement positif [-19,+25] CF. En fait, le nombre maximal de 30 CF nous permet de repousser la borne négative à -25 CF, ce qui permet de s'affranchir des effets de bord (voir plus loin) dans cette zone.

La région étudiée sera donc en définitive [-25,+25] CF, parmi lesquels nous utiliserons 1 CF sur 2, sauf dans la fenêtre physique (voir plus loin) où tous les croisements de faisceau seront conservés.

Rappelons que l'empilement négatif peut être contrôlé indépendamment par la chaîne de calorimétrie à partir des énergies négatives (Cf chapitre 2.2.3) mesurées dans les régions du calorimètre non touchées par l'événement physique.

5.1.2 Détermination de l'énergie et du temps de l'événement d'empilement

a) Principe de l'estimation

Pour chaque grande tour, le DSP détermine la date et l'énergie d'éventuels événements d'empilement dans la fenêtre de -25 à +25 CF. Il ne peut faire que des opérations arithmétiques simples, addition, multiplication. L'ensemble du traitement doit prendre de l'ordre de 20 μs par grande tour (voir section 2.2.2). Il est donc exclu de rechercher le maximum des signaux de mise en forme déclenchement des événements d'empilement par un algorithme de recherche de pic. Nous allons utiliser des estimateurs beaucoup plus simples basés sur des calculs de sommes et de moyennes.

Afin d'estimer l'énergie et la date d'un événement d'empilement, nous calculons les quantités :

$$\sum_{i=-25,-23,-21,\dots,+25} E_i \quad \text{et} \quad \sum_{i=-25,-23,-21,\dots,+25} E_i t_i$$

L'indice i étant pris tous les 2 croisements de faisceau sur l'intervalle défini plus haut. A une étape ultérieure, irréalisable par le DSP, la date et l'énergie estimées

¹ 1 CF = 1 Croisement de Faisceau

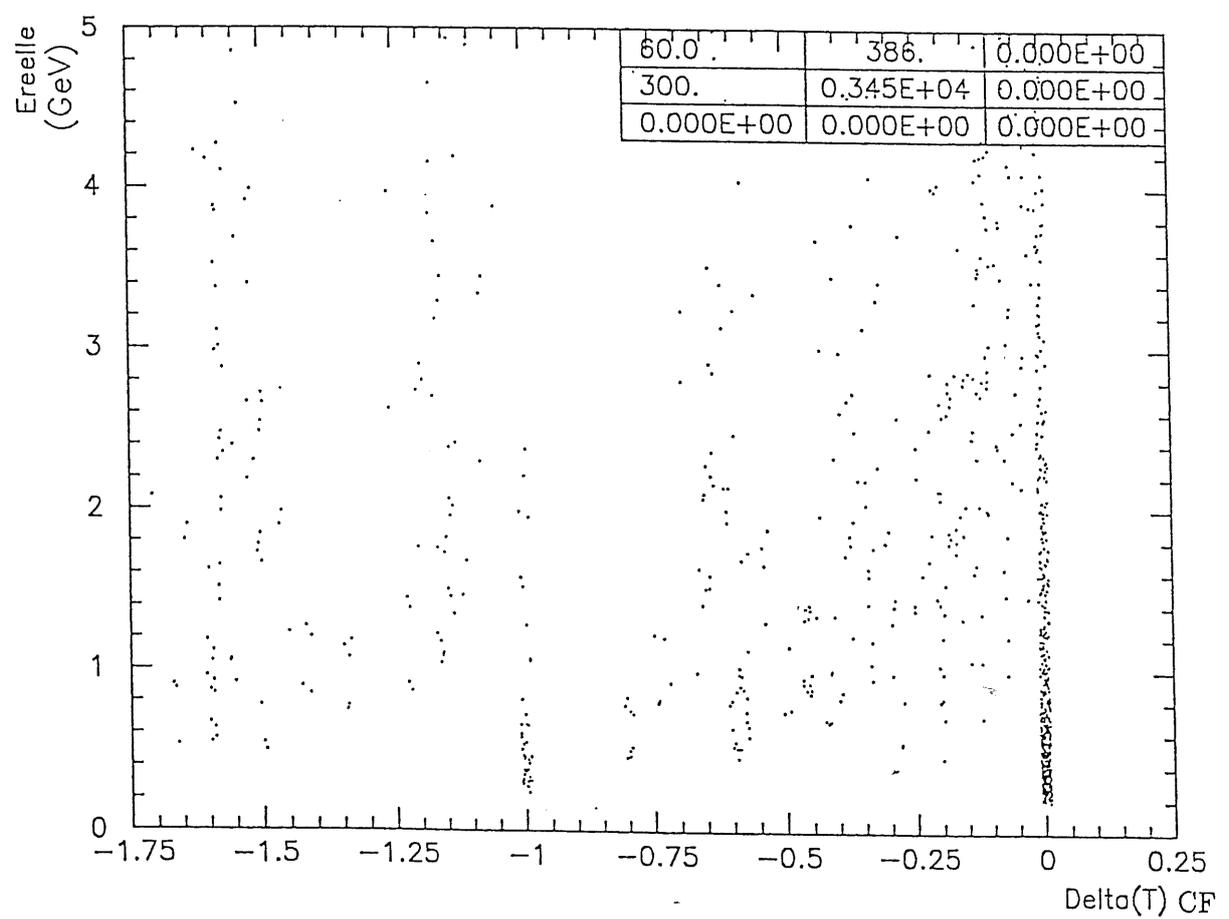
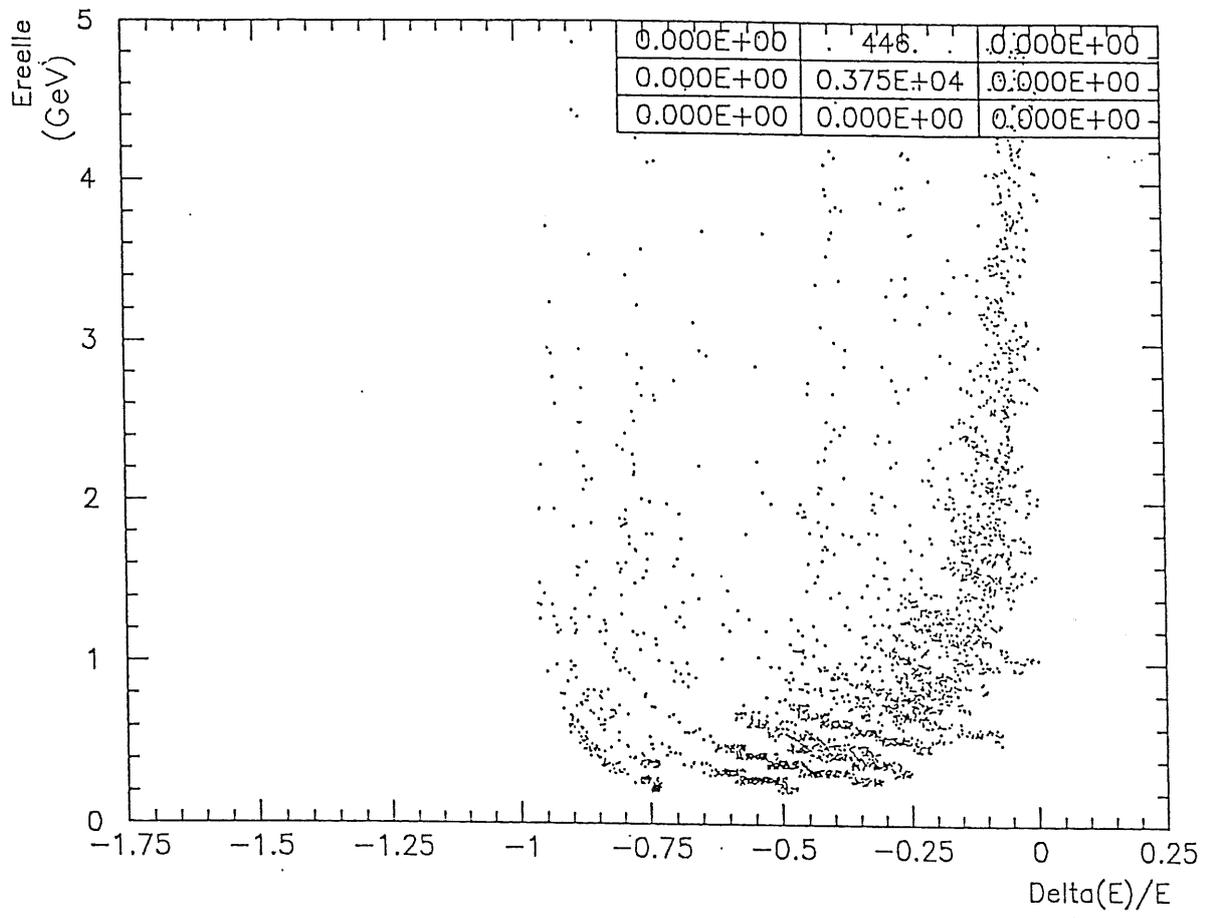


Figure 5.1: Efficacité des estimateurs (E, t) d'empilement par grande tour

seront :

$$t_{estimé} = \frac{\sum_i E_i t_i}{\sum_i E_i} \quad (5.1)$$

$$E_{estimée} = \frac{1}{\zeta} \sum_i E_i \quad \text{où} \quad (5.2)$$

$$\begin{aligned} \zeta &= \int_{s(t)>0} s(t) dt \\ &= \text{intégrale de la partie positive de la fonction de mise en forme} \end{aligned} \quad (5.3)$$

Ces estimateurs fournissent un résultat erroné s'il se produit deux empilements dans le même intervalle. Cependant la probabilité que se produise pour un même événement physique deux événements d'empilement touchant tous deux la même grande tour est faible. De plus, même si cela se produit, de par ce choix d'estimateur, les deux événements d'empilement sont vus comme un unique dont l'énergie est la somme des énergies de chacun et la date la moyenne des dates pondérées par leurs énergies, ce qui n'entraîne pas nécessairement une mauvaise estimation du signal d'empilement .

Les résultats de ces calculs d'estimateurs effectués tels quels sont donnés sur la figure 5.1 sous forme de graphique de $\left(\frac{\Delta E}{E}\right)_{estimé} \equiv \frac{E_{estimée} - E_{réelle}}{E_{réelle}}$ et $(\Delta t)_{estimé} \equiv t_{estimé} - t_{réel}$ en fonction de $E_{réel}$.

Nous voyons que dans certains cas t et surtout E sont sous-estimés. Cela est dû essentiellement à des effets de bords et de digitisation que l'on peut corriger.

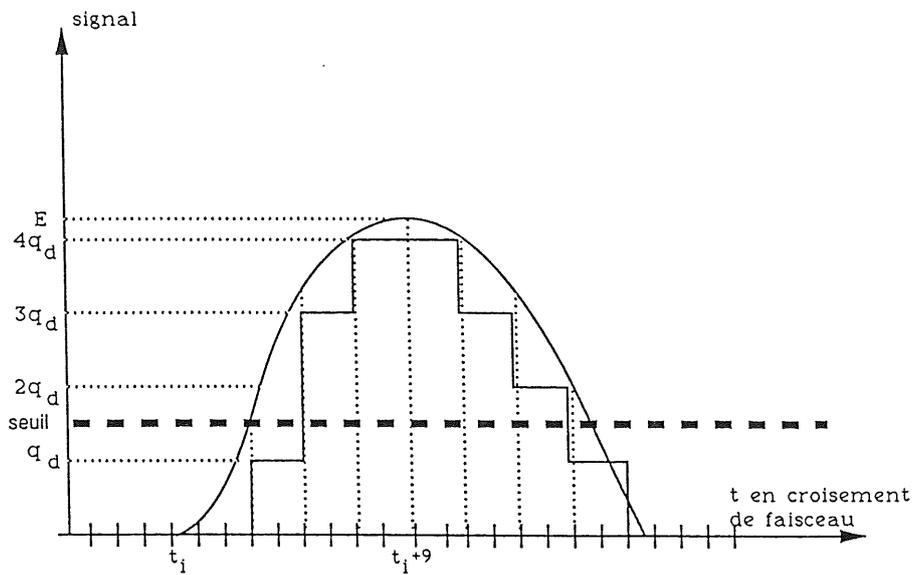
Correction des effets de digitisation :

Une inflexion du graphe de l'estimateur d'énergie est visible sur la figure 5.4. Les faibles énergies sont sous-estimées dans les grandes tours alors que ce domaine d'énergie donne une contribution importante à la détermination de y par la méthode de Jacquet-Blondel (voir section 4.1). Cet effet est dû principalement aux seuils appliqués et à la digitisation du signal qui coupe les petits signaux par valeurs multiples du quantum de digitisation (voir figure 5.2 et chapitre 2.2.2).

Nous le corrigeons en paramétrisant $E_{estimée}/E_{réelle}$, en fonction de $E_{estimée}$. L'effet de cette correction est montré sur la figure 5.5.

Correction de l'effet de bord :

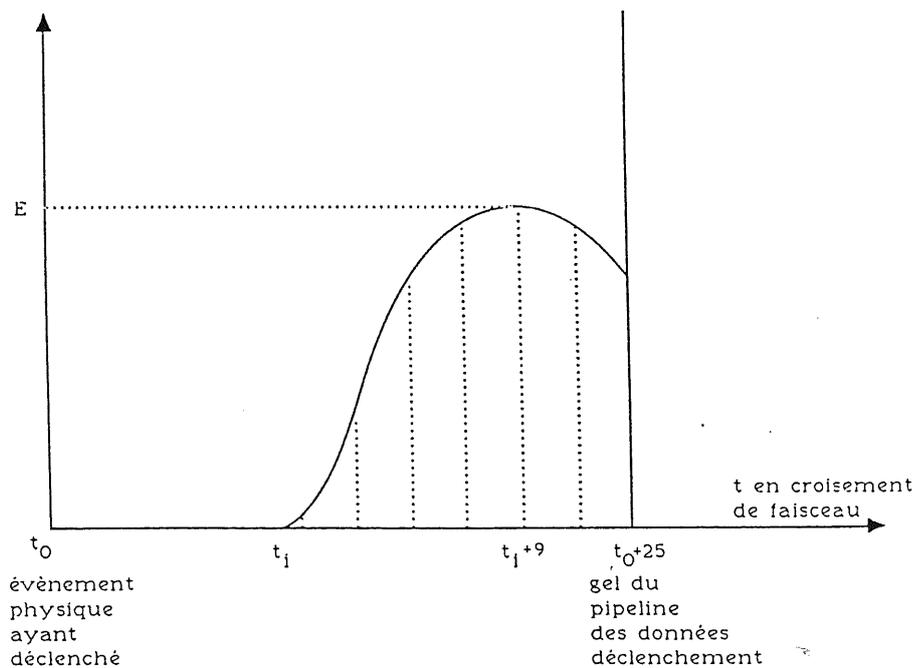
Si l'événement d'empilement se produit dans l'intervalle de +10 à +25 CF, la fonction de mise en forme de déclenchement est coupée au moment du gel de



q_d est le quantum de
digitisation

L'énergie = $\frac{\text{aire de la courbe digitisé}}{\text{aire réelle du signal de mise en forme}}$ est
sous estimée

Figure 5.2: Effet de la digitisation sur la forme du signal



L'énergie et le temps
de l'évènement d'empilement
sont sous estimés

Figure 5.3: Coupure de la fonction de mise en forme à la fin de l'intervalle :
effet de bord

l'histoire de l'événement à l'instant $t = +25 CF$ (voir figure 5.3). L'énergie et le temps déterminés sont alors biaisés. Les événements d'empilement qui ont lieu dans la première partie de cet intervalle ne peuvent pas être négligés compte tenu de l'amplitude déjà importante de la fonction de mise en forme de calorimétrie (voir chapitre 3.3.3).

Pour atténuer cet effet nous avons recours à une paramétrisation de $E_{estimée}/E_{réelle} = f(T_{estimée})$ et de $T_{estimée} - T_{réelle} = f(T_{estimée})$ obtenue par une méthode analogue à la précédente en simulant la coupure d'une fonction de mise en forme moyenne et en calculant $E_{estimée}$, $E_{réelle}$, $T_{estimée}$ et $T_{réelle}$ indépendamment de toute considération physique puisqu'il s'agit d'un effet purement technique.

La correction de l'estimateur de l'énergie est plus difficile dans ce cas que pour l'effet de digitisation car la courbe $E_{estimée}/E_{réelle} = f(T_{estimée})$ diverge quand la fonction de mise en forme est de plus en plus coupée (comment estimer l'énergie si une seule digitisation est mesurée!). Cependant cet effet est contrebalancé par le fait que la fonction de mise en forme de calorimétrie du signal d'empilement diminue rapidement quand $T_{estimée}$ s'approche des +25 CF du gel de l'électronique.

Les résultats de la correction sur $\frac{\Delta E}{E}$ sont montrés sur la figure 5.6.

b) Détection des grandes tours touchées par l'événement de physique

Jusqu'à présent, nous supposons implicitement que les grandes tours ne sont pas touchées par l'événement physique et que par conséquent nous pouvons ne considérer qu'un seul intervalle de -25 à +25 CF. Cette hypothèse se justifie à l'arrière du calorimètre où la multiplicité est peu importante. Par contre, dans la partie avant, presque toutes les grandes tours reçoivent de l'énergie physique (voir chapitre 4.1).

Dans tous les cas, il est important que l'énergie de l'événement physique ne soit pas interprétée à tort comme de l'énergie d'empilement. A cette fin, nous devons séparer l'intervalle étudié en trois fenêtres pour isoler la partie où peut apparaître le signal de mise en forme de déclenchement de l'événement physique:

$-25 \leq t_{empilement} \leq 3$: *fenêtre des signaux d'empilement avancé*
sur laquelle $(E, t)_{empilement\ avancé}$ est estimé suivant la méthode précédente.

$5 \leq t_{empilement} \leq 13$: *fenêtre des signaux empilement+physique*
sur laquelle un estimateur indique si la grande tour a reçu de l'énergie physique

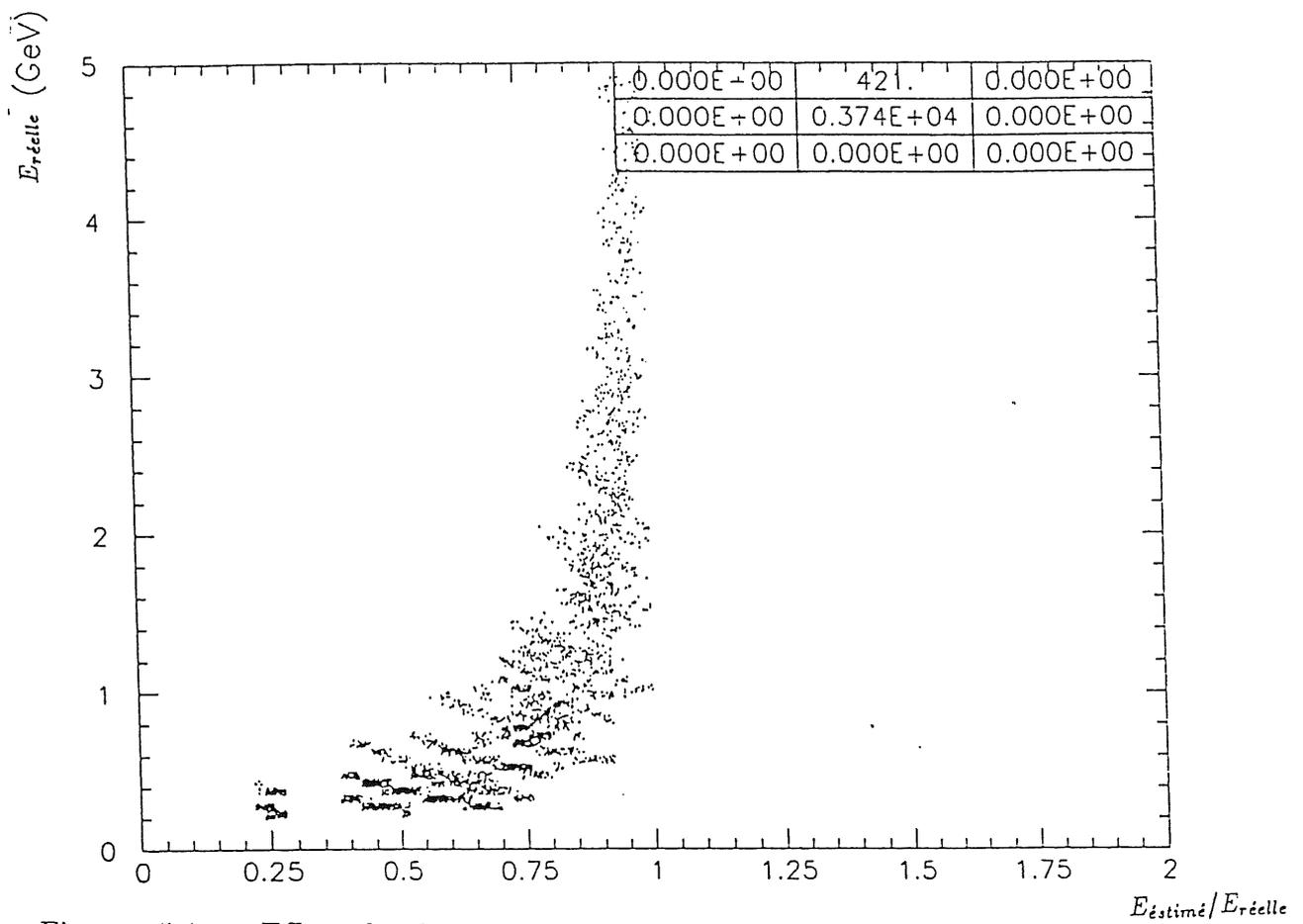


Figure 5.4: Effet de la digitisation sur l'estimation de l'énergie : $E_{estimé}/E_{réelle}$ en fonction de $E_{réelle}$, $-19 < t_{empilement} < +10$

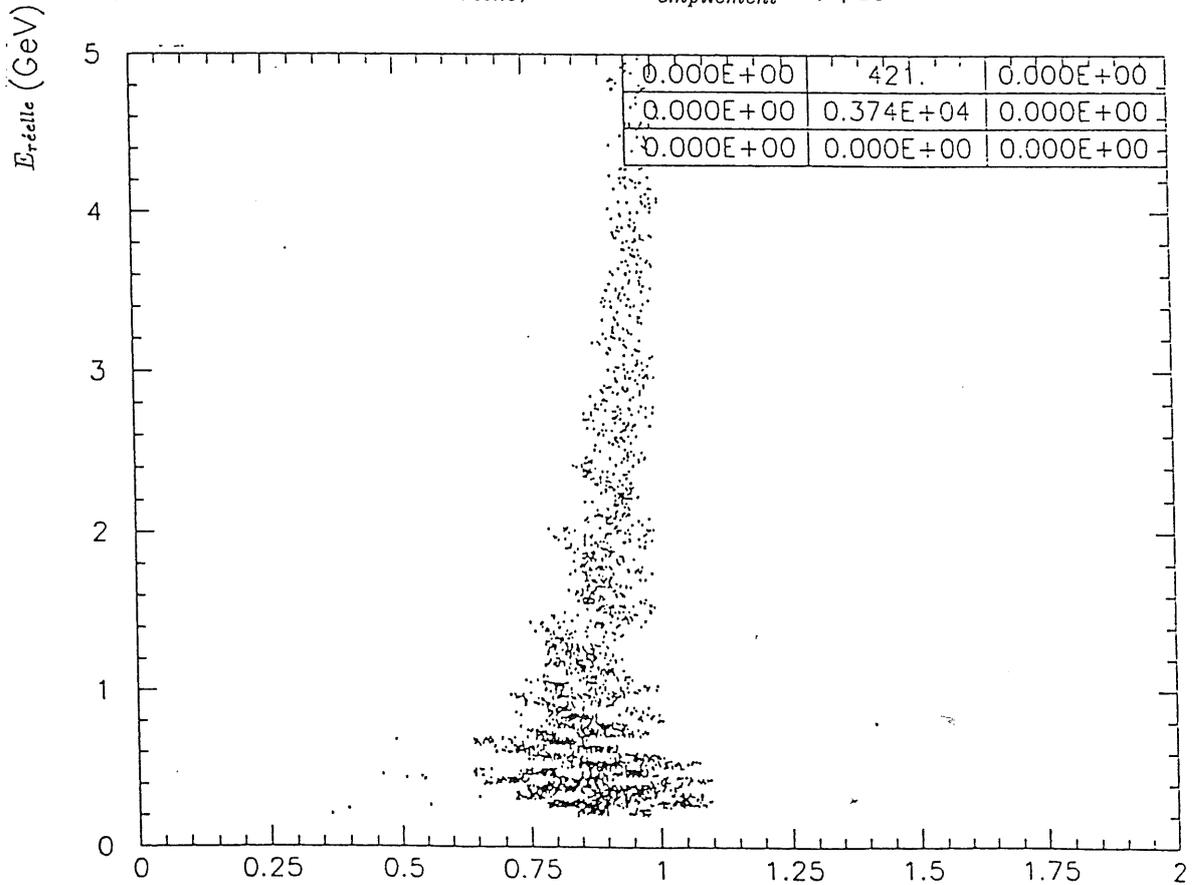


Figure 5.5: Distribution de $E_{estimé}/E_{réelle} = f(E_{réelle})$ après correction, $-19 < t_{empilement} < +10$

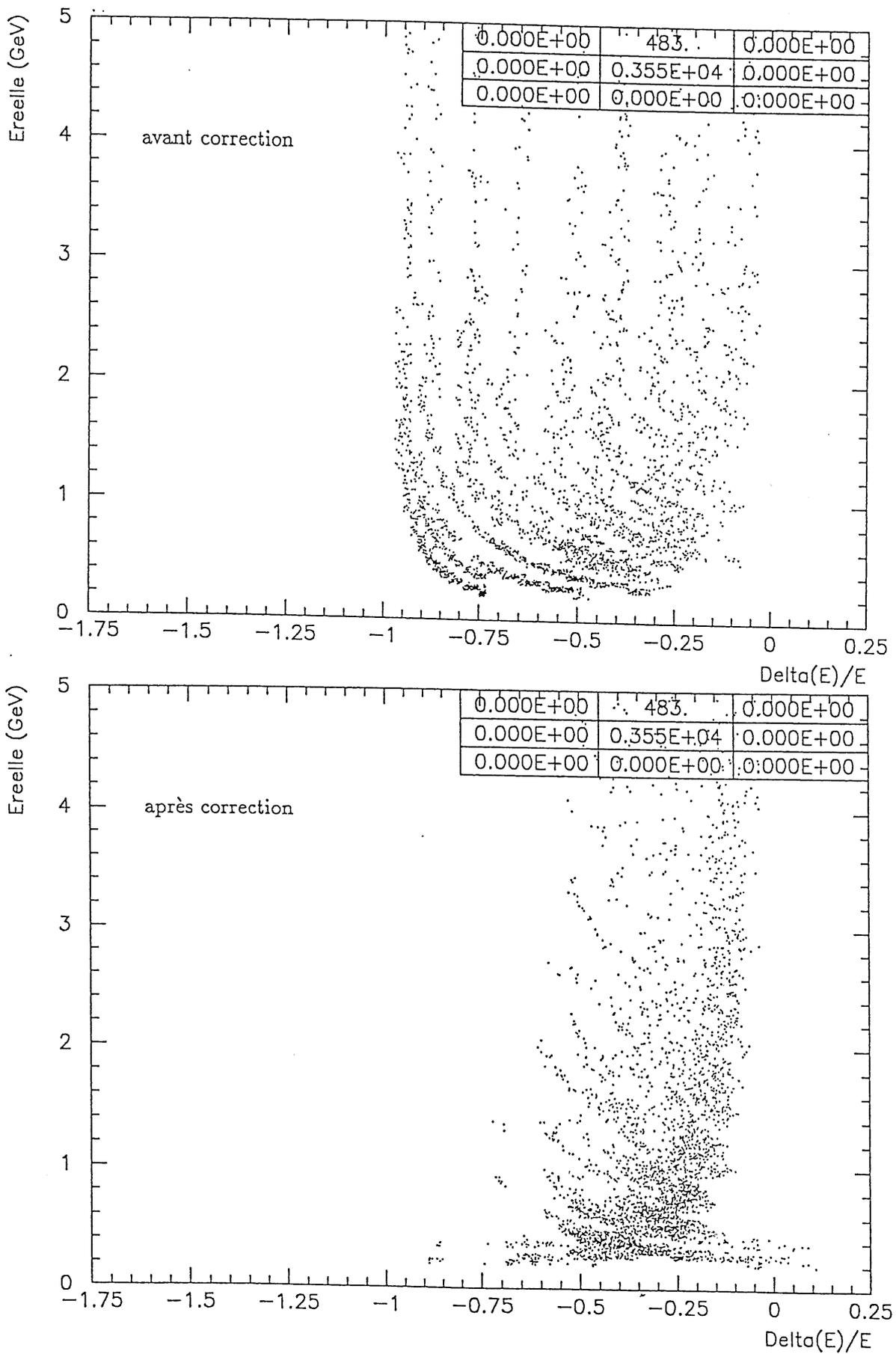


Figure 5.6: Correction des effets de bord, $10 < t_{\text{empilement}} < +20$

$15 \leq t_{empilement} \leq 25$: fenêtre d'empilement retardé
sur la quelle $(E, t)_{empilement\ retardé}$ est estimé comme pour l'empilement avancé.

Pour chaque grande tour où nous détectons de l'énergie physique, nous utilisons les deux estimateurs d'empilement $(E, t)_{empilement\ avancé}$ et $(E, t)_{empilement\ retardé}$. Pour les autres, nous ne considérons qu'un seul intervalle (E, t) regroupant les trois précédemment décrits (ce regroupement est alors plus efficace car le signal de mise en forme risque moins d'être coupé aux bornes des fenêtres).

Reconnaissance de l'énergie d'origine physique :

Pour déterminer si une grande tour a reçu de l'énergie de l'événement physique, nous utilisons un estimateur simple fondé sur le fait que le signal de mise en forme déclenchement de l'événement physique culmine à +9 CF. En prenant tous les croisements de faisceau de la fenêtre empilement+physique, nous calculons la quantité :

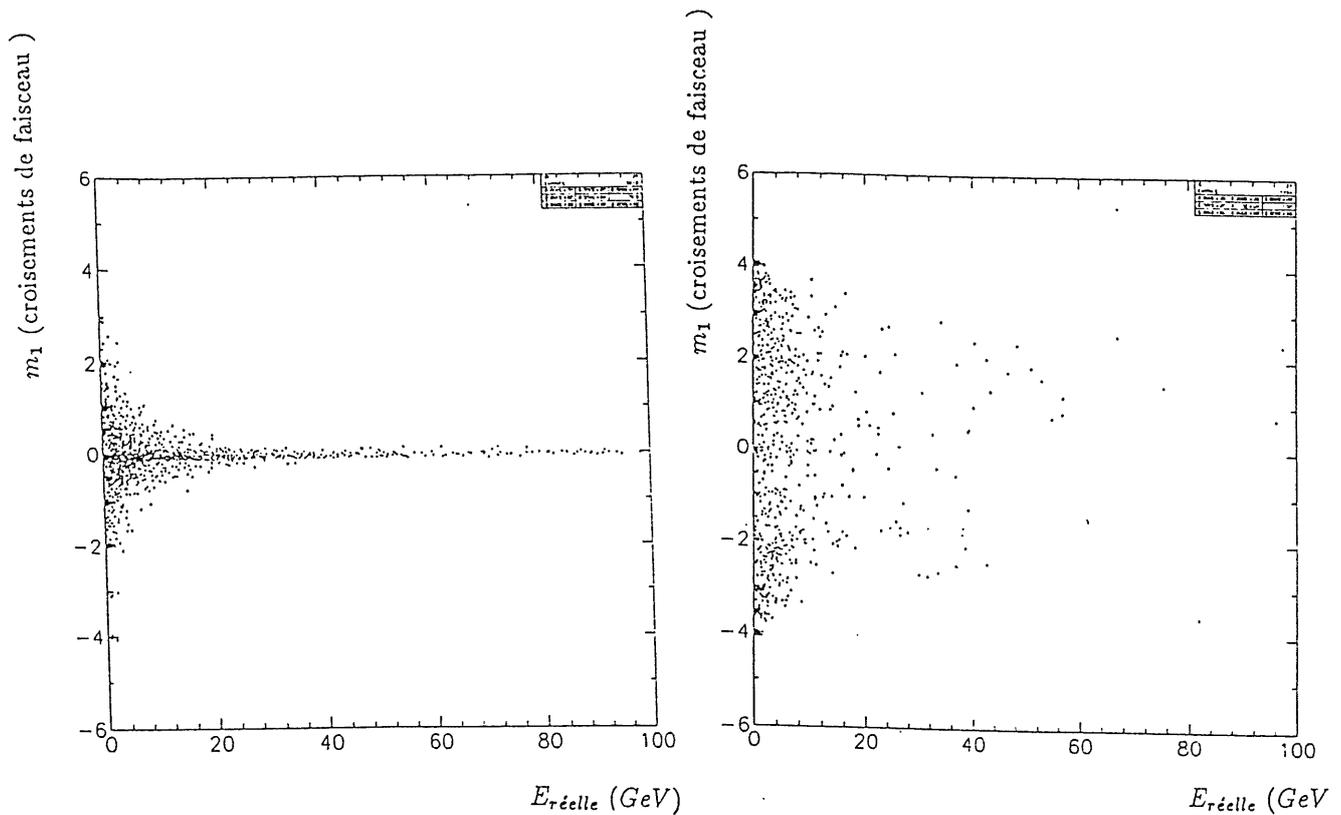
$$m_1 = \frac{\sum_{i=5}^{13} (t_i - 9) E_i}{\sum_{i=5}^{13} E_i} \quad (5.4)$$

m_1 , appelé moment d'ordre 1 mesure l'écart à la valeur nominale 9 CF de l'instant de déposition de l'énergie dans l'intervalle empilement+physique.

La comparaison de $|m_1|$ à un seuil m_{1s} ouvre deux possibilités :

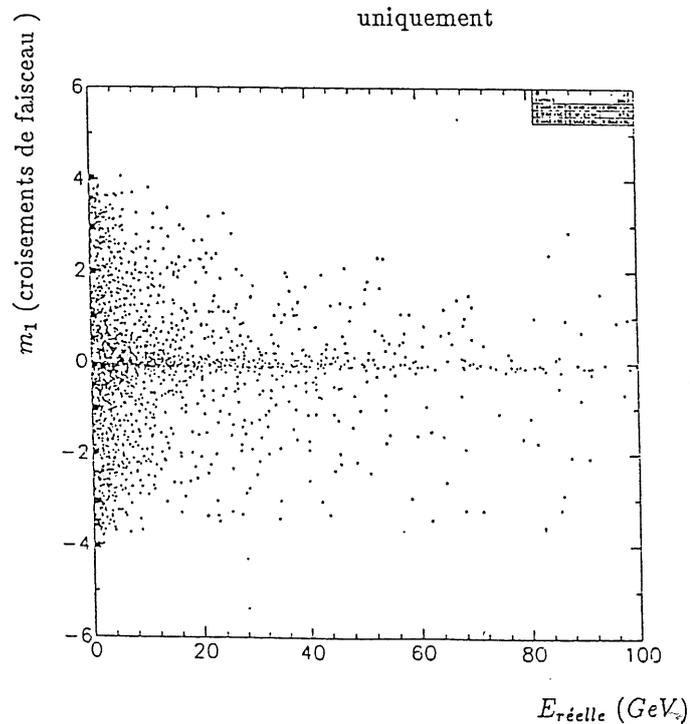
- $|m_1| < m_{1s}$
la grande tour a été touchée par de la physique. Nous calculons les estimateurs (E, t) séparément sur les deux intervalles retardé et avancé.
- $|m_1| > m_{1s}$
Il n'y a pas de dépôt physique. L'estimateur (E, t) est calculé sur un seul intervalle

Afin d'optimiser la coupure en m_1 nous montrons sur la figure 5.7 les distributions $m_1 = f(E_{grande\ tour})$ respectivement pour des grandes tours n'ayant reçu que de l'énergie physique, que du signal d'empilement, puis les deux à la fois. L'empilement est alors simulé uniquement dans la fenêtre de 5 à 13 CF. Comme on s'y attend, m_1 est distribué uniformément dans l'intervalle $[-4, 4]$ pour



grandes tours touchées par l'événement physique
uniquement

grandes tours touchées par l'événement d'empilement
uniquement



grandes tours touchées par l'événement physique et l'événement d'empilement

Figure 5.7: Distributions du moment d'ordre 1 m_1

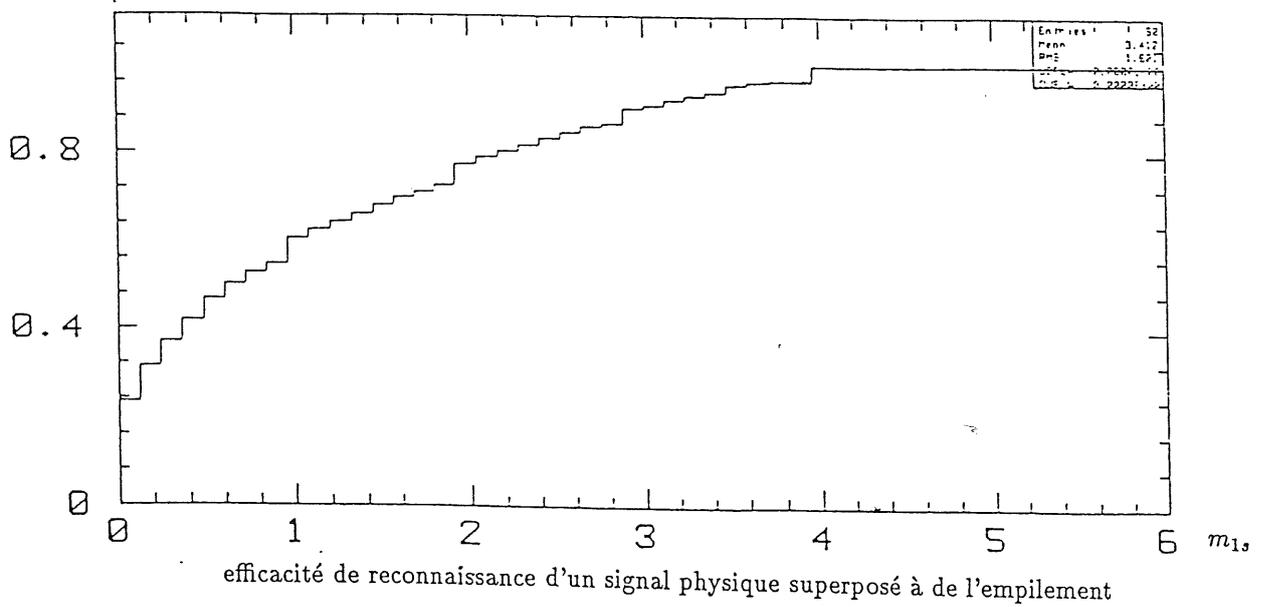
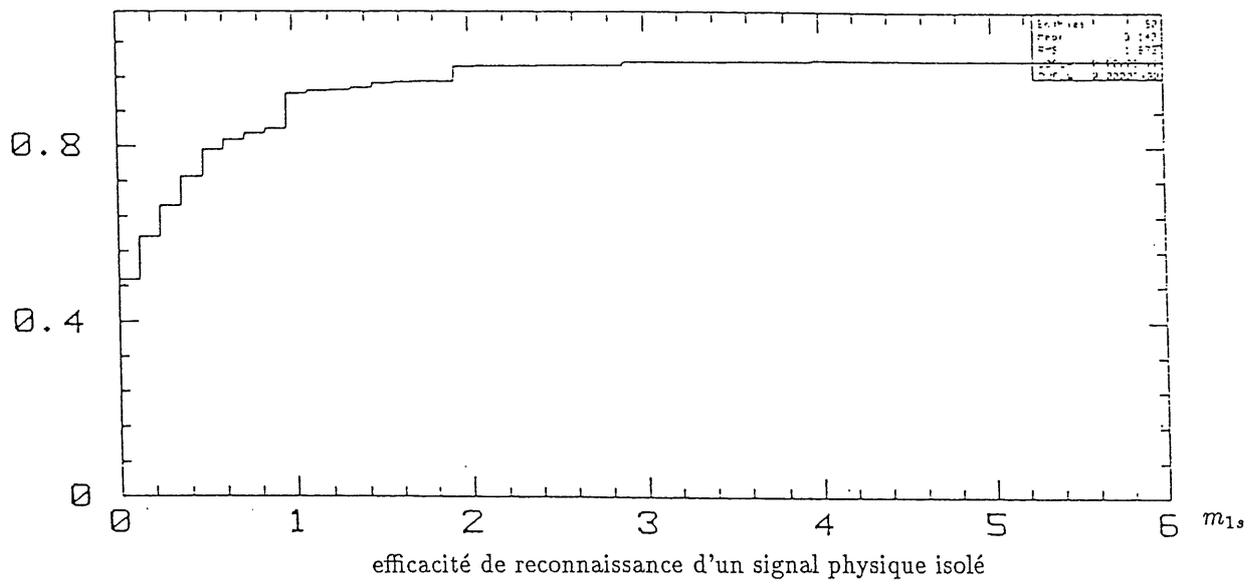
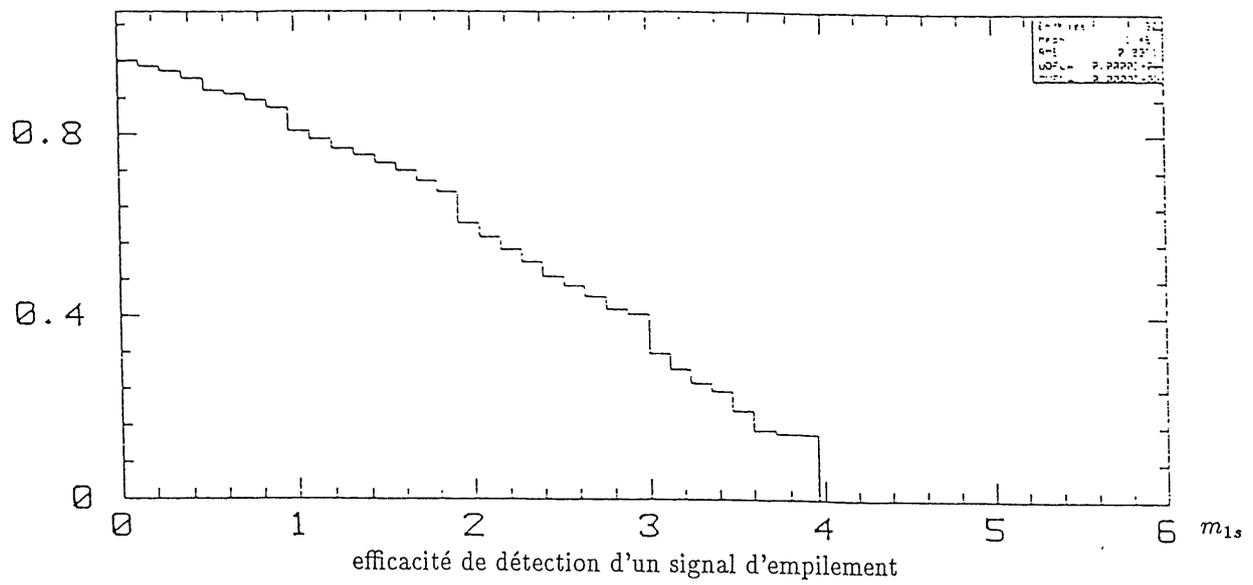


Figure 5.8: Efficacité de la coupure en m_1

les signaux d'empilement, tandis que les signaux physiques sont piqués à $m_1 = 0$, la dispersion aux basses énergies étant due au bruit électronique.

Les efficacités de détection des signaux physiques et d'empilement sont représentées sur la figure 5.8 en fonction de la coupure m_{1s} .

Nous voyons que la valeur $m_{1s} = 2$ permet de détecter la quasi totalité des signaux physiques tout en reconnaissant encore la moitié des signaux d'empilement déposés dans l'intervalle [5,13] CF.

Cette valeur de 2 CF correspond à la demi-largeur de la fonction de mise en forme déclenchement (figure 2.6). Nous retrouvons là la résolution temporelle des signaux de déclenchement, en dessous de laquelle nous ne pouvons pas distinguer un signal d'empilement du signal de l'événement physique.

Si $|m_1| < m_{1s}$, alors le DSP ne transmet que les estimateurs $(E, t)_{avancé}$ et $(E, t)_{retardé}$. Si par contre $|m_1| > m_{1s}$, alors il va en plus de $(E, t)_{avancé}$ et $(E, t)_{retardé}$ transmettre tous les 9 croisements de faisceau de l'intervalle empilement +physique, pour pouvoir faire éventuellement une analyse plus fine hors ligne.

Au chapitre 2.2, nous insistions sur la nécessité de disposer d'un estimateur indiquant si le déclenchement du calorimètre est bien synchronisé avec les autres sous-détecteurs. Le moment d'ordre 1 m_1 peut remplir ce rôle à condition que le seuil m_{1s} soit assez petit pour déceler un décalage du pic de la distribution de m_1 . La figure 5.7 montre qu'il est possible de déceler des décalages inférieurs à 1 CF, en choisissant un seuil m_{1s} égal par exemple à 0,5 CF.

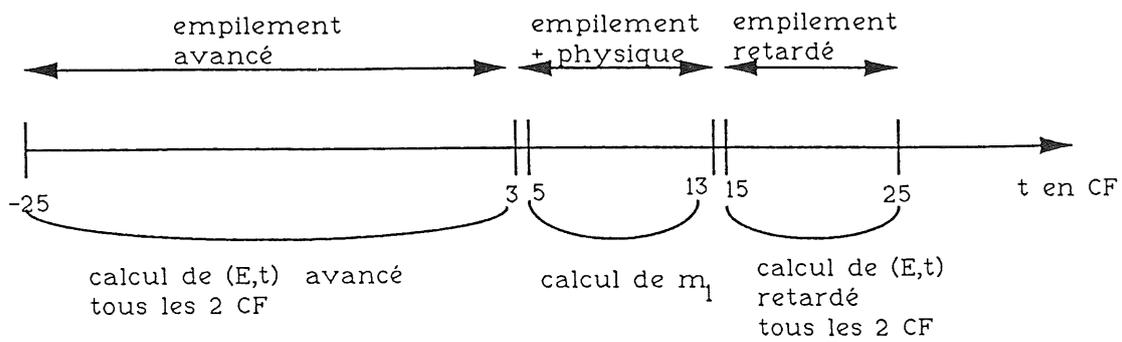
Cette coupure n'étant pas assez large pour notre analyse de l'empilement, nous sommes alors conduits à imposer la coupure à 2 CF hors ligne.

c) Résumé des estimateurs DSP

Le DSP opère sur l'intervalle d'empilement positif de -25 CF à +25 CF. Cet intervalle est scindé en trois fenêtres pour séparer la région sensible au signal de l'événement physique de celles où peuvent se manifester des empilements avancés ou retardés.

Le DSP calcule :

- sur les intervalles avancé et retardé $\sum_i E_i$ et $\sum_i E_i t_i$, estimateurs d'énergie et de temps, en échantillonnant tous les 2 croisements de faisceau.
- sur l'intervalle empilement +physique, le moment d'ordre 1 $m_1 = (\sum_i E_i (t_i - 9)) / (\sum_i E_i)$ en utilisant tous les croisements de faisceau



Division de l'histoire des grandes tours en 3 intervalles

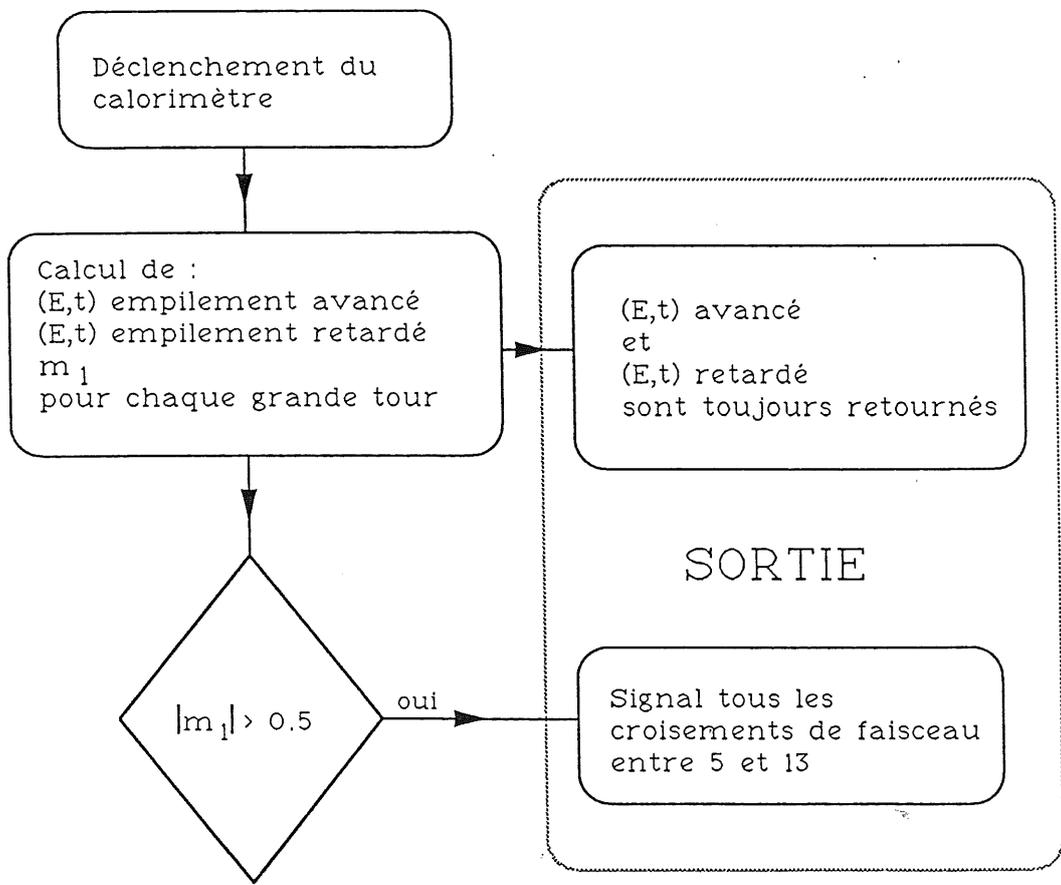


Figure 5.9: Schéma de l'algorithme du DSP

si $|m_1| > 0,5$: il retourne tous les croisements de faisceau de l'intervalle empilement +physique pour permettre une analyse plus précise de cette fenêtre hors ligne.

L'estimateur m_1 est utilisé pour tester la bonne synchronisation du calorimètre par rapport aux autres sous détecteurs. Hors ligne, si m_1 était supérieur à 0,5, m_1 est recalculé pour être comparé à la valeur $m_{1s} = 2$. Si $m_1 \geq m_{1s}$, un seul estimateur d'empilement (E, t) est calculé à partir des deux estimateurs $(E, t)_{avancé}$, $(E, t)_{retardé}$ et des signaux de la fenêtre empilement +physique. Sinon $(E, t)_{avancé}$ et $(E, t)_{retardé}$ sont utilisés séparément.

Cet algorithme est résumé sur la figure 5.9.

5.1.3 Calcul des biais sur les variables cinématiques

Une fois estimés l'énergie et le temps des dépôts d'empilement au niveau de chaque grande tour, nous pouvons les extrapoler à l'instant d'échantillonnage calorimétrie en utilisant la fonction de mise en forme calorimétrie (figure 3.2). Cela donne une estimation de l'énergie d'empilement mesurée au moment de l'échantillonnage de l'événement physique, avec la granularité des grandes tours (voir figure 5.10).

Cette information peut à priori être utilisée de deux façons :

- soit pour tenter de corriger le signal de physique en lui soustrayant le signal d'empilement estimé.
- soit pour étiqueter les événements les plus affectés par l'empilement et les rejeter de l'analyse physique.

1ère méthode : Tentative de soustraction des signaux d'empilement

Une première idée élémentaire de correction est de supprimer des données calorimétrie tous les canaux contenus dans des grandes tours touchées uniquement par des événements d'empilement .

La figure 5.11 donne les distributions en $\left(\frac{\Delta y}{y}\right)$ et en $\left(\frac{\Delta Q^2}{Q^2}\right)$ après une telle coupure en se plaçant dans le cas idéal où il n'y a pas de bruit électronique. Il n'y a pas de nette amélioration. En effet à l'avant les grandes tours reçoivent souvent à la fois un dépôt dû à l'événement physique et à l'événement d'empilement, de sorte que la correction est inactive dans cette région. A l'arrière, dans le BEMC,

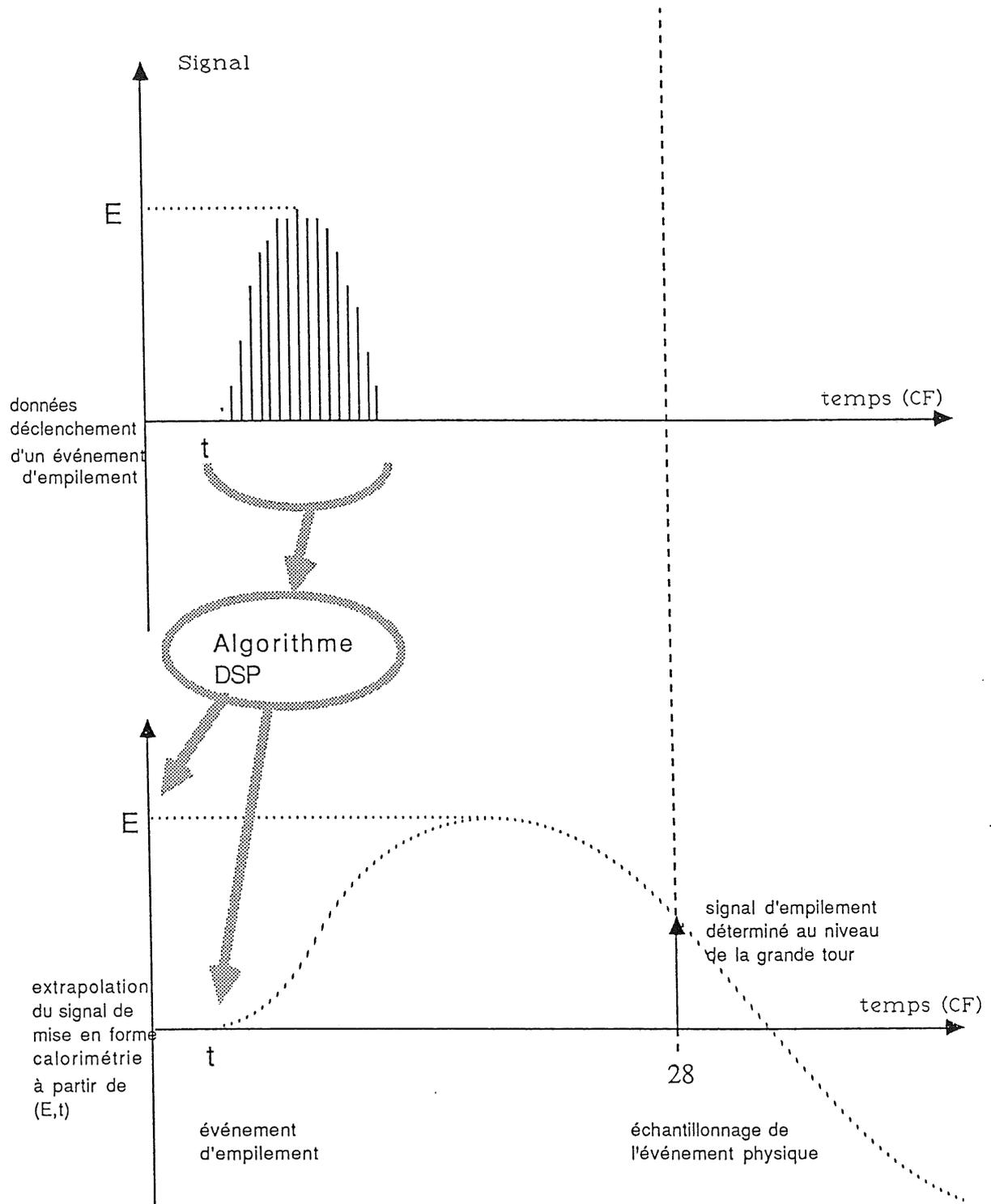


Figure 5.10: Extrapolation de l'énergie d'empilement mesurée à l'instant d'échantillonnage calorimétrie

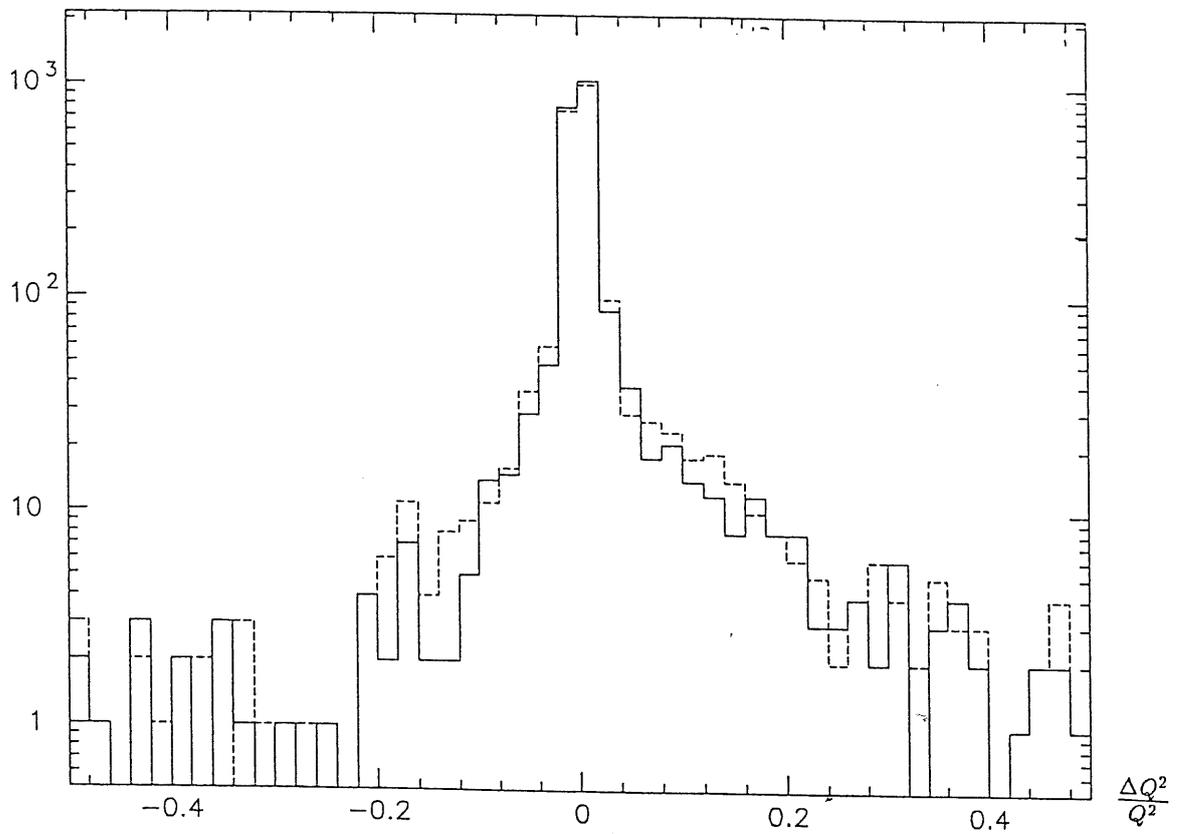
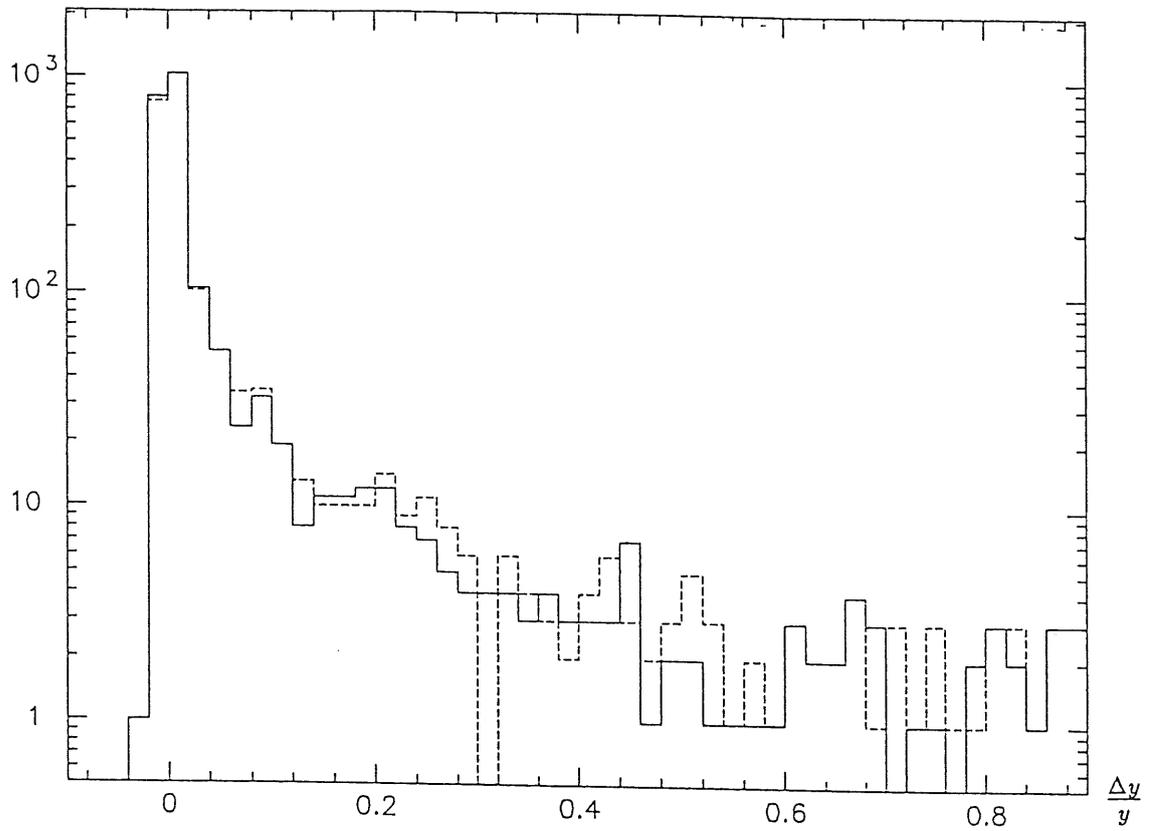


Figure 5.11: Distribution $\left(\frac{\Delta y}{y}\right)$, $\left(\frac{\Delta Q^2}{Q^2}\right)$ avant (pointillés) et après (traits pleins) suppression des canaux touchés uniquement par l'événement d'empilement

la durée de la fonction de mise en forme de déclenchement étant comparable à la durée de la fonction de mise en forme de calorimétrie (voir chapitre 2.2.3), il est très difficile de séparer le signal issu de l'empilement de celui issu de la physique. La seule zone où cette méthode peut se montrer efficace est la partie centrale du calorimètre, alors qu'a été montré au chapitre 4.2 que les queues en y et Q^2 sont dues en grande partie à des dépôts à l'arrière pour y et à l'avant pour Q^2 .

Nous pourrions essayer d'améliorer la méthode en soustrayant individuellement à chaque canal un signal d'empilement estimé à partir des grandes tours. Cependant, nous n'avons aucune information sur la répartition spatiale de l'empilement à l'intérieur d'une grande tour . D'autre part, les énergies d'empilement sont estimées avec la résolution et les seuils de l'électronique de déclenchement, bien plus mauvais que ceux de la chaîne calorimétrie (voir section 2.2). Nous introduirions donc des biais supplémentaires, et il est improbable qu'une correction fiable puisse être obtenue par cette méthode. (la suite de l'étude permettra de s'en convaincre).

Nous allons par conséquent abandonner ce premier type de méthode pour nous concentrer sur le deuxième type, consistant à étiqueter les événements les plus affectés par l'empilement .

2^{ème} méthode: Elaboration d'estimateurs globaux d'empilement

Les critères déterminant si un événement est affecté par l'empilement peuvent a priori dépendre du type de physique étudiée. Pour la mesure des fonctions de structures, les estimateurs les plus naturels sont ceux des biais introduits par l'empilement sur le calcul de y et Q^2 par la méthode de Jacquet-Blondel. Comme les queues en y et Q^2 ne sont pas corrélées (voir la section 4.2.1), Δy et ΔQ^2 doivent être estimés séparément. Nous avons vu au chapitre 1.4.2 que les variables y et Q^2 sont obtenues à partir du flot hadronique par:

$$y = \frac{(E_{tot} - P_{Ztot})_{had}}{2E_e} \quad (5.5)$$

$$Q^2 = \frac{\vec{P}_\perp^2}{1 - y} \quad (5.6)$$

Or l'énergie mesurée pour un canal i des calorimètres est :

$$E_{mesurée}^i = \underbrace{E_{physique}^i}_{\text{énergie vraie de l'événement physique}} + \underbrace{S_{empilement}^i}_{\text{signal supplémentaire dû à empilement}} \quad (5.7)$$

Donc pour y on a :

$$y_{mesuré} = \frac{[(E_{tot} - P_{Ztot})_{had}]_{mesuré}}{2E_e} \quad (5.8)$$

$$= \frac{S_{tot} - S_Z}{2E_e} + \frac{[(E_{tot} - P_{Ztot})_{had}]_{physique}}{2E_e} \quad (5.9)$$

d'où :

$$\Delta y = y_{mesuré} - y_{physique} = \underbrace{\frac{S_{tot} - S_Z}{2E_e}}_{\Delta y \text{ estimé avec les données grandes tours}} \quad (5.10)$$

L'estimateur de Δy est exact et calculable uniquement à partir des données grandes tours sans faire intervenir l'événement physique. Il ne peut donc pas par nature introduire de biais sur les événements rejetés. Il est de plus utilisable aussi bien avec des interactions CC que NC ou de photoproduction.

Le calcul est plus compliqué pour Q^2 car celui-ci dépend non linéairement de l'énergie de chaque cellule. Deux facteurs interviennent:

- le facteur corrélé à y que l'on peut espérer éliminer avec une coupure en Δy en utilisant l'estimateur précédent.
- le facteur corrélé à \vec{P}_\perp^2

Après une coupure en Δy on a :

$$Q_{mesuré}^2 = \frac{(\vec{S}_\perp + (\vec{P}_\perp)_{physique})^2}{1 - y} \quad (5.11)$$

$$= \frac{2\vec{S}_\perp \cdot (\vec{P}_\perp)_{physique} + \vec{S}_\perp^2}{1 - y} + \frac{(\vec{P}_\perp)^2_{physique}}{1 - y} \quad (5.12)$$

$$= \frac{2\vec{S}_\perp \cdot (\vec{P}_\perp)_{mesuré}}{1 - y} + Q_{physique}^2 + o(\vec{S}_\perp^2) \quad (5.13)$$

Au premier ordre, nous avons :

$$\Delta Q^2 = Q_{mesuré}^2 - Q_{physique}^2 = \underbrace{\frac{2\vec{S}_\perp \cdot (\vec{P}_\perp)_{mesuré}}{1 - y}}_{\Delta Q^2 \text{ estimé avec les données grandes-tours et canaux individuels}} \quad (5.14)$$

Contrairement à l'estimateur de Δy , nous voyons que celui de ΔQ^2 fait intervenir les variables cinématiques (\vec{P}_\perp, y) de l'événement physique. Une coupure sur ΔQ^2 est donc une source potentielle de biais sur la physique étudiée. Afin d'éviter cela, nous choisissons de remplacer ΔQ^2 par un estimateur approché ΔQ défini par:

$$\Delta Q \equiv 2\vec{S}_\perp \cdot \left(\frac{\vec{P}_\perp}{\|\vec{P}_\perp\|} \right)_{mesuré} = \frac{\Delta Q^2}{\sqrt{Q^2}} \cdot \sqrt{1-y} \quad (5.15)$$

$\frac{\vec{P}_\perp}{\|\vec{P}_\perp\|}$ étant un vecteur unitaire de direction aléatoire dans le plan transverse à cause de la symétrie en Φ de la cinématique de la réaction, ΔQ est par construction un estimateur non biaisé par rapport à la physique. Nous verrons dans la suite qu'il fournit une estimation raisonnable de $\left(\frac{\Delta Q^2}{Q^2}\right)$ bien qu'il n'y soit relié que de façon approximative.

Remarquons que ΔQ dépend du type de physique considéré : par exemple, si nous voulons l'utiliser pour des interactions courant-neutre, il est nécessaire d'avoir identifié l'électron pour isoler le $(\vec{P}_\perp)_{mesuré}$ des hadrons.

5.2 Efficacité des estimateurs le long de la chaîne d'acquisition de déclenchement

Nous allons étudier l'efficacité de ces estimateurs en simulant progressivement tous les éléments de la chaîne d'acquisition de déclenchement. Nous pouvons ainsi étudier précisément à quelles étapes ils se dégradent et comment on peut y remédier.

Pour y , nous visualisons directement la corrélation entre $(\Delta y)_{estimé}$ et $(\Delta y)_{réel}$. Pour Q^2 , qui n'a qu'un estimateur approché (voir plus haut), nous pourrions visualiser ΔQ en fonction de ΔQ^2 ou $\left(\frac{\Delta Q^2}{Q^2}\right)$. La coupure finale se faisant en fonction de $\left(\frac{\Delta Q^2}{Q^2}\right)$ (voir section 5.3), nous choisissons la corrélation avec $\left(\frac{\Delta Q^2}{Q^2}\right)$.

Nous commençons par simuler l'estimation de $(\Delta y)_{estimé}$ et $(\Delta Q)_{estimé}$ dans des conditions idéales, avec un seul empilement, pas de signal de mise en forme déclenchement de la physique dans l'histoire des grandes tours, pas de bruit électronique et en forçant l'empilement à arriver dans la fenêtre positive.

1^{ière} étape $(E, t)_{empilement}$ sont parfaitement connus
 $-19 < t_{empilement} < +10CF$

L'histoire et la digitisation le long des 256 CF ne sont pas simulés, les estimateurs de $\left(\frac{\Delta y}{y}\right)$ et $\left(\frac{\Delta Q^2}{Q^2}\right)$ sont calculés directement à partir de l'énergie par grande tour et de l'instant réel de l'événement d'empilement. Les graphiques correspondants sont représentés sur la figure 5.12.

Pour y , les écarts estimés et réels sont très bien corrélés. Les points qui ne sont pas exactement sur la diagonale sont dus uniquement aux canaux du calorimètre à argon liquide non contenus dans une grande tour, qui représentent 25 % du nombre total des canaux (voir chapitre 2.1.1).

Pour Q^2 , nous voyons que l'estimateur ΔQ est raisonnablement corrélé avec $\left(\frac{\Delta Q^2}{Q^2}\right)$.

2^{ième} étape : utilisation de l'histoire sans digitisation et sans seuil

$$-19 < t_{\text{empilement}} < +10CF$$

L'histoire de l'interaction est simulée sans la digitisation. Les signaux issus des FADC ne sont pas codés en mots de 8 bits, de plus aucun seuil n'est appliqué. Sur la figure 5.13, nous ne remarquons pas de dégradation notable.

3^{ième} étape : utilisation de l'histoire digitisée

$$-19 < t_{\text{empilement}} < +25CF$$

La digitisation des données de déclenchement en mots de 8 bits est simulée. Nous appliquons le seuil analogique à 2σ au niveau des tours de déclenchement (voir chapitre 2.2.2 et tableau 2.3). Les corrections d'effets de bords et de digitisation sont utilisées, c'est pourquoi la borne supérieure de l'intervalle de temps pendant lequel arrive l'événement d'empilement est de 25 CF.

Nous notons sur la figure 5.14 qu'une partie des événements est mal estimée en y par rapport au cas précédent à cause de la perte des faibles signaux de la partie arrière. Par contre l'estimateur ΔQ reste efficace. L'ordre de grandeur du quantum de digitisation est de 0,3 GeV, ce qui est proche de la coupure analogique à 2σ à environ 0,6 GeV. Il n'y a donc pas d'amélioration à attendre d'une baisse de ce seuil.

4^{ième} étape : utilisation de l'histoire réaliste

$$-99 < t_{\text{empilement}} < +25CF$$

Les estimateurs $(E, t)_{\text{empilement}}$ sont déterminés à partir d'une histoire réaliste où l'on inclut la simulation du bruit électronique et la possibilité de plusieurs

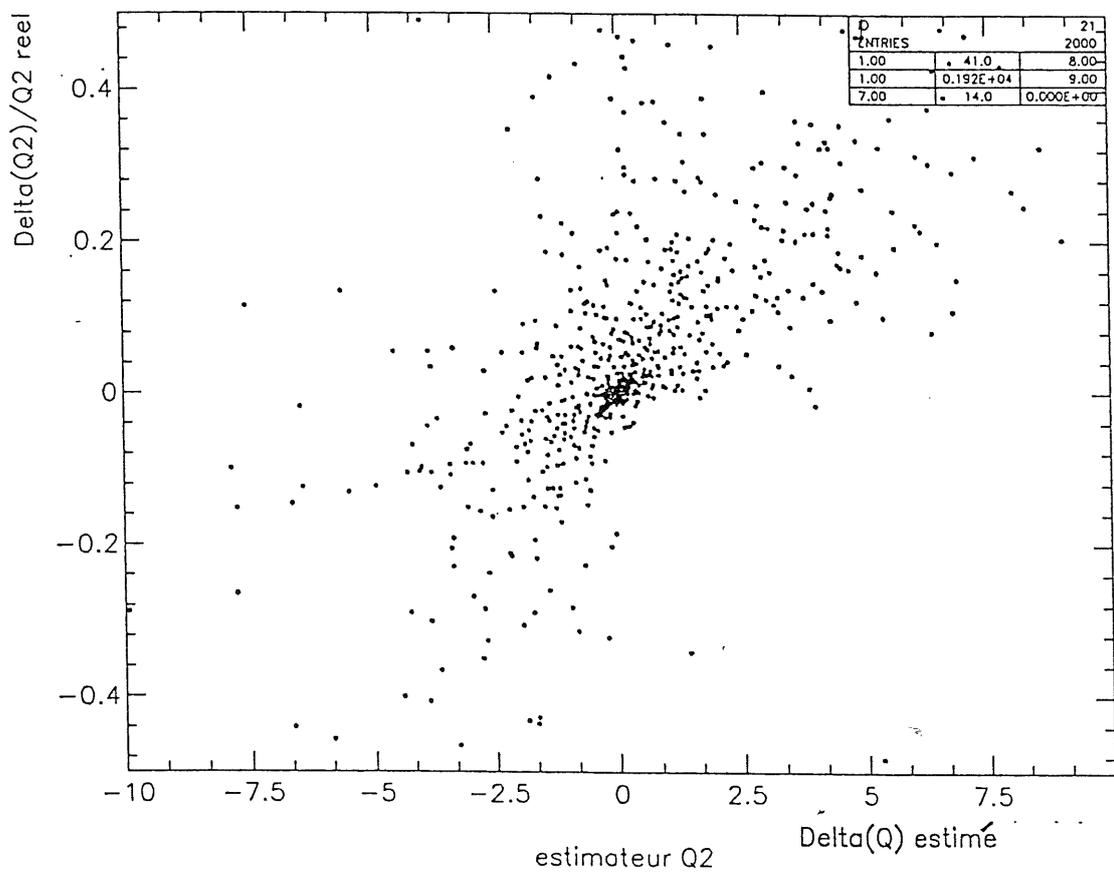
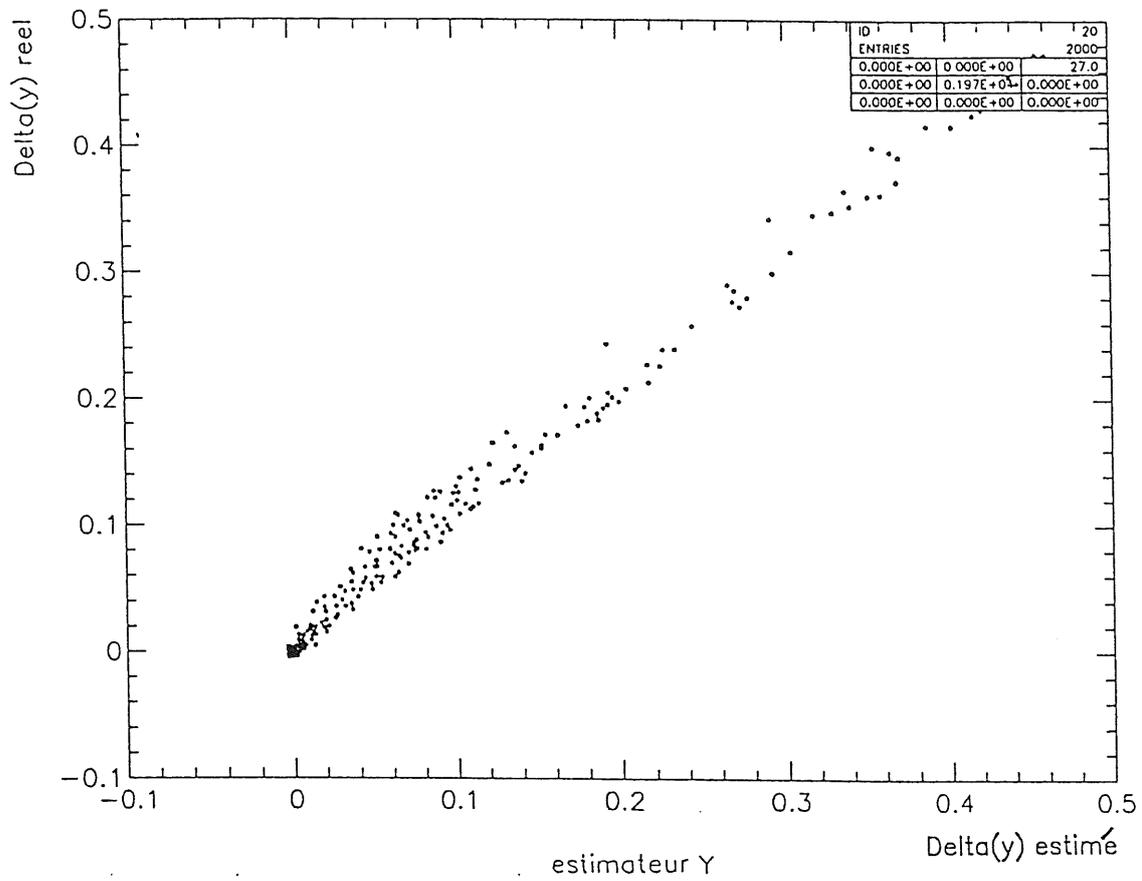


Figure 5.12: Efficacité des estimateurs $(\Delta y)_{estimé}$ et $(\Delta Q)_{estimé}$, étape 1 :
 $(E, t)_{empilement}$ sont parfaitement connus pour chaque grande tour

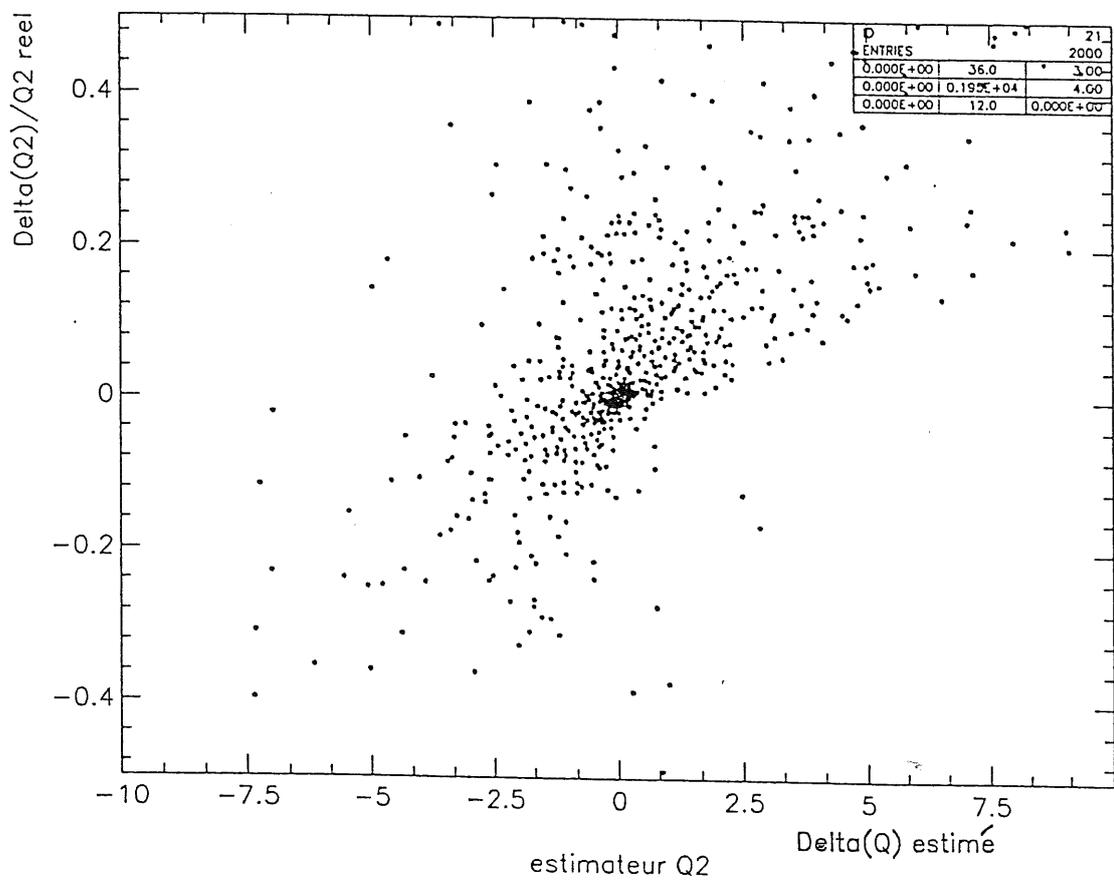
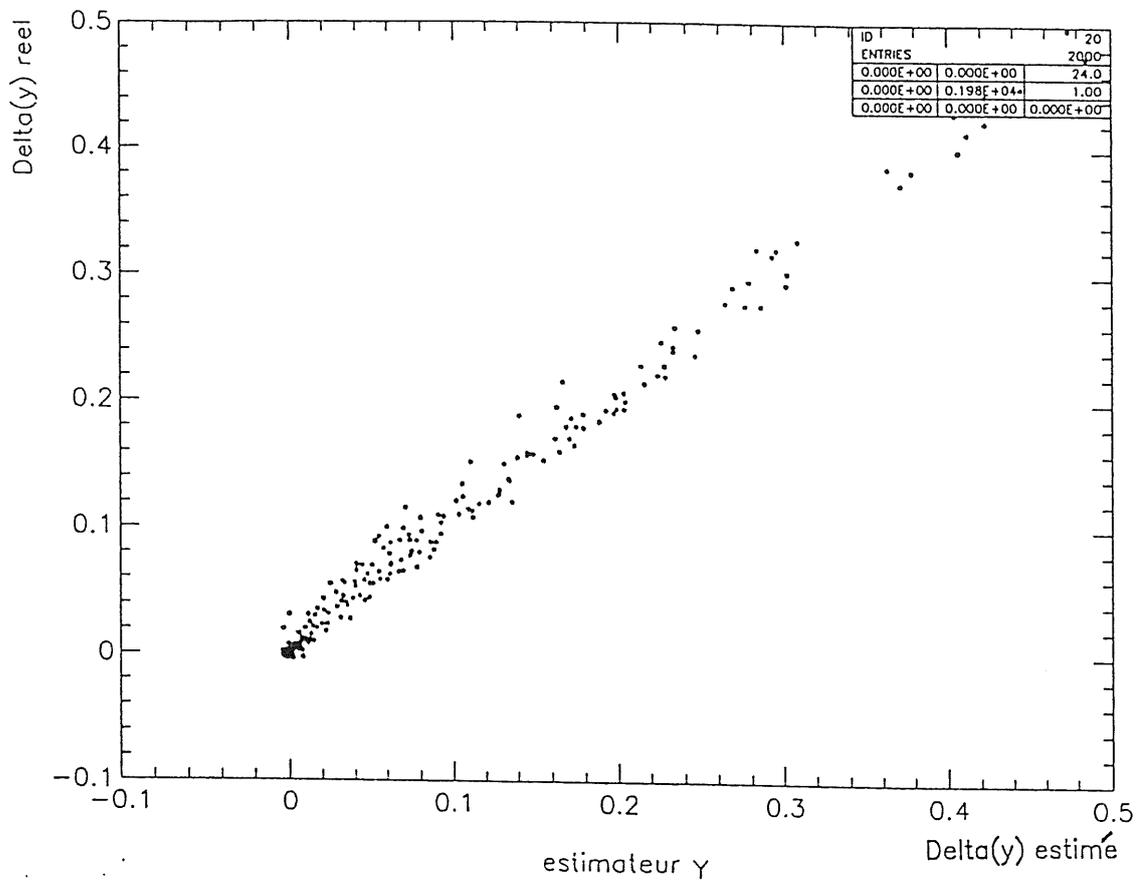


Figure 5.13: Efficacité des estimateurs $(\Delta y)_{estimé}$ et $(\Delta Q)_{estimé}$, étape 2 : l'histoire des grandes tours est utilisée sans appliquer de seuil et sans digitiser

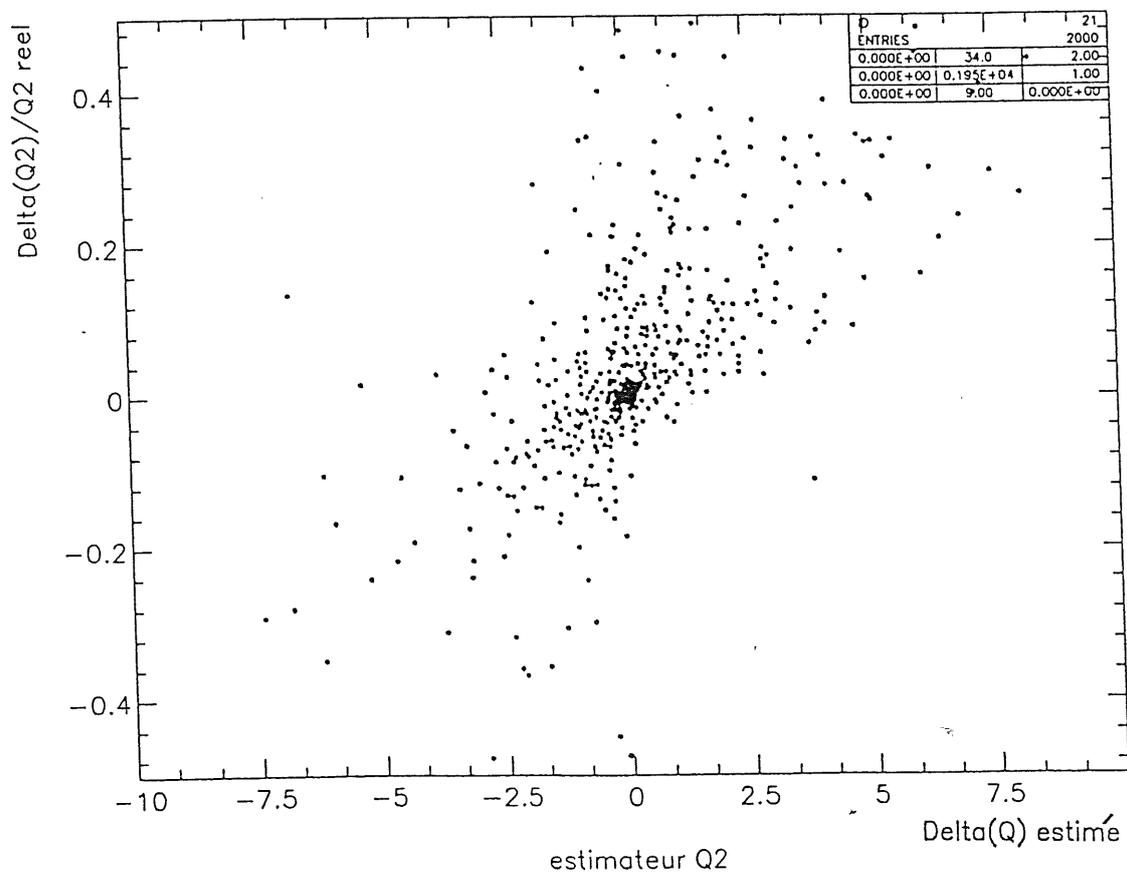
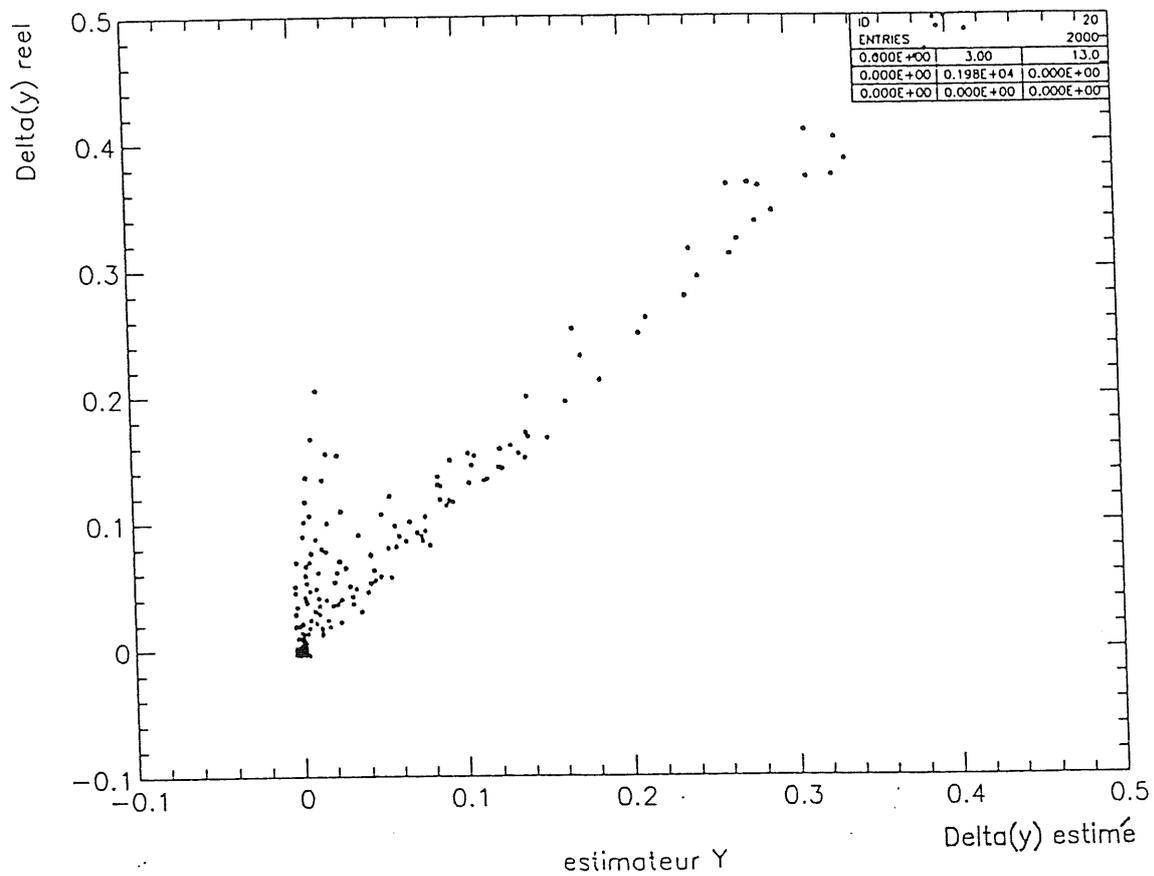


Figure 5.14: Efficacité des estimateurs $(\Delta y)_{estimé}$ et $(\Delta Q)_{estimé}$, étape 3 : l'histoire des grandes tours est digitisée

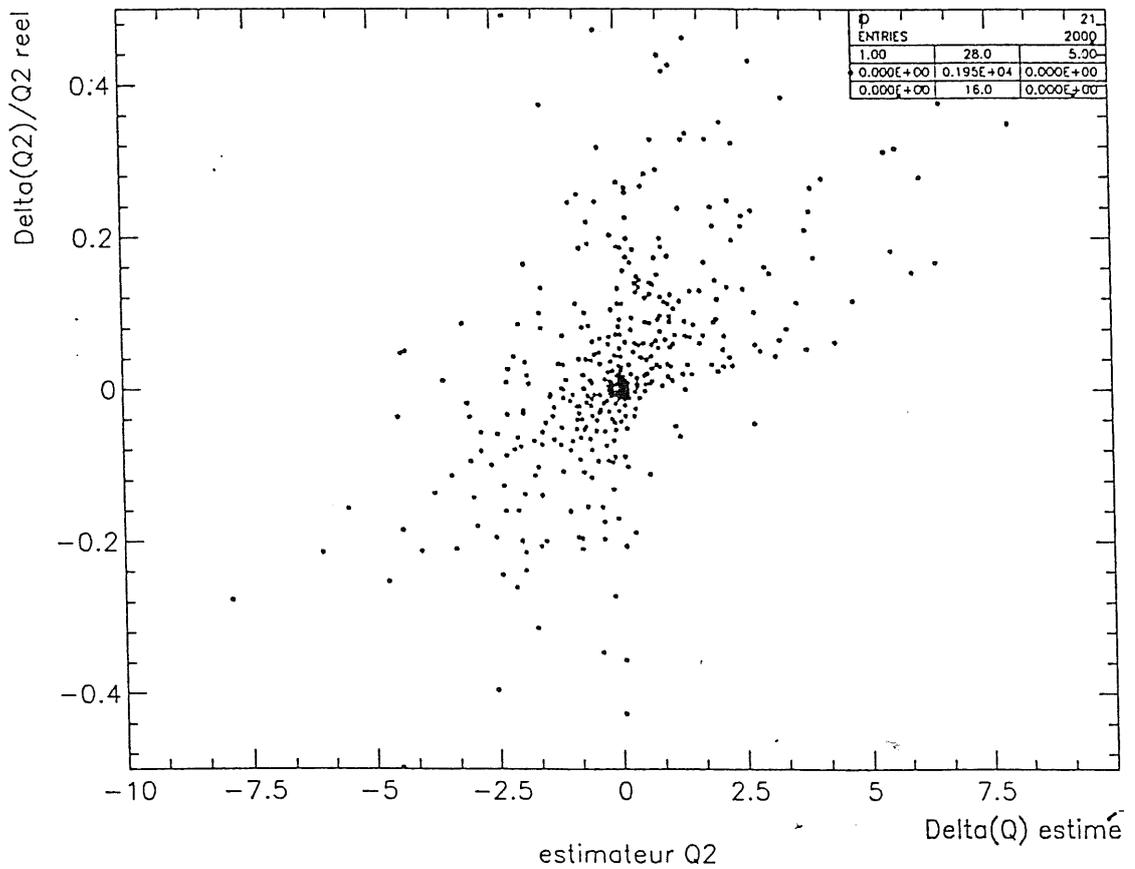
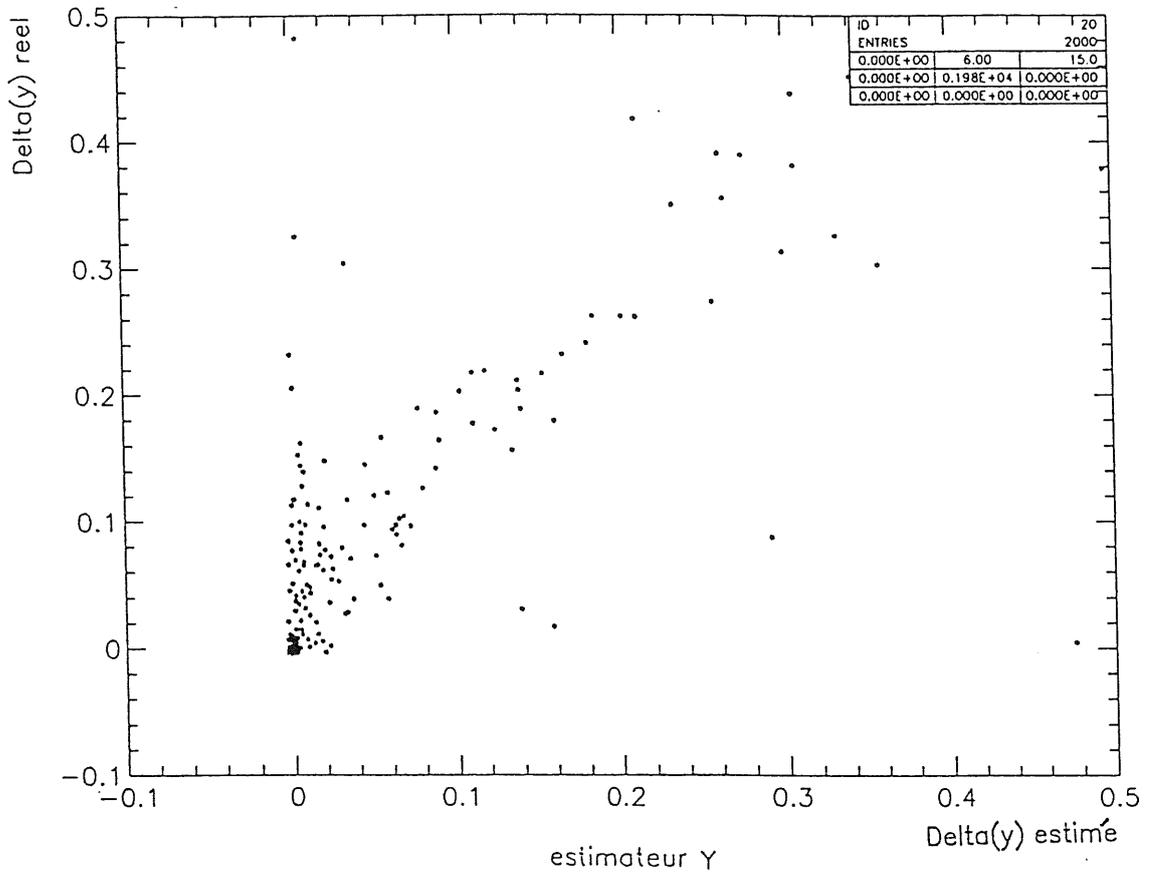


Figure 5.15: Efficacité des estimateurs $(\Delta y)_{estimé}$ et $(\Delta Q)_{estimé}$, étape 4 : l'em-pilement négatif et le bruit de fond électronique sont simulés

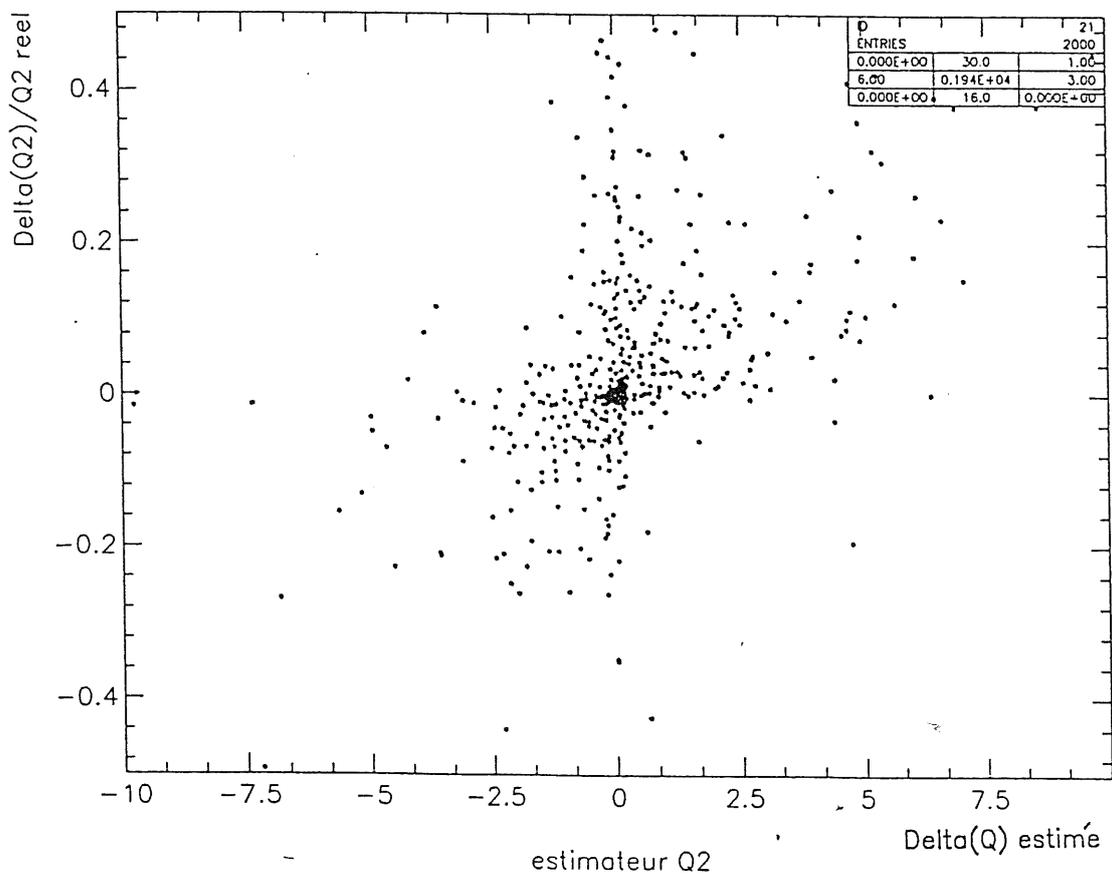
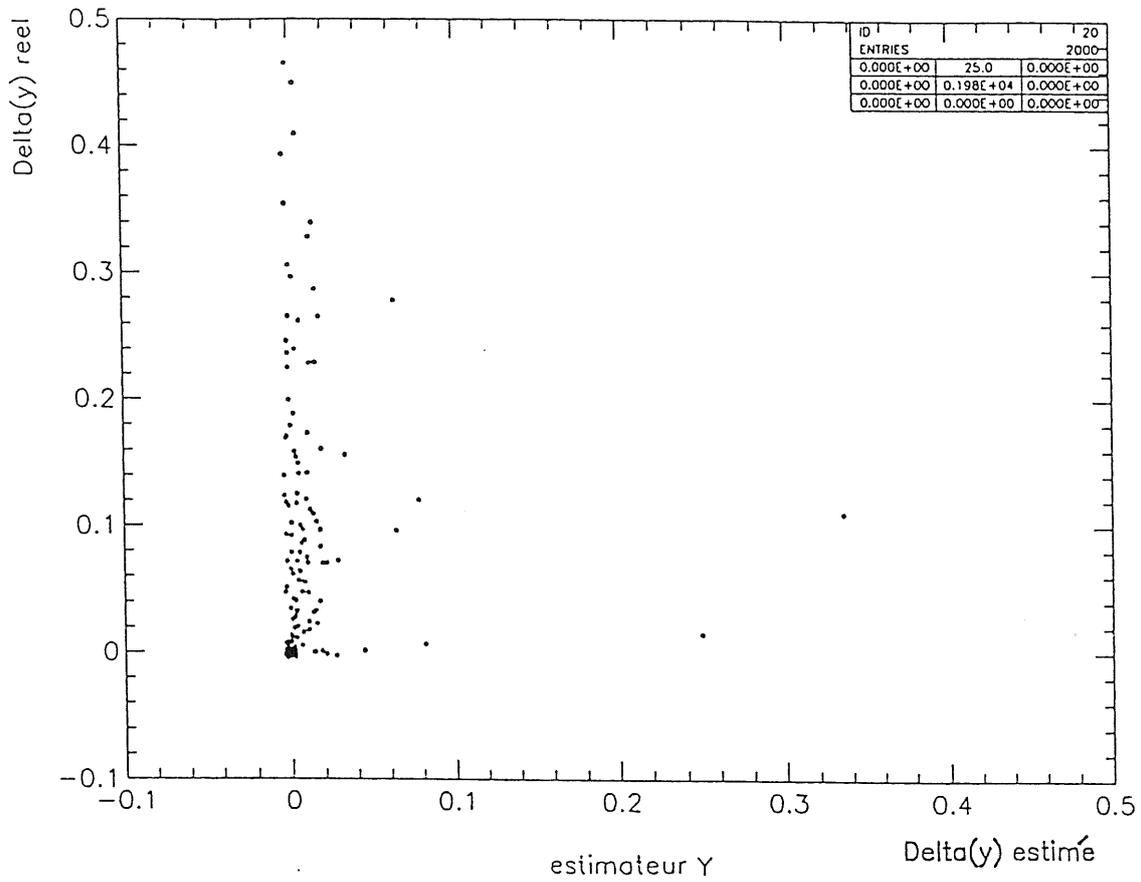


Figure 5.16: Efficacité des estimateurs $(\Delta y)_{estimé}$ et $(\Delta Q)_{estimé}$, étape 5 : le signal de mise en forme déclenchement de l'événement physique est simulé

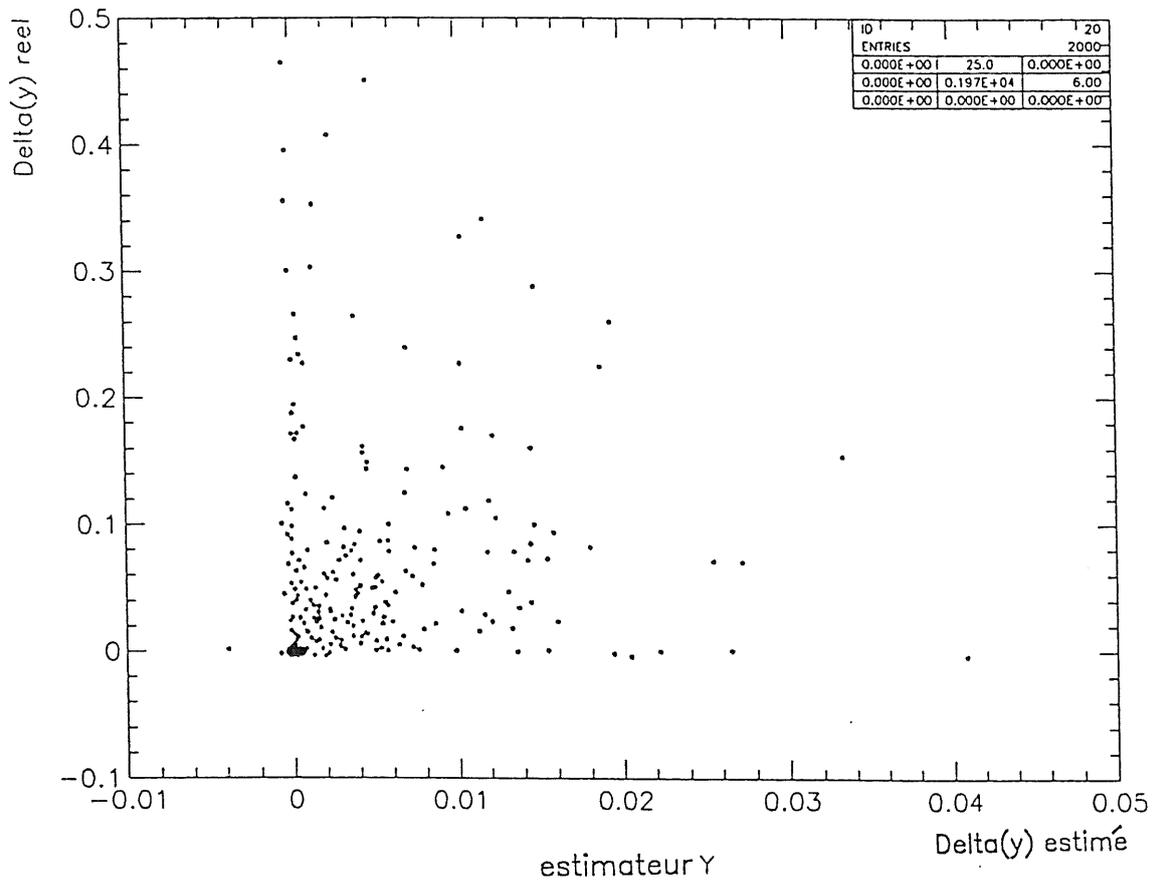


Figure 5.17: Agrandissement de la distribution $(\Delta y)_{estimé} = f((\Delta y)_{réel})$

Etape	t (CF)	Détermination de (E, t)	Nb d'événements d'empilement	% de queues rejetées après optimisation (voir section 5.3)
1	$-19 < t < +10$	direct	1	90 %
2	$-19 < t < +10$	histoire sans digitisation et sans seuil	1	85 %
3	$-19 < t + 25$	histoire digitisée	1	70 %
4	$-99 < t < +25$	Etape 3 + bruit de fond électronique	n	62 %
5	$-99 < t < +25$	Etape 4 + signal de mise en forme de déclenchement physique simulé	n	58 %

Tableau 5.1: Résumé des étapes de simulation de l'efficacité des estimateurs

empilements par événement. De plus le domaine de sensibilité à l'empilement est étendu à la zone négative, de -99 CF à $+25$ CF.

La coupure à 2σ au niveau des tours de déclenchement n'est pas suffisante pour supprimer l'effet du bruit électronique sur les estimateurs $(E, t)_{empilement}$. En effet l'estimateur d'énergie étant donné par la somme d'une trentaine de croisements de faisceau, le sigma du bruit gaussien est multiplié par $\sqrt{30} \simeq 5,5$. Aussi il est nécessaire d'introduire une coupure supplémentaire à 4σ pour chaque grande tour, effectuée par le DSP, pour retrouver une corrélation entre les biais réels et estimés. Sur la figure 5.15, nous notons la dégradation de l'estimation à cause de l'élévation de la coupure sur le bruit.

5^{ème} étape : simulation complète (figure 5.16)

Le signal de mise en forme de déclenchement de l'événement physique a été rajouté. Il est identifié par le calcul de moment d'ordre 1 m_1 comme cela a été précédemment décrit à la section (5.1.2). Le seuil adopté pour m_1 est $m_{1s} = 2 CF$.

La figure 5.16 montre que l'estimateur de Δy est fortement dégradé. Cela est dû au fait qu'il n'est plus possible d'estimer le signal d'empilement des grandes tours du BEMC ayant reçu un dépôt physique, à cause de la faible durée de la fonction de mise en forme calorimétrie de celui-ci. Un changement d'échelle (figure 5.17) montre tout de même qu'il subsiste un résidu de corrélation utilisable. Nous voyons aussi apparaître une frange d'événements pour lesquels le biais $\left(\frac{\Delta Q^2}{Q^2}\right)$ n'est plus du tout estimé. Ce sont ceux pour lesquels l'empilement arrive dans l'intervalle $[-2, 2] CF$ et ne peut pas être détecté du fait de la résolution temporelle du signal de mise en forme (voir section 5.1.2).

Ces différentes étapes sont résumées sur le tableau 5.1.

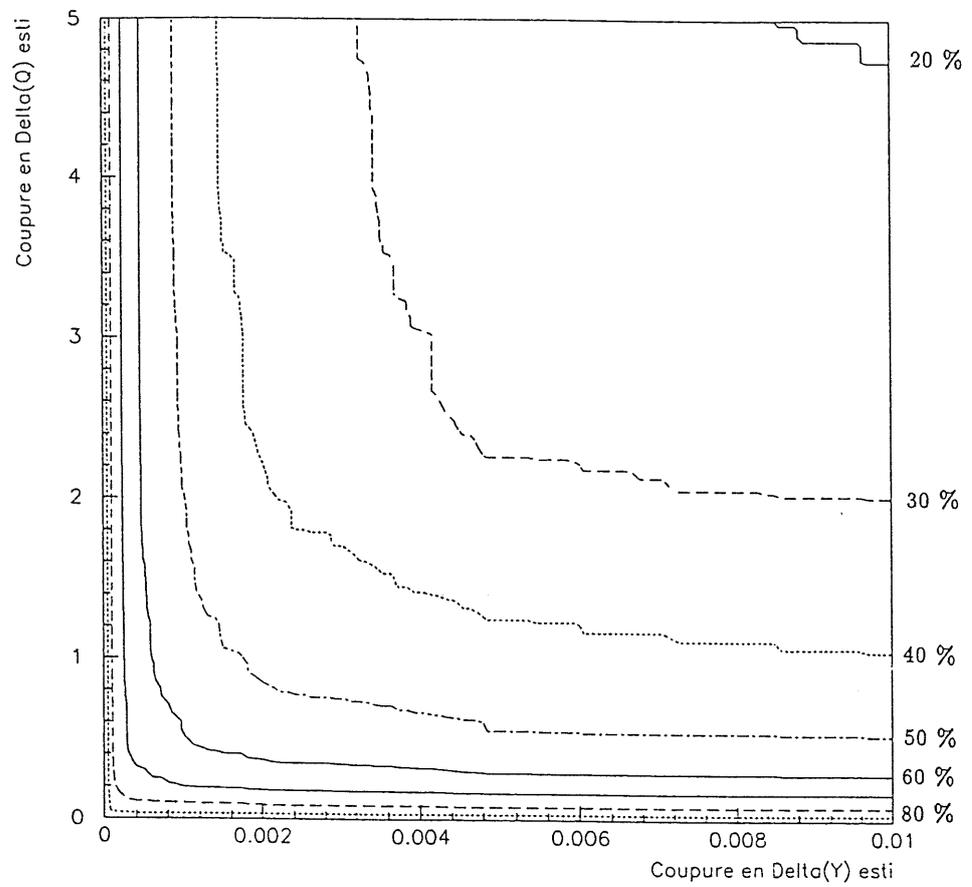


Figure 5.18: Puissance de réjection des estimateurs $(\Delta y)_{estimé}$ et $(\Delta Q)_{estimé}$

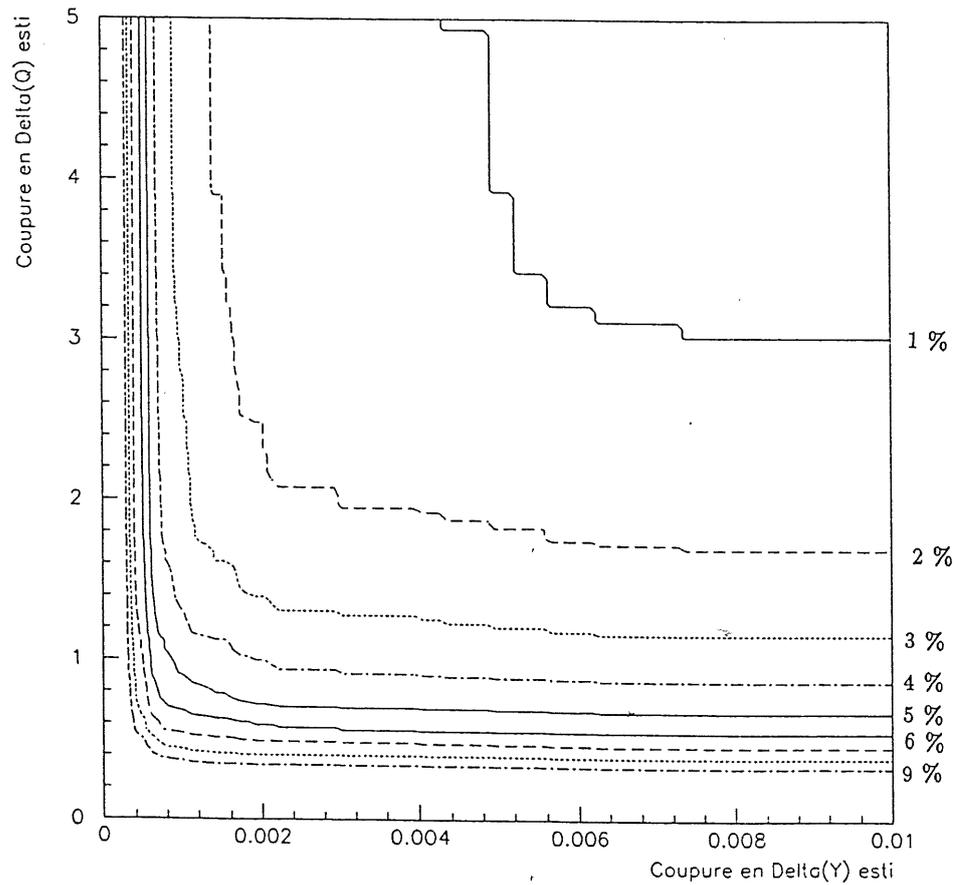


Figure 5.19: Inefficacité des estimateurs de $(\Delta y)_{estimé}$ et $(\Delta Q)_{estimé}$

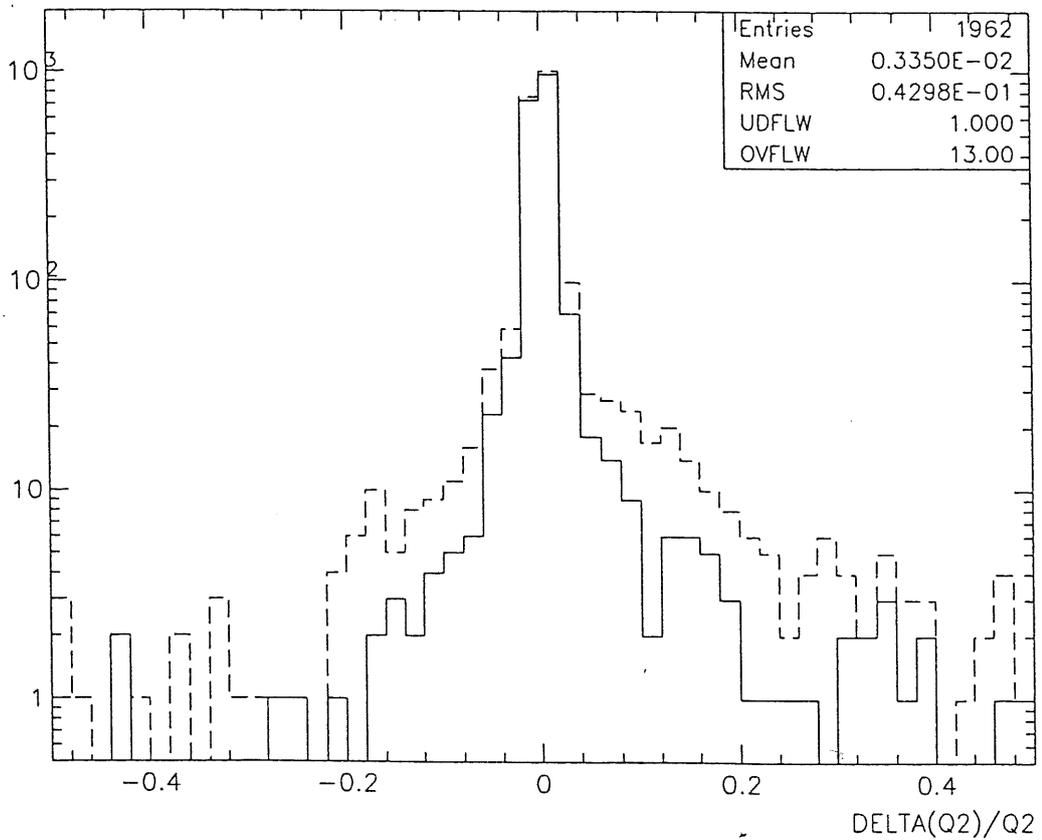
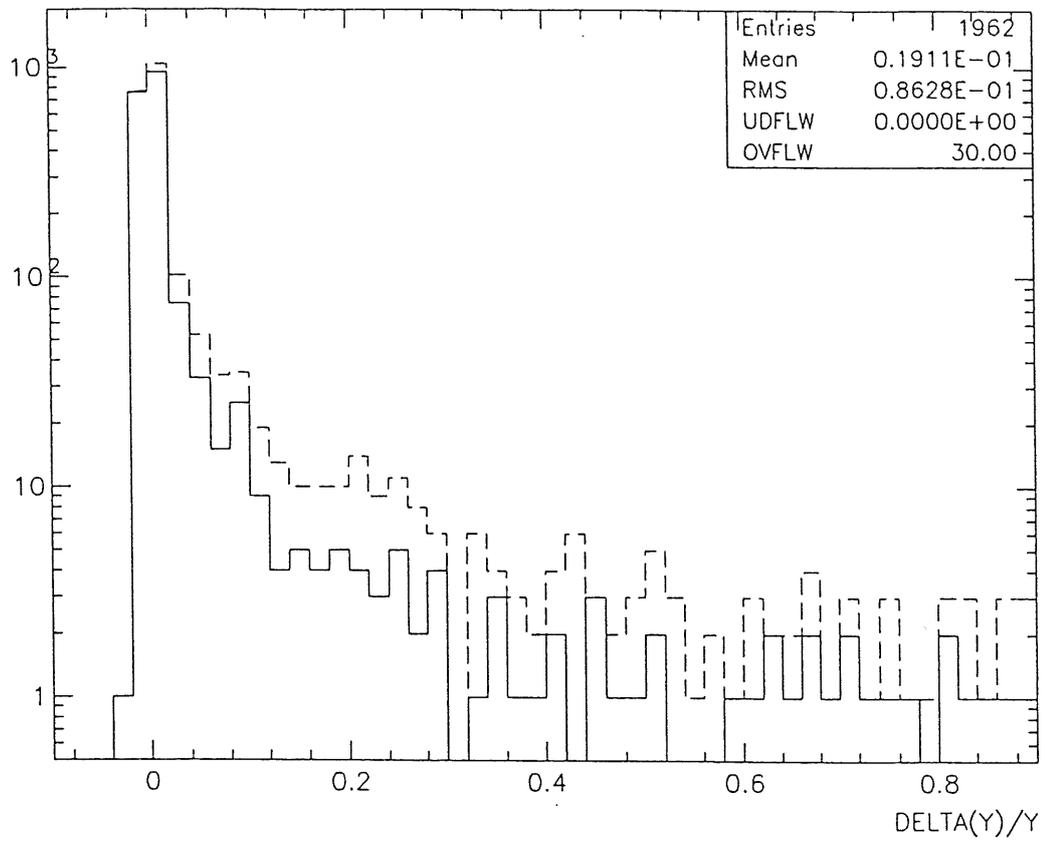


Figure 5.20: Distribution $\left(\frac{\Delta y}{y}\right)$, $\left(\frac{\Delta Q^2}{Q^2}\right)$ avant (pointillés) et après (traits pleins) coupe

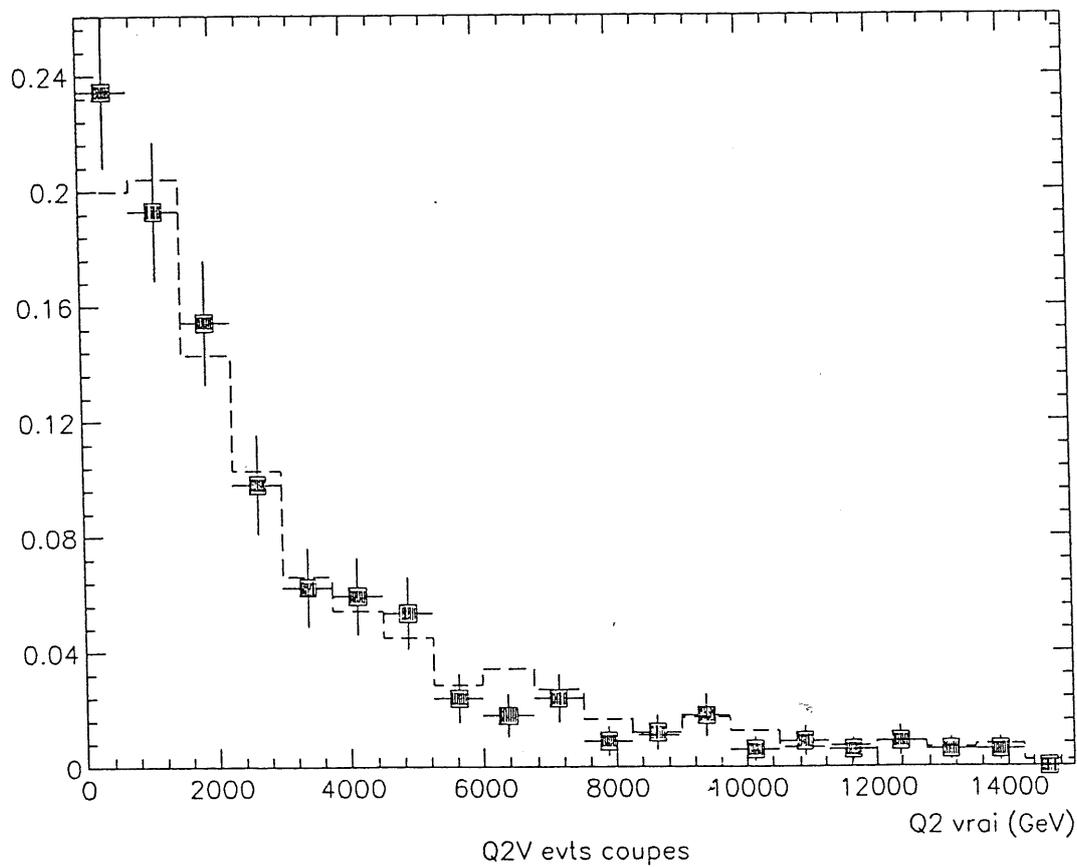
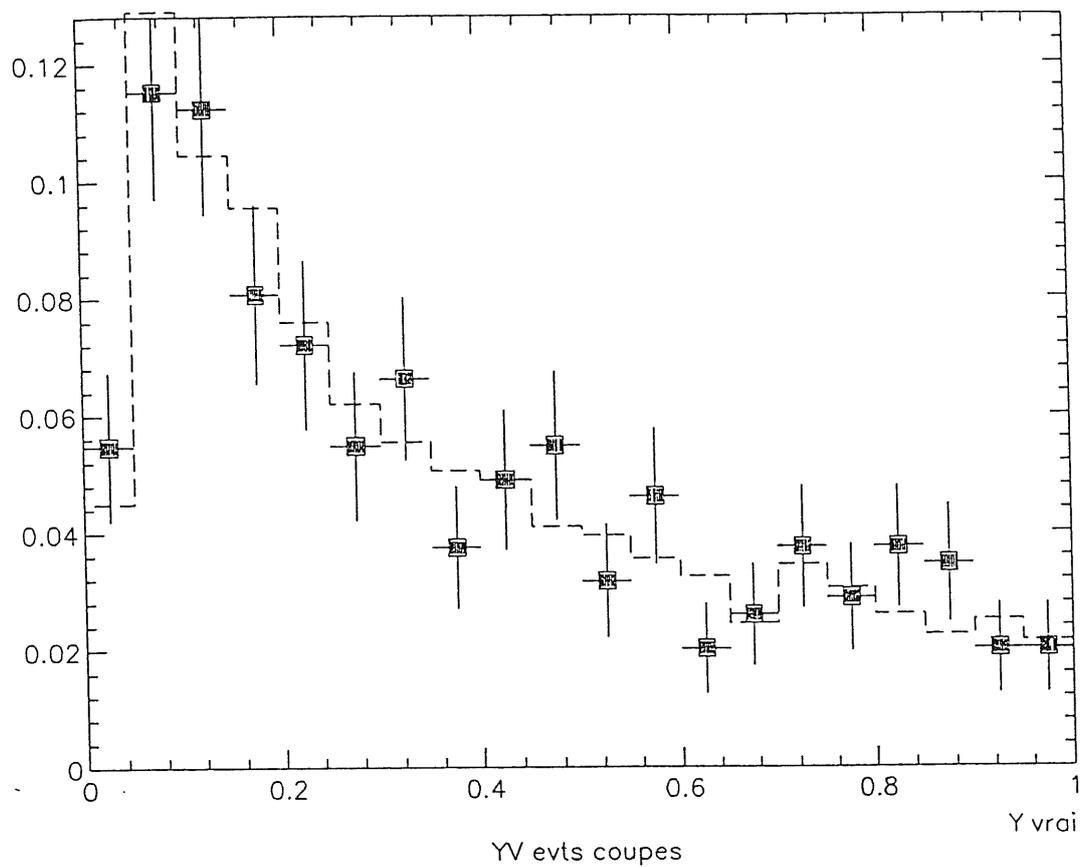


Figure 5.21: Comparaison des distributions en y_{vrai} et Q^2_{vrai} des bons événements coupés à l'ensemble des événements

5.3 Optimisation des coupures

Afin d'optimiser les coupures appliquées sur $(\Delta y)_{estimé}$ et $(\Delta Q)_{estimé}$, nous considérons directement le plan $(\frac{\Delta y}{y}, \frac{\Delta Q^2}{Q^2})$, en définissant (comme à la section 4.2.1) les "bons événements" peu affectés par l'empilement par :

$$\frac{\Delta y}{y} < 5 \% \quad \text{et} \quad \frac{\Delta Q^2}{Q^2} < 10 \%$$

Ces valeurs limites sont choisies en fonction de la résolution du détecteur (voir chapitre 2).

Les événements situés en dehors de cette zone constituent la queue des "mauvais événements" affectés par l'empilement de manière significative. Nous utilisons aussi plus loin la notion de "queue catastrophique", constituée des événements fortement biaisés par l'empilement, c'est à dire vérifiant :

$$\frac{\Delta y}{y} > 50 \% \quad \text{ou} \quad \frac{\Delta Q^2}{Q^2} > 50 \%$$

Le choix des coupures en $(\Delta y)_{estimé}$ et $(\Delta Q)_{estimé}$ doit être un compromis entre la proportion d'événements de la queue effectivement rejetés, nommée puissance de réjection, et la proportion de bons événements perdus, nommée inefficacité.

Dans la suite, nous appelons $(\Delta y)_{coupure}$ et $(\Delta Q)_{coupure}$ les valeurs de coupures appliquées sur $(\Delta y)_{estimé}$ et $(\Delta Q)_{estimé}$.

Les figures 5.18 et 5.19 représentent les courbes d'isoprobabilité, dans le plan $(\Delta y)_{coupure}$, $(\Delta Q)_{coupure}$, pour la puissance de réjection et l'inefficacité. Ces graphes sont utilisés pour déterminer les coupures optimales. Si nous acceptons une inefficacité de 5%, ce qui signifie que nous acceptons de perdre 5% de bons événements, alors nous voyons que la meilleure puissance de réjection possible est de 58% avec les coupures :

$$(\Delta y)_{coupure} = 0,001 \quad \text{et} \quad (\Delta Q)_{coupure} = 1$$

La figure 5.20 montre l'effet de la coupure sur les distributions $(\frac{\Delta y}{y})$ et $(\frac{\Delta Q^2}{Q^2})$. Nous notons que cette méthode est nettement plus efficace que celle proposée en premier (voir figure 5.11). En particulier, la queue catastrophique est coupée à 64 %.

Il est important de vérifier que les distributions en y_{vrai} et en Q^2_{vrai} des bons événements coupés ne sont pas différentes de celles de l'ensemble des événements. Nous voyons sur la figure 5.21 que les coupures utilisées n'introduisent pas de nouveaux biais en supprimant préférentiellement un domaine particulier en (y, Q^2) .

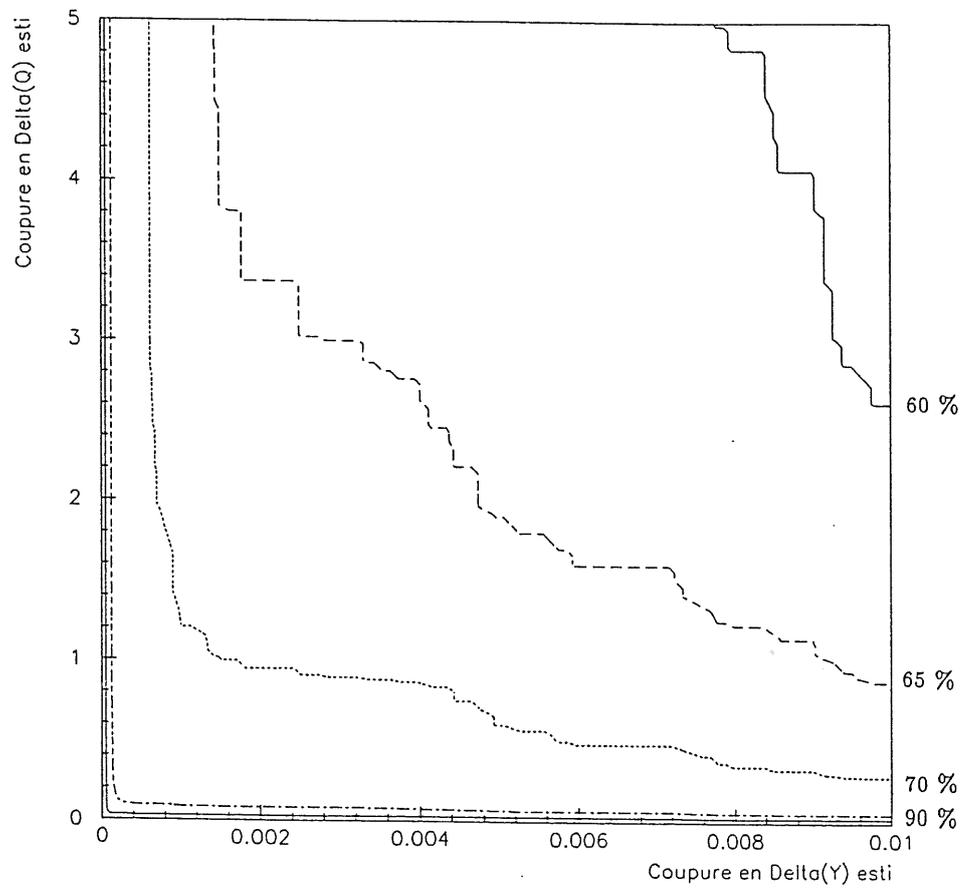


Figure 5.22: Puissance de réjection des estimateurs de $(\Delta y)_{\text{estimé}}$ et $(\Delta Q)_{\text{estimé}}$ avec l'ancienne fonction de mise en forme BEMC

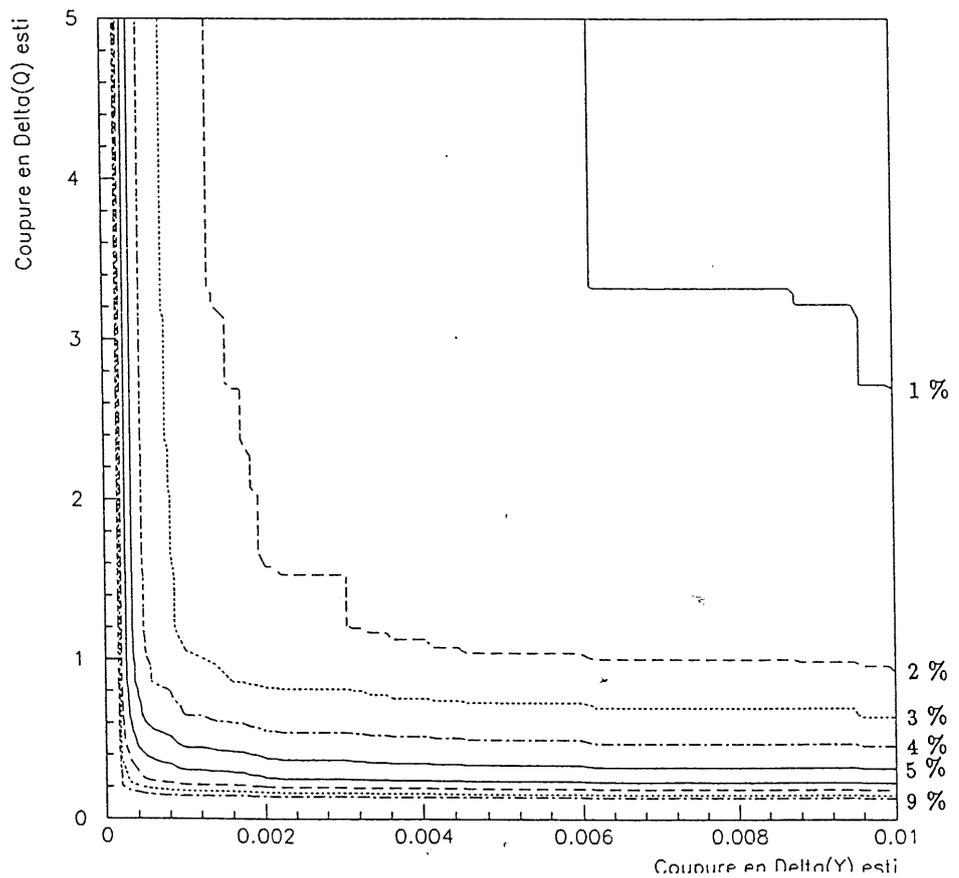


Figure 5.23: Inefficacité des estimateurs de $(\Delta y)_{\text{estimé}}$ et $(\Delta Q)_{\text{estimé}}$ avec l'ancienne fonction de mise en forme BEMC

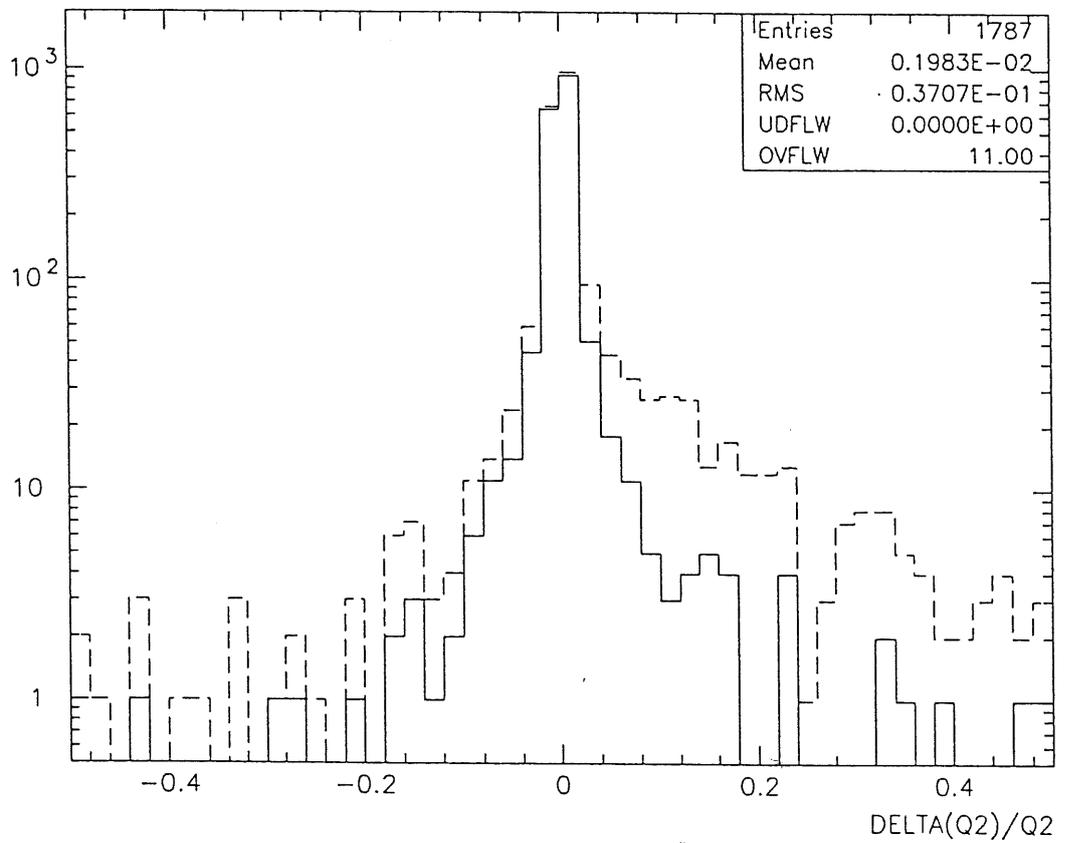
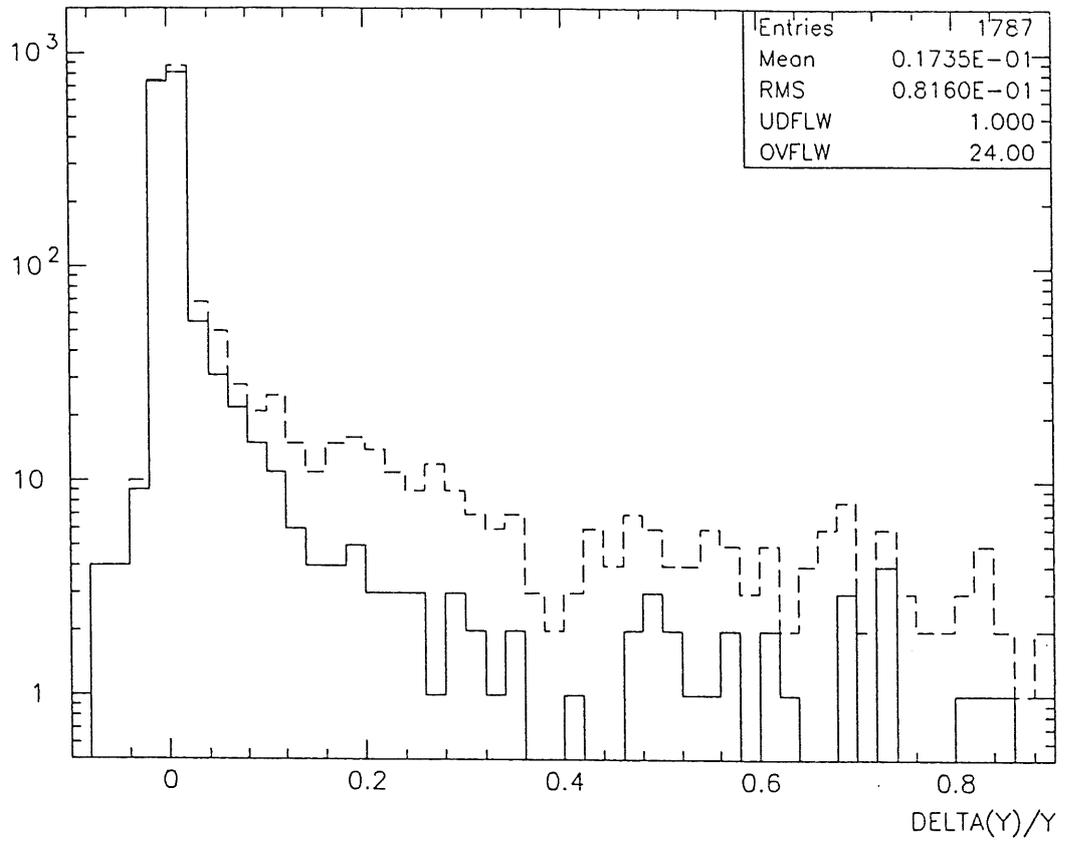


Figure 5.24: Distribution $\left(\frac{\Delta y}{y}\right)$, $\left(\frac{\Delta Q^2}{Q^2}\right)$ avant (pointillés) et après coupure (traits pleins) avec l'ancienne fonction de mise en forme BEMC

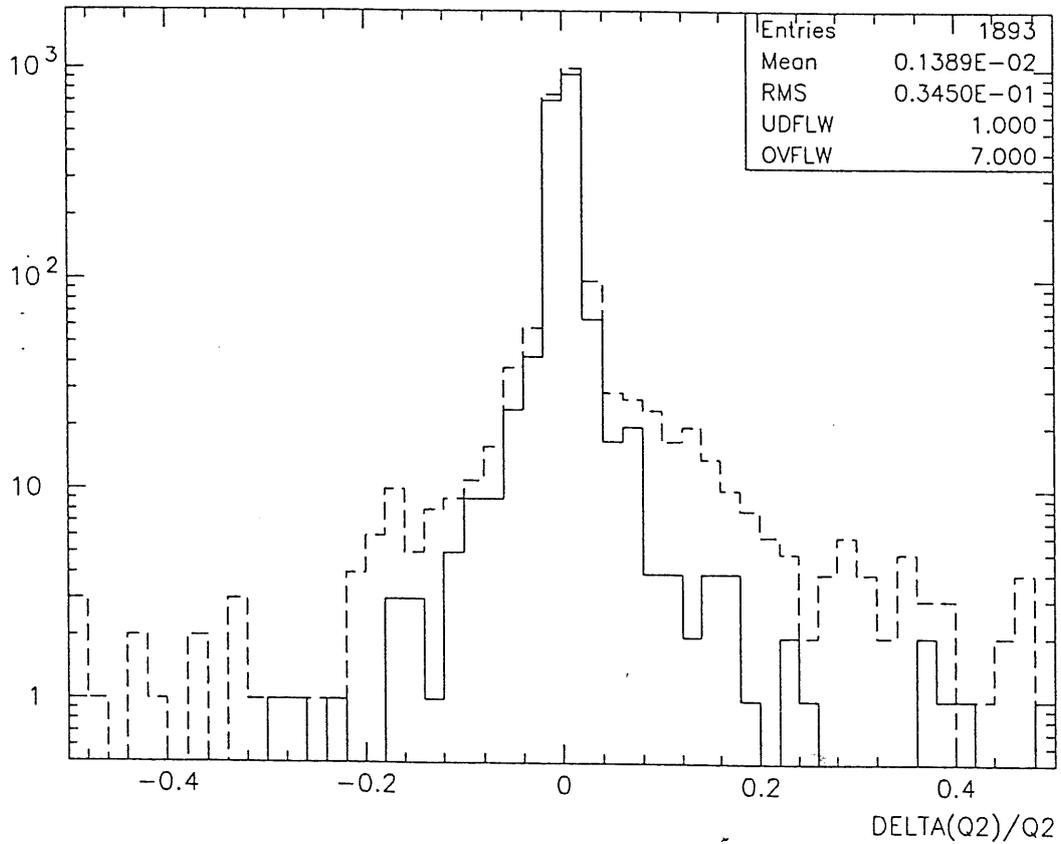
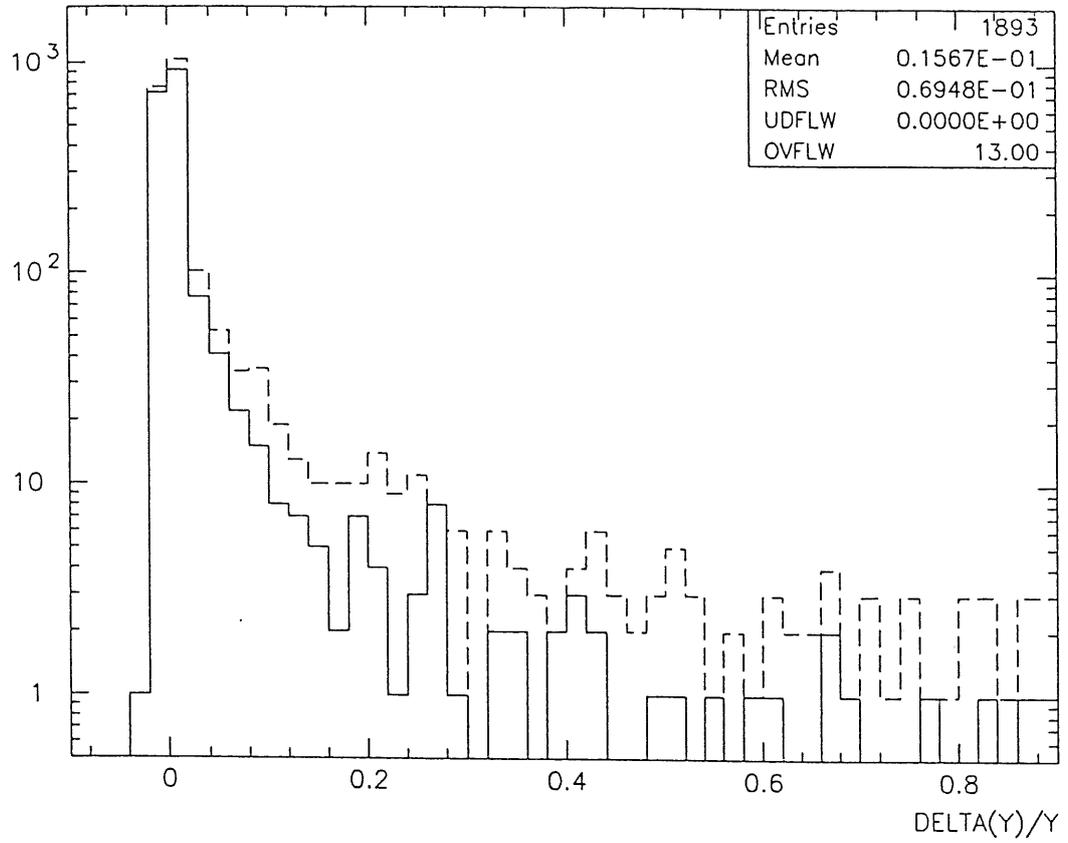


Figure 5.25: Distribution $\left(\frac{\Delta y}{y}\right)$, $\left(\frac{\Delta Q^2}{Q^2}\right)$ avant (pointillés) et après (traits pleins) coupe en $(\Delta y)_{estimé}$, $(\Delta Q)_{estimé}$ et veto sur $t_{empilement} = -2, -1, 1, 2$

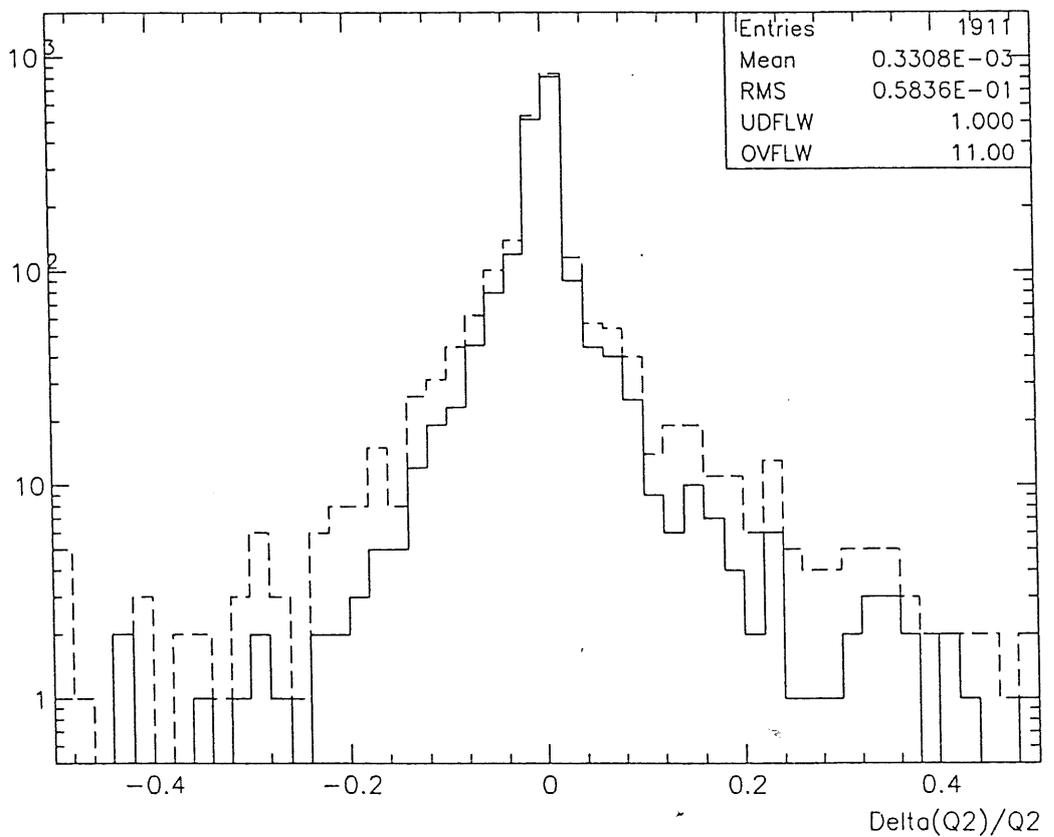
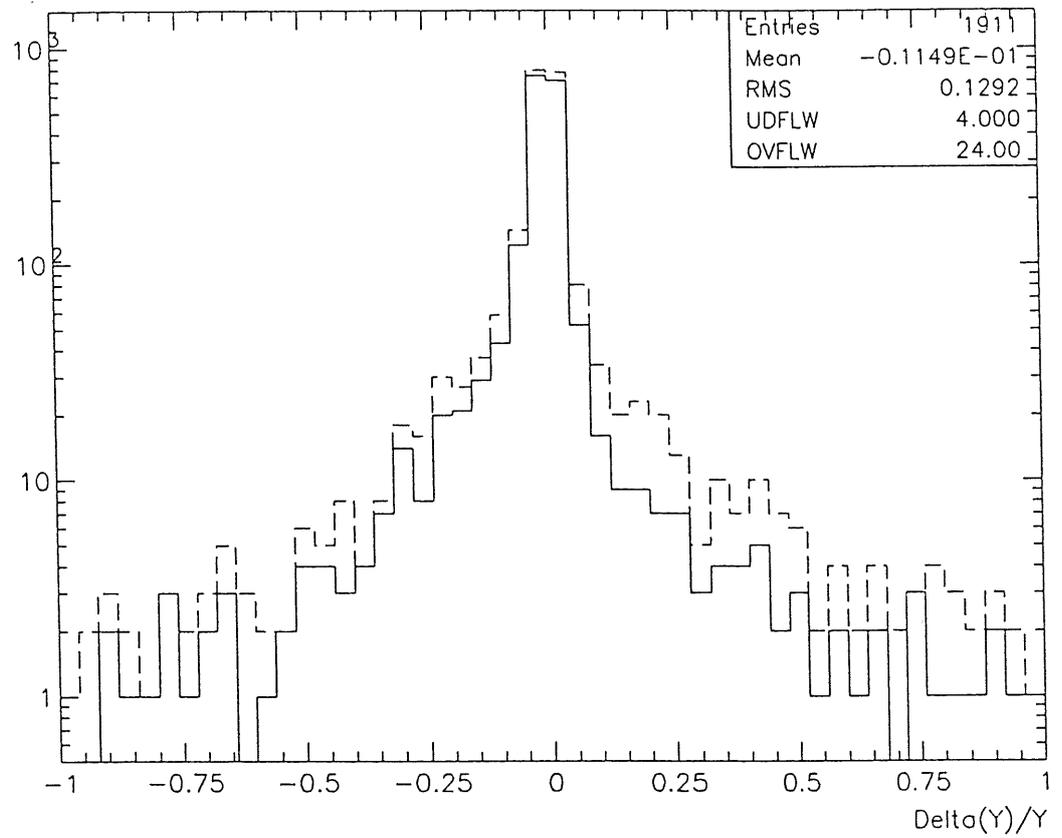


Figure 5.26: Distribution $\left(\frac{\Delta y}{y}\right)$ et $\left(\frac{\Delta Q^2}{Q^2}\right)$ avec y et Q^2 calculés avec les énergies négatives et après coupures symétriques pour les énergies négatives et positives

Cela est le résultat du choix de nos estimateurs, non biaisés par construction (voir 5.1.2).

Si l'ancienne fonction de mise en forme du BEMC (voir chapitre 2) est utilisée, nous obtenons les graphes de puissance de réjection et d'inefficacité des figures 5.22 et 5.23. Nous voyons que l'empilement quoique plus important (voir 4.2.3) est plus facilement contrôlable. Pour une inefficacité de 5 %, nous pouvons obtenir une puissance de réjection de 75% en coupant à $(\Delta y)_{coupure} = 0,001$ et $(\Delta Q)_{coupure} = 0,8$. La figure 5.24 montre l'effet de la coupure sur les distributions en $\left(\frac{\Delta y}{y}\right)$ et $\left(\frac{\Delta Q^2}{Q^2}\right)$. Après coupure, nous obtenons des distributions comparables au cas où nous utilisons la nouvelle fonction de mise en forme. Le surplus d'empilement dans le BEMC est donc rejeté par nos estimateurs. Notons tout de même que cela n'est possible qu'au prix du rejet d'un plus grand nombre d'événements (23 % au lieu de 15 %), et que le surplus d'empilement a d'autres effets néfastes, sur la reconstruction de l'électron par exemple.

Nous avons vu en 5.1.2 que l'empilement intervenant dans l'intervalle $[-2, 2] CF$ n'était pas identifiable du fait de la résolution temporelle de la fonction de mise en forme déclenchement. Remarquons que les événements d'empilement arrivant dans cet intervalle sont les plus dangereux car ils sont à peu près échantillonnés au maximum des fonctions de mise en forme. Il existe des détecteurs plus rapides que les calorimètres, comme les chambres à fils centrales ou les scintillateurs situés derrière le BEMC, susceptibles de fonctionner en veto sur la fenêtre $[-2, 2] CF$, sauf bien sûr pour la valeur 0 où l'empilement est exactement en temps avec l'événement physique².

Si nous calculons à nouveau les distributions $\left(\frac{\Delta y}{y}\right)$ et $\left(\frac{\Delta Q^2}{Q^2}\right)$ après coupure en supposant que nous avons pu éliminer de cette manière les événements d'empilement se produisant dans la fenêtre $[-2, 2] CF$, nous obtenons la figure 5.25. La comparaison à la figure 5.20 montre une amélioration notable du rejet des queues catastrophiques (85% au lieu de 64%).

5.4 Empilement négatif

A la section 4.2.1, nous montrons que la valeur de y fait l'objet d'un biais parce qu'elle est calculée en ne gardant que les énergies positives. L'énergie d'empilement ne peut que faire augmenter y . Ce décalage est de l'ordre de 23% (voir 4.2.1) avant la coupure décrite précédemment et tombe à 8 % après.

Par contre, la symétrie en Φ des événements de bruit de fond fait qu'il n'existe

²Rappelons que les bruits de fond proton-gaz et proton-tube à vide restent en phase avec les paquets du faisceau

pas de biais notable en Q^2 , qui dépend essentiellement de \vec{P}_\perp^2 .

Nous pouvons essayer de diminuer le biais résiduel sur y en considérant les énergies négatives d'empilement. En effet chaque canal de calorimétrie possède une valeur de piédestal qui correspond environ à une énergie de 5 GeV. Nous sommes donc capables de mesurer un signal négatif dû à un empilement dans la zone temporelle où la fonction de mise en forme calorimétrie est négative (voir section 4.2.2), pourvu que le signal ne soit pas plus bas que -5 GeV, ce qui est souvent le cas.

Par conséquent, si la fonction de mise en forme de calorimétrie est bipolaire avec une intégrale nulle, il y aura en moyenne autant de signal positif que de signal négatif de sorte que le biais sur y , qui dépend linéairement de l'énergie dans les cellules deviendra nul.

Dans notre cas, si les fonctions de mise en forme de calorimétrie du PLUG et du calorimètre à argon liquide sont bipolaires, ce n'est pas le cas de la nouvelle fonction de mise en forme BEMC (voir chapitre 2). Il restera donc un biais intrinsèque sur y .

Nous allons essayer de combiner cette méthode consistant à garder les énergies négatives avec la méthode consistant à supprimer les mauvais événements à partir de $(\Delta y)_{estimé}$ et $(\Delta Q)_{estimé}$. Pour cela, y et Q^2 sont calculés en conservant les énergies négatives. Cela introduit une queue en Δy négatif qu'il est nécessaire de couper de la façon la plus similaire possible à la queue en Δy positif, sans quoi un nouveau biais serait introduit. Cela est réalisé en sommant les énergies des canaux négatifs en grandes tours, puis en simulant les conditions de seuils rencontrées dans l'acquisition de déclenchement, et enfin en recalculant $\left(\frac{\Delta y}{y}\right)$ et $\left(\frac{\Delta Q^2}{Q^2}\right)$ uniquement avec les énergies négatives que nous coupons comme $\left(\frac{\Delta y}{y}\right)_{estimé}$ et $\left(\frac{\Delta Q^2}{Q^2}\right)_{estimé}$ calculé avec les énergies positives.

Le résultat de cette méthode est montré sur la figure 5.26. Nous notons les valeurs moyennes :³

$$\left\langle \frac{\Delta y}{y} \right\rangle \simeq 3,9 \% \quad (5.16)$$

$$\left\langle \frac{\Delta Q^2}{Q^2} \right\rangle \simeq 0,83 \% \quad (5.17)$$

Elles sont en diminution par rapport à celles de la figure 5.20, mais au prix d'une augmentation de la largeur des distributions (l'empilement négatif rajouté n'est pas complètement coupé).

³Ces valeurs moyennes prennent en compte les dépassements des histogrammes correspondants

Compte tenu des nombres d'événements dans les queues, nous voyons que l'effet obtenu est négligeable.

En conclusion, nous voyons que le fait de garder les énergies négatives après coupure ne permet pas d'obtenir une grande diminution du biais en y . Cela est dû à la difficulté de couper symétriquement les queues négatives et positives ainsi qu'au biais résiduel dû au BEMC.

Nous nous contenterons donc de couper les mauvais événements en calculant les variables cinématiques avec les énergies positives.

5.5 Variation des taux d'empilement

Les taux d'événements de bruit de fond donnés au chapitre 2 sont entachés de nombreuses incertitudes liées aux caractéristiques de la machine quand elle sera opérationnelle. Au démarrage de l'expérience, le vide ne sera pas parfait et le faisceau sera encore mal maîtrisé. Il est fort possible que les taux de bruit de fond soient plus importants que les fréquences données au chapitre 2 :

$$F_{PG} = 3000 \text{ Hz/m} \quad (5.18)$$

$$F_{PTV} = 5 \cdot 10^5 \text{ Hz au quadripôle } QS \quad (5.19)$$

$$(5.20)$$

Nous allons refaire les distributions de $\left(\frac{\Delta y}{y}\right)$ et $\left(\frac{\Delta Q^2}{Q^2}\right)$ ainsi que les essais de coupures pour des valeurs de ces fréquences multipliées par 1/5, 2, 5, 10, les dernières valeurs étant les plus pessimistes.

5.5.1 Effets sur $\left(\frac{\Delta y}{y}\right)_{\text{réel}}$ et $\left(\frac{\Delta Q^2}{Q^2}\right)_{\text{réel}}$

Le tableau 5.2 donne les pourcentages d'événements dans les queues en $\left(\frac{\Delta y}{y}\right)$ et $\left(\frac{\Delta Q^2}{Q^2}\right)$ ainsi que les biais (moyennes) pour ces différentes fréquences et l'étalement de la distribution $\left(\frac{\Delta Q^2}{Q^2}\right)$.

Nous notons une forte augmentation du biais en y et de l'étalement en Q^2 avec la fréquence du bruit de fond. Il n'y a pas de biais notable en Q^2 car les événements d'empilement diminuent mutuellement leurs \vec{P}_t à cause de la symétrie cylindrique des interactions.

facteur multipliant la fréquence	1/5	1	2	5	10
% d'événement dans la queue ordinaire	8,6	18	35	65	87
% d'événement dans la queue catastrophique	2,4	6,5	12	26	50
$\left\langle \frac{\Delta y}{y} \right\rangle$	0,046	0,23	0,37	0,85	1,6
$\left\langle \frac{\Delta Q^2}{Q^2} \right\rangle$	0,015	0,0075	0,074	0,10	0,084
$\sigma \left(\frac{\Delta Q^2}{Q^2} \right)$	0,16	1,7	2,3	5,4	50.

Tableau 5.2: effets de la fréquence de bruit de fond sur les variables cinématiques

facteur multipliant la fréquence	1/5	1	2	5	10
Coupure en $(\Delta y)_{estimé}$ pour la queue ordinaire	0,0001	0,001	0,0012	0,0014	0,0044
Coupure en $(\Delta Q)_{estimé}$ pour la queue ordinaire (GeV)	0,08	1	1,5	1,8	3
% puissance de réjection pour la queue ordinaire	75	58	46	45	43
% puissance de réjection pour la queue catastrophique	75	64	57	56	54
% d'événements dans la queue ordinaire après coupure	2,1	7,5	19	36	50
% d'événements dans la queue catastrophique après coupure	0,6	2,4	5,2	11	23

Tableau 5.3: Réjection des queues selon la fréquence de bruit de fond

5.5.2 Estimation

Le tableau 5.3 montre, pour une inefficacité de 5 %, la puissance de réjection que l'on peut obtenir avec les coupures en $(\Delta y)_{estimé}$ et $(\Delta Q)_{estimé}$ pour la queue ordinaire et la queue catastrophique. Nous voyons que nous conservons une puissance de réjection de l'ordre de 50 % si nous augmentons convenablement les seuils de coupure en $(\Delta y)_{estimé}$ et $(\Delta Q)_{estimé}$. Dans les mêmes conditions, la queue catastrophique est rejetée à environ 60 %.

Si la puissance de réjection varie peu avec la fréquence, le bruit de fond résiduel en dépend bien sûr beaucoup (tableau 5.2). Nous ne pourrions pas rejeter l'empilement si le nombre moyen d'événements d'empilement par événement de physique dépasse 2 à 3.

5.6 Dépendance sur la méthode de calcul des variables

Mise à part la méthode de Jacquet-Blondel sur laquelle est fondée l'essentiel de cette étude, deux autres méthodes peuvent être utilisées pour déterminer les variables cinématiques dans le cas d'interactions à courant neutre: la méthode par identification de l'électron et la méthode des deux angles.

Nous discutons successivement pour ces deux méthodes l'influence de l'empilement.

5.6.1 Méthode par identification de l'électron

Connaissant l'angle et l'énergie de l'électron diffusé, nous obtenons les variables cinématiques par les formules du chapitre 1.4. Contrairement à la méthode de Jacquet-Blondel qui fait intervenir toute l'énergie détectée dans les calorimètres, la méthode par identification de l'électron ne requiert qu'un petit nombre de canaux porteurs d'une importante énergie électromagnétique, dont la topologie permet de reconnaître l'électron diffusé.

Cette méthode est donc locale, par opposition à la mesure sur le flot hadronique qui est globale. L'empilement étant assez localisé à l'arrière et à l'avant du détecteur, la probabilité pour qu'un dépôt d'empilement tombe au même endroit que l'électron diffusé n'est pas très importante, sauf dans la région centrale du BEMC.

Le problème du rejet de l'empilement dans la mesure par l'électron est plus proche d'un problème de rejet de bruit de fond dans l'algorithme de reconnaissance de l'électron que du problème traité ici, où pour chaque mesure par Jacquet-Blondel nous avons en moyenne dans une zone quelconque du calorimètre un dépôt de signal d'empilement .

L'approche est très différente et doit faire l'objet d'une étude séparée.

5.6.2 Méthode des 2 angles

Au chapitre 1, nous donnons une autre méthode pour déterminer les variables cinématiques à partir du flot hadronique et de la mesure de l'électron dans le cas

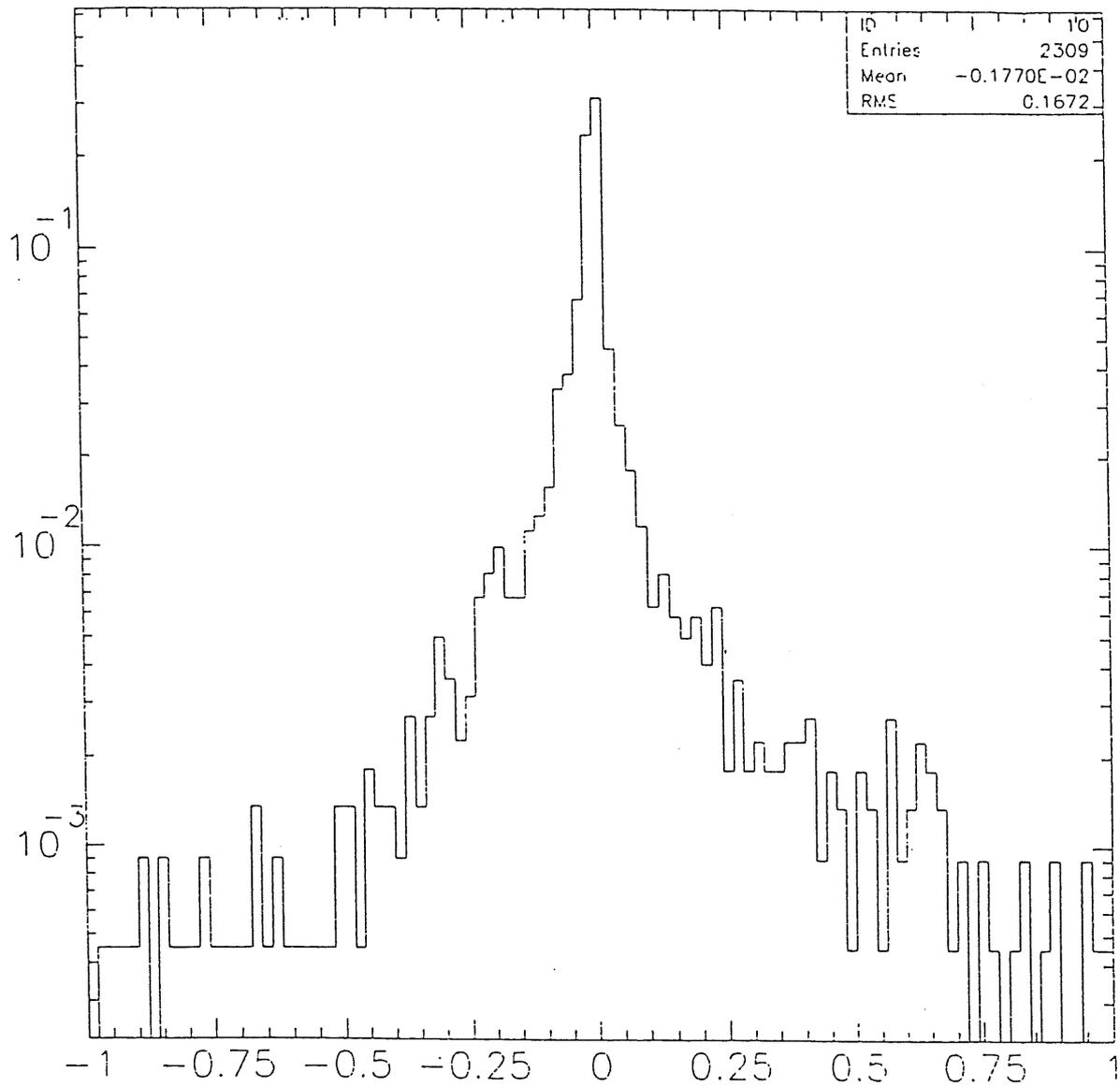
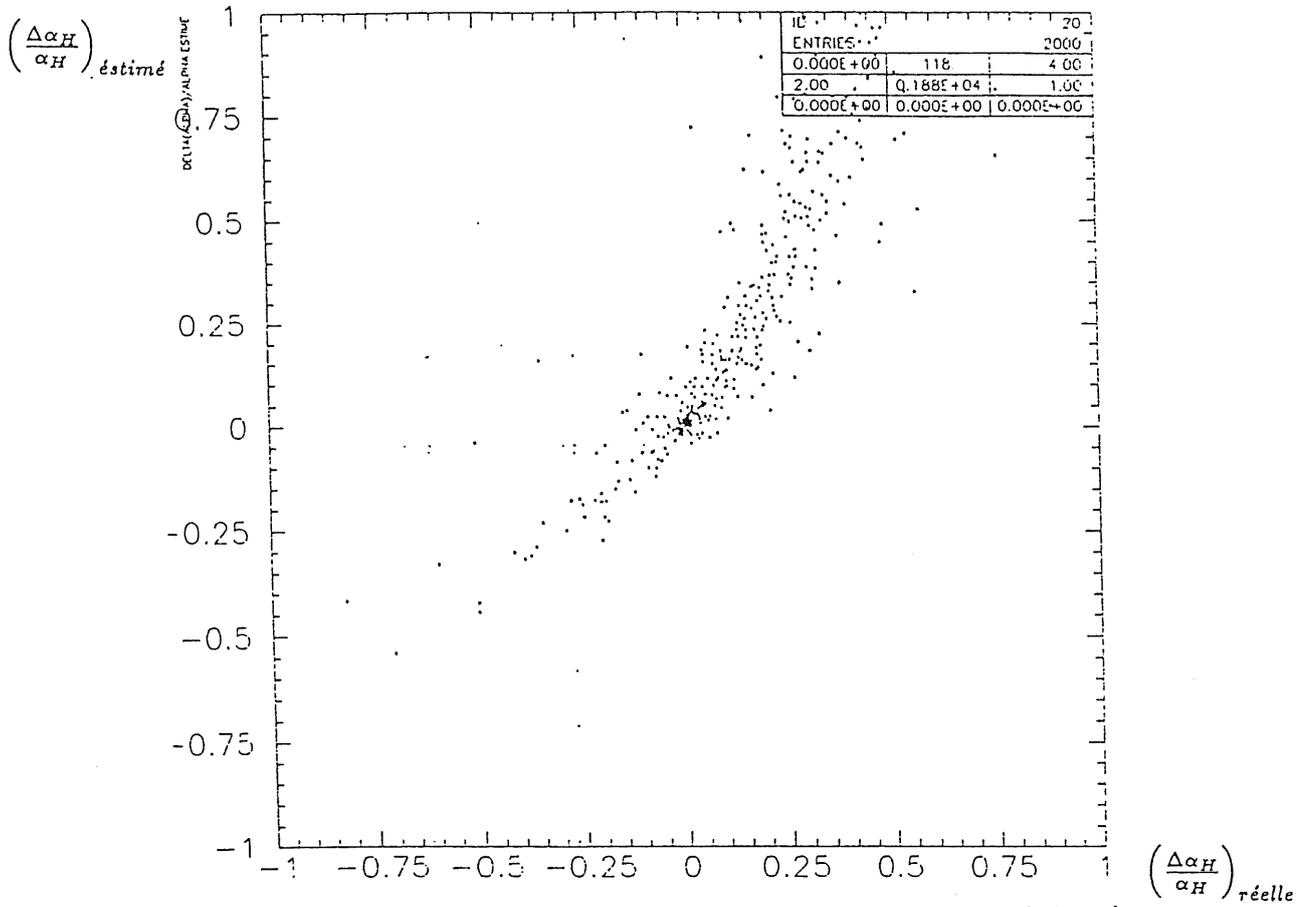
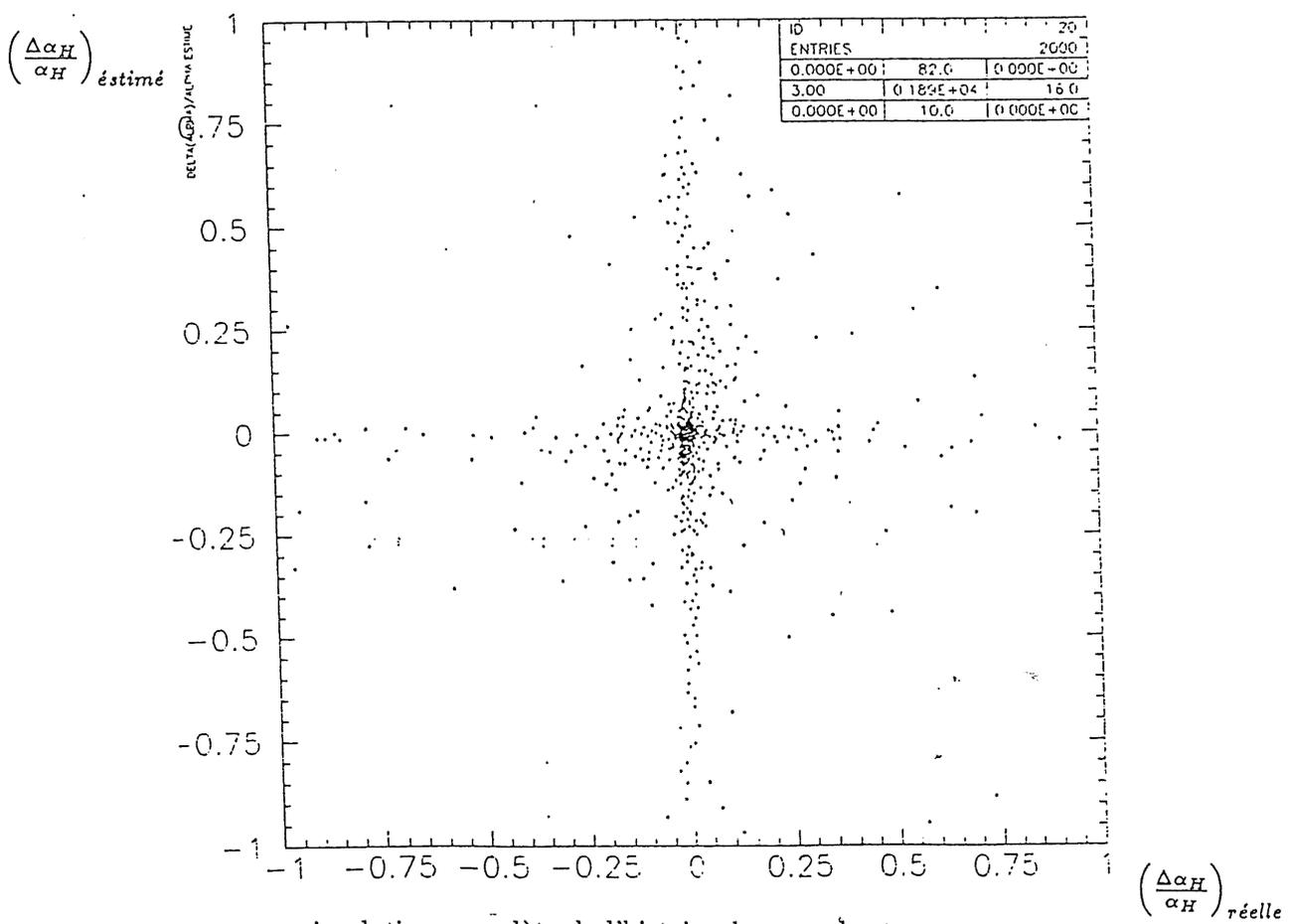


Figure 5.27: Distribution $\frac{\Delta\alpha_H}{\alpha_H}$ due à l'empilement



simulation ideale de l'histoire des grandes tours (voir 1.2) , test de l'estimation



simulation complete de l'histoire des grandes tours

Figure 5.28: Estimation de $\frac{\Delta\alpha_H}{\alpha_H}$

d'interaction courant neutre : la méthode des 2 angles où l'on calcule :

$$\alpha_e \equiv \frac{E^{lep} - P_{\parallel}^{lep}}{P_{\perp}^{lep}} \quad (5.21)$$

$$\alpha_H \equiv \frac{E^{had} - P_{\parallel}^{had}}{P_{\perp}^{had}} \quad (5.22)$$

α_e est déterminé à partir de l'électron diffusé seulement. L'influence de l'empilement sur la mesure de α_e se confond avec le problème de reconnaissance de l'électron sur lequel nous ne reviendrons pas.

Par contre α_H va aussi être sensible à l'empilement sur le flot hadronique dans l'ensemble du calorimètre. La distribution de $\left(\frac{\Delta\alpha_H}{\alpha_H}\right)$ due à l'empilement est montrée sur la figure 5.27.

D'après la formule 1.44 de la section 1.4.3 exprimant y en fonction de α_e et α_H , nous avons

$$\frac{\Delta y}{y} \simeq \frac{\Delta\alpha_H}{\alpha_H}$$

Nous définissons donc la queue en α_H de la même façon que la queue en y , par $\frac{\Delta\alpha_H}{\alpha_H} > 5\%$.

Nous voyons un biais de

$$\left\langle \frac{\Delta\alpha_H}{\alpha_H} \right\rangle = -0,17\%$$

et il y a environ 30% d'événements dans la queue à plus de 5%.

A partir de la formule (1.41), nous pouvons montrer qu'en procédant de la même façon qu'à section 5.1.3, $\Delta\alpha_H$ peut être estimé à partir des données des grandes tours et des données calorimétrie par

$$\Delta\alpha_H = \frac{S - S_{\parallel}}{P_{\perp}} - \frac{\vec{P}_{\perp} \cdot \vec{S}_{\perp}}{P_{\perp}^2} \alpha_H$$

où S , S_{\parallel} , S_{\perp} sont respectivement les signaux d'empilement total, longitudinal et transverse du calorimètre. La corrélation entre $\left(\frac{\Delta\alpha_H}{\alpha_H}\right)_{estimé}$ et $\left(\frac{\Delta\alpha_H}{\alpha_H}\right)_{réel}$ est montrée sur la figure 5.28.

Nous voyons que l'efficacité de l'estimateur diminue beaucoup lorsque l'on passe des conditions idéales aux conditions réelles comme nous l'avons déjà noté pour y à la section 5.2. y et Q^2 sont déterminés à partir de α_e et α_h en inversant les relations de la section 1.4.3. Si nous supposons que l'électron est parfaitement reconnu, nous avons les distributions de $\left(\frac{\Delta y}{y}\right)$ et $\left(\frac{\Delta Q^2}{Q^2}\right)$ de la figure 5.29, dues à

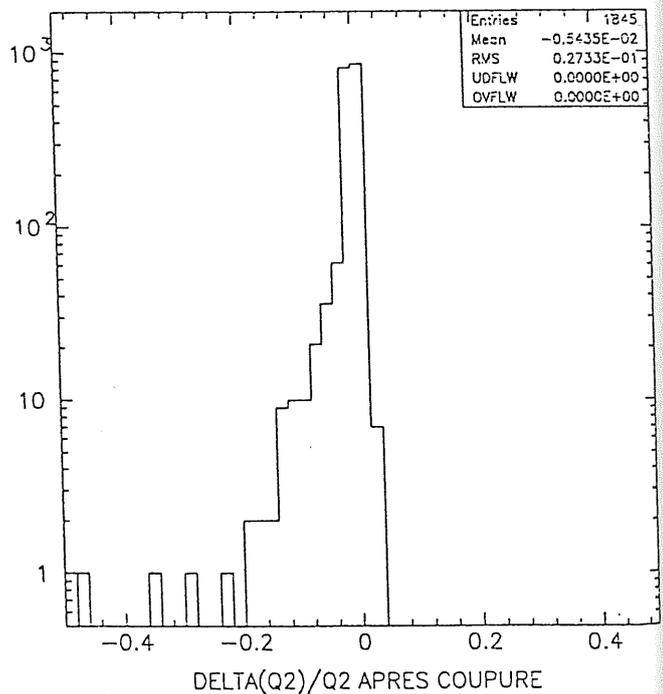
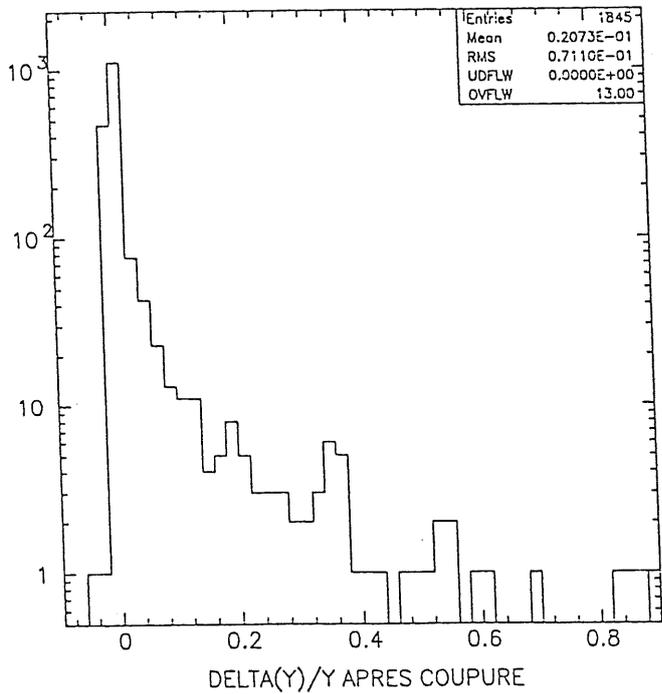
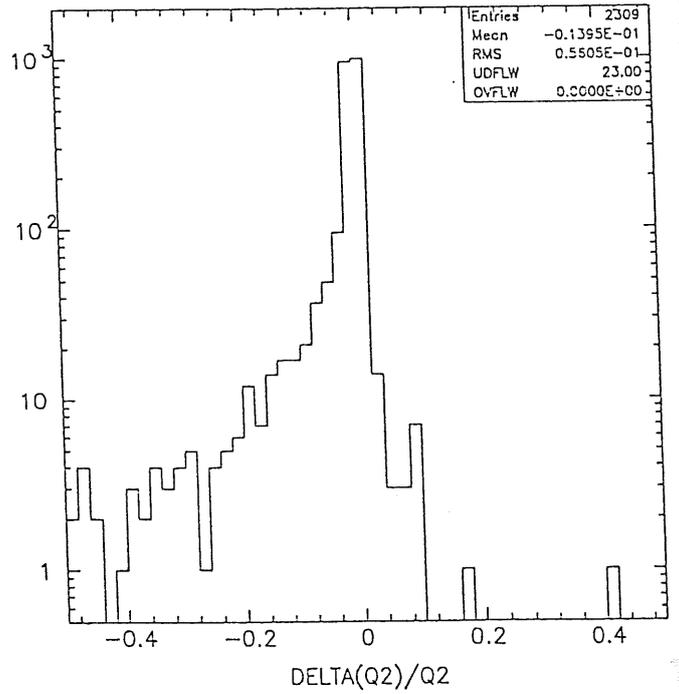
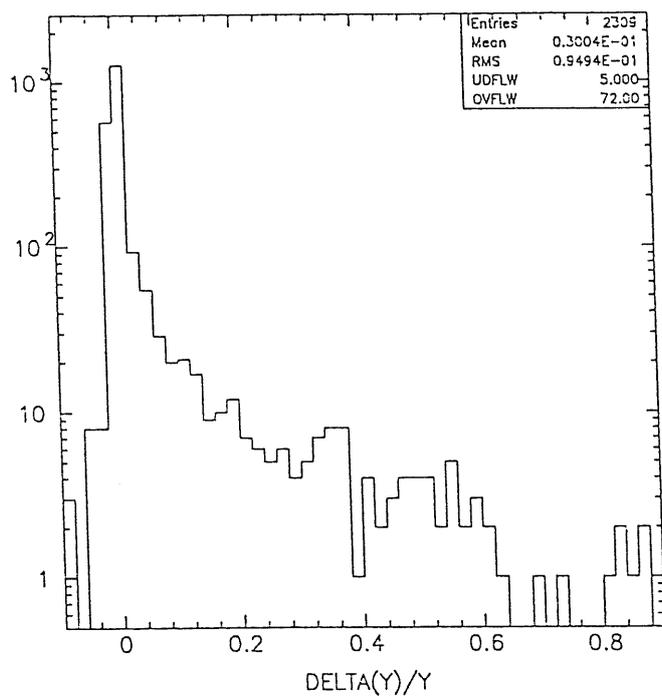


Figure 5.29: Action de l'empilement sur la détermination de y, Q^2 avec la méthode des deux angles avant et après une coupure à $\frac{\Delta\alpha}{\alpha} < 0,05$

l'empilement sur α_H uniquement. Nous notons les moyennes :⁴

$$\left\langle \frac{\Delta y}{y} \right\rangle \simeq 3,0 \% \quad (5.23)$$

$$\left\langle \frac{\Delta Q^2}{Q^2} \right\rangle \simeq -1,4 \% \quad (5.24)$$

Nous voyons aussi qu'une coupure à 5 % sur $\left(\frac{\Delta \alpha_H}{\alpha_H}\right)_{estimé}$ produit une amélioration sur la distribution de $\left(\frac{\Delta y}{y}\right)$ comparable à celle obtenue par la méthode de Jacquet-Blondel.

Cette petite étude sur l'action de l'empilement sur la méthode des deux angles se veut préliminaire et n'aurait vraiment de sens que si étudions aussi l'effet de l'empilement sur la détermination de α_e par à l'électron. Par conséquent nous ne chercherons ni à optimiser cette coupure, ni à déterminer si elle biaise les événements coupés.

5.7 Contrôle des conditions d'empilement pendant la prise de données

Notre étude est tributaire d'un certain nombre d'hypothèses concernant les taux de bruit de fond de faisceau et la réelle représentativité des Monté-Carlo les générant.

Les résultats obtenus ont une valeur qualitative et donnent une idée de ce qui est réalisable pour détecter l'empilement dans l'expérience. Ils ne permettent pas de déterminer les niveaux précis des seuils $(\Delta y)_{coupure}$ et $(\Delta Q)_{coupure}$ qu'il faudra adopter en situation expérimentale.

Nous allons voir comment cela pourra être fait in situ.

Pendant la prise de donnée, nous provoquerons des déclenchements aléatoires intercalés parmi les déclenchements physiques.

L'énergie lue par la chaîne calorimétrie au moment de ces déclenchements aléatoires correspondra précisément au signal d'empilement pur superposé aux événements physiques.

Nous n'aurons aucune hypothèse à faire quand à la nature de l'événement d'empilement (proton-gaz ou proton-tube à vide) ou à sa fréquence d'arrivée.

Nous pourrions alors refaire les distributions topologiques d'énergie dans le détecteur analogues à celles du chapitre 4. Il faudra noter que ce ne sera pas cette

⁴Ces valeurs moyennes prennent en compte les dépassements des histogrammes correspondants

fois l'événement de bruit de fond lui-même que l'on étudiera mais l'extrapolation de ses dépôts d'énergie à l'instant du déclenchement aléatoire.

D'autre part, nous avons vu à la section 5.1.3 que l'empilement a un effet simplement additif sur la variable cinématique y . Par conséquent la distribution de y calculée par la méthode de Jacquet-Blondel pour ces déclenchements aléatoires donnera directement la distribution du Δy pour des événements CC ou NC (figure 4.13 du chapitre 4).

Cette distribution devra être l'une des premières études à faire au moment du début de la prise de donnée.

Il sera également possible d'étudier $\left(\frac{\Delta Q^2}{Q^2}\right)$ mais en utilisant un lot d'événements physiques obtenus par Monté Carlo auquel seront superposés ces événements aléatoires (cela est nécessaire car les variables de l'événement physique interviennent dans ΔQ^2).

Les données déclenchement des événements aléatoires permettront de calculer les estimateurs d'empilement suivant notre méthode et de les tester en les comparant aux biais réels mesurés par la chaîne calorimétrie. Nous obtiendrons ainsi l'équivalent de la figure 5.16 qui permettra d'optimiser les coupures en $(\Delta y)_{estimé}$ et $(\Delta Q)_{estimé}$.

Les déclenchements aléatoires permettront donc de contrôler l'empilement du détecteur, indépendamment de toute considération liée aux Monté-Carlo de bruit de fond et de simulation d'empilement, et en suivant de près l'évolution des conditions de faisceau.

5.8 Conclusion

Nous avons vu qu'à partir de l'histoire de l'interaction, il était possible de déterminer le signal d'empilement au niveau de chaque grande tour.

Le moyen le plus efficace d'utiliser cette information est de calculer des estimateurs des biais sur la détermination des variables cinématiques. Ces estimateurs sont dégradés par les caractéristiques des données déclenchement (bruit électronique, résolution temporelle) mais permettent après optimisation de rejeter une grande partie des événements les plus affectés par l'empilement. Pendant la prise de donnée, les déclenchements aléatoires permettront de contrôler l'empilement et sa réjection in situ.

Chapitre 6

Effet de l'empilement sur la mesure des fonctions de structure

Dans les chapitres précédents, nous avons montré que l'empilement constitue une source d'erreur supplémentaire dans la détermination des variables cinématiques de la réaction. Nous avons donné une méthode permettant de rejeter les événements dont y et Q^2 sont trop altérés.

Nous allons donc pouvoir étudier comment le domaine mesurable du plan (x, Q^2) à partir du flot hadronique est modifié et de quel façon les estimateurs d'empilement vont l'améliorer.

Cette étude se veut préliminaire. Nous utiliserons un nombre d'événements réduit et nous examinerons l'effet de l'empilement sur la zone mesurable indépendamment des autres effets tels que la perte de particules dans le tube à vide ou la résolution en énergie du calorimètre.

6.1 Zone mesurable sans empilement

A la section 1.4.4, nous avons expliqué que les erreurs sur la détermination de x , y , Q^2 par la méthode de Jacquet-Blondel étaient essentiellement dues à un ensemble de trois facteurs constitués par :

- la perte de particules dans le tube à vide
- l'incertitude sur la calibration de l'énergie des hadrons

- l'incertitude sur la détermination de l'angle des hadrons

Ces facteurs entraînent des migrations d'événements dans le plan (x, Q^2) . En imposant que la mesure des sections efficaces ne soit pas biaisée de plus de 10 %, nous obtenons la zone mesurable de la figure 1.8 du chapitre 1.

Nous voyons que la région mesurable par la méthode de Jacquet-Blondel est délimitée par :

$$\begin{aligned} 0,01 &< x < 0,5 \\ 100 \text{ GeV}^2 &< Q^2 \\ 0,03 &< y \end{aligned} \quad (6.1)$$

Dans le cas d'interaction à courant chargé seule cette méthode est utilisable. Par contre, si nous avons des interactions à courant neutre, nous pouvons aussi utiliser l'électron. Cependant, nous voyons sur la figure 1.8 qu'il existe aussi dans ce cas une zone à bas y accessible uniquement à la méthode de Jacquet-Blondel :

$$\begin{aligned} 0,03 &< y < 0,1 \\ 0,01 &< x < 0,6 \\ 100 \text{ GeV}^2 &< Q^2 \end{aligned} \quad (6.2)$$

L'étude de l'empilement sur le flot hadronique est donc aussi importante pour les courants neutres.

6.2 Zone mesurable avec empilement

Après avoir défini les méthodes et les outils utilisés, nous étudions comment le domaine mesurable est altéré par l'empilement .

6.2.1 Lot d'événements utilisé

Nous utilisons un lot d'événements à courant neutre, générés dans le plan (x, Q^2) sous forme d'une grille logarithmique constituée de 45 cellules. Le domaine cinématique s'étend de $Q^2 = 10^{0,5} \text{ GeV}^2$ à $Q^2 = 10^5 \text{ GeV}^2$ et de $x = 10^{-4,5}$ à $x = 1$. D'une cellule à l'autre les bornes en x ou en Q^2 changent d'un facteur $10^{0,5}$. Chaque cellule contient environ 400 événements. L'ensemble constitue un lot de plus de 17000 événements.

Remarquons que le domaine cinématique total est nettement plus grand que le domaine mesurable pour pouvoir prendre en compte les migrations d'événements extérieurs qui entrent dans la zone mesurable à cause de l'empilement .

$\sigma(\log x, \log Q^2)$	0.500	1.00	1.50	2.00	2.50	3.00	3.50	4.00	4.50
-5.00	0.200E-02	0.310E-01	0.110	0.314	0.795	1.65	2.25	1.69	0.221
-1.00	0.390E-01	0.138	0.423	1.26	3.46	7.13	9.55	3.54	
-1.50	0.520E-01	0.172	0.547	1.72	4.52	8.66	5.21		
-2.00	0.580E-01	0.206	0.680	1.99	4.53	3.40			
-2.50	0.720E-01	0.265	0.837	2.06	1.68				
-3.00	0.103	0.345	0.889	0.763					
-3.50	0.121	0.402	0.336						
-4.00	0.175	0.146							
-4.50	0.670E-01								

Tableau 6.1: section efficace (pb) des événements CC dans le plan (x, Q^2)

$\sigma(\log x, \log Q^2)$	0.500	1.00	1.50	2.00	2.50	3.00	3.50	4.00	4.50
-5.00	2.16	1.97	0.557	0.159	0.460E-01	0.130E-01	0.386E-02	0.121E-02	0.114E-03
-1.00	22.6	6.88	2.10	0.637	0.192	0.565E-01	0.167E-01	0.289E-02	
-1.50	24.3	8.04	2.61	0.827	0.249	0.682E-01	0.110E-01		
-2.00	25.5	9.07	3.08	0.974	0.269	0.387E-01			
-2.50	31.2	11.5	3.89	1.12	0.161				
-3.00	43.6	15.8	4.78	0.700					
-3.50	46.4	20.6	3.03						
-4.00	89.7	13.4							
-4.50	60.5								

Tableau 6.2: section efficace (nb) des événements NC dans le plan (x, Q^2)

Dans la suite ces événements seront considérés représentatifs soit de courants neutres, soit de courants chargés (dans ce cas l'électron est ignoré). En effet la différence de cinématique de la gerbe hadronique entre CC et NC est négligeable pour notre propos.

Ce lot d'interactions à courant neutre est généré et simulé exactement dans les mêmes conditions que celui décrit à la section 3.1.

Les sections efficaces courant chargé et courant neutre sur la grille (x, Q^2) sont montrées sur les tableaux 6.1 et 6.2. Les échelles en abscisse et en ordonnée des tableaux donnent les bornes inférieures des cellules en x et en Q^2 .

La limite au niveau de la première diagonale correspond à $y = 1$.

Notons également que x, y, Q^2 étant liés entre eux par l'équation $Q^2 = xys$ (voir section 1.1.2), nous avons la relation utile:

$$\log y = \log Q^2 - \log x - 5. \quad (6.3)$$

avec $\sqrt{s} = 314 \text{ GeV}$

6.2.2 Conditions de déclenchement

Il convient de rappeler que nous supposons que tous les événements migrant dans la zone mesurable ont dû déclencher, et que le déclenchement se fait dans tous les cas sur l'événement de physique et non sur les événements de bruit de fond.

Dans le cas d'interaction à courant neutre, nous considérons que cela signifie que l'électron a été identifié. Compte tenu de la figure 6.1 donnant l'angle et l'énergie de l'électron diffusé en fonction de x et Q^2 (voir formules 1.26 et 1.27 du chapitre 1), cela conduit à imposer la limite $Q^2 > 10 \text{ GeV}^2$ puisque le BEMC couvre la partie arrière jusqu'à un angle proche de 176° (voir figure 1.7 du chapitre 1).

Par contre dans le cas d'interactions à courant chargé, la condition de déclenchement la plus élémentaire consiste à imposer une simple coupure de l'impulsion transverse. Les études effectuées jusqu'ici donnent comme valeur maximale de cette coupure $P_t \geq 10 \text{ GeV}$. Ce qui correspond à $Q^2 \simeq \vec{P}_t^2 > 10^2 \text{ GeV}^2$ (à bas y). Nous considérons donc que les interactions à courant chargé ont déclenché pour $Q^2 > 100 \text{ GeV}^2$.

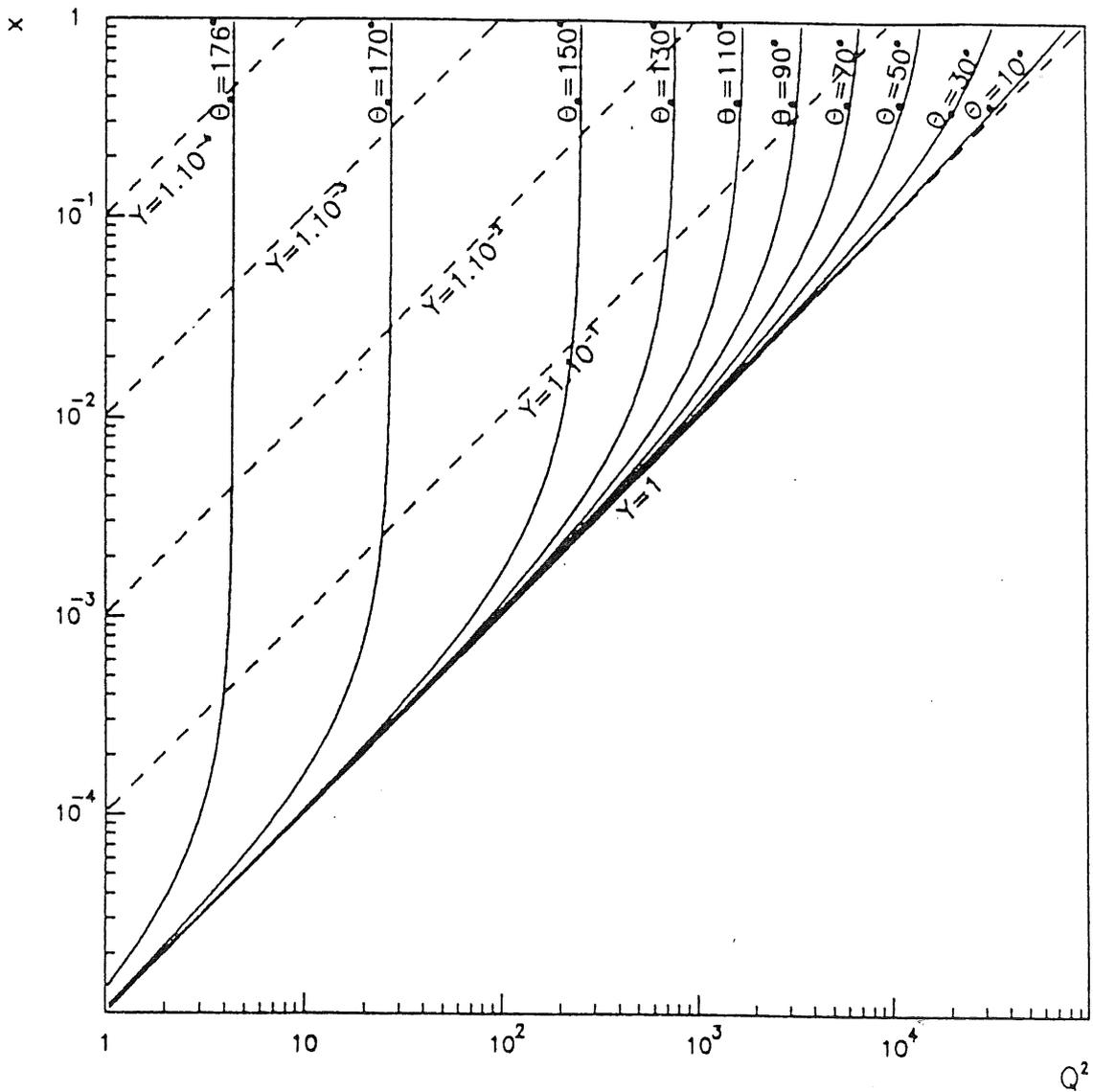


Figure 6.1: Angle de l'électron diffusé en fonction de x et Q^2

6.2.3 Principe de simulation des migrations

Pour étudier les migrations dues à l'empilement, chaque événement sera affecté d'un poids égal à la section efficace de sa cellule d'origine divisée par le nombre d'événements de celle-ci. Cette procédure revient donc à disposer d'un lot d'événements générés sur l'ensemble du domaine cinématique :

$$10^{0,5} < Q^2 < 10^5 \text{ GeV}^2$$

et

$$10^{-4,5} < x < 1$$

Cette méthode a l'avantage de permettre de disposer d'un nombre d'événements suffisant pour pouvoir minimiser les erreurs statistiques dans les régions de faible section efficace.

Il n'existe pas encore pour H1 de procédure d'"unfolding" permettant de remonter aux variables cinématiques vraies à partir des distributions des variables mesurées expérimentalement.

Nous avons donc recours à une approximation consistant à supposer que l'empilement ne va perturber la détermination de x, Q^2 qu'au premier ordre, donc linéairement. Nous considérons ainsi qu'après correction par les procédures d'"unfolding", le biais introduit par l'empilement sur x et Q^2 peut se calculer par :

$$x_{\text{mesuré}} = x_{\text{vrai}} + \delta x \quad (6.4)$$

$$Q^2_{\text{mesuré}} = Q^2_{\text{vrai}} + \delta Q^2 \quad (6.5)$$

avec

$$\delta x = x_{\text{physique+empilement}} - x_{\text{physique}} \quad (6.6)$$

$$\delta Q^2 = Q^2_{\text{physique+empilement}} - Q^2_{\text{physique}} \quad (6.7)$$

$$(6.8)$$

où

$(x_{\text{vrai}}, Q^2_{\text{vrai}})$ sont les variables cinématiques réelles (au niveau du générateur) de l'événement donné.

$(x_{\text{mesuré}}, Q^2_{\text{mesuré}})$ sont les variables cinématiques après simulation de l'empilement et correction des autres effets de résolution du détecteur.

$(x_{\text{physique}}, Q^2_{\text{physique}})$ sont les variables cinématiques calculées par la méthode de Jacquet-Blondel sur les canaux des calorimètres avant simulation de l'empilement.

$(x_{physique+empilement}, Q^2_{physique+empilement})$ sont les variables cinématiques calculées par la méthode de Jacquet- Blondel après simulation de l'empilement.

Cette approximation revient à considérer le calorimètre comme un détecteur "parfait" sensible uniquement aux effets d'empilement .

Dans nos distributions d'événements, nous supprimons ceux qui après migration se retrouvent à $y > 0,9$. En effet, si $y > 1$, Q^2 prend une valeur négative non physique, et si $0,9 < y < 1$, la mesure de Q^2 peut être biaisée de façon aberrante à cause du facteur $\frac{1}{1-y}$ dans le calcul de Q^2 (voir section 4.2.2).

La variation relative de population des événements pondérés par leur section efficace dans ces cellules est égale à la variation relative entre la section efficace réelle et la section efficace mesurée. Or nous avons vu au chapitre 1 qu'en première approximation F_2 était donnée par la formule 1.17 dans le cas d'interaction NC.

$$\frac{d^2\sigma^{NC}(e^{\mp}P)}{dx dQ^2} = \frac{2\pi\alpha^2}{xQ^4}(1 + (1 - y)^2)F_2^{NC}(x, Q^2) \quad (6.9)$$

Par conséquent la variation relative de la section efficace intégrée dans une cellule de la grille en (x, Q^2) va nous donner une estimation de la variation relative de la moyenne de $F_2(x, Q^2)$ sur cette cellule.

$$\frac{\Delta\sigma^{NC}(x, Q^2)}{\sigma^{NC}(x, Q^2)} \simeq \frac{\Delta \langle F_2^{NC}(x, Q^2) \rangle}{\langle F_2^{NC}(x, Q^2) \rangle} \quad (6.10)$$

6.2.4 Migration sur les événements à courant chargé

Le tableau 6.3 donne la variation de section efficace dans chaque cellule après simulation de l'empilement sur un lot de courants chargés.

Les migrations ont été représentées sur l'ensemble du domaine cinématique (sans tenir compte des conditions de déclenchement) car la section efficace varie peu à bas Q^2 et cela permet de visualiser qualitativement les effets de l'empilement sur une zone étendue. Notons cependant que seuls les événements à $Q^2 > 100 \text{ GeV}^2$ peuvent déclencher. Parmi ceux ci les événements situés dans le domaine mesurable du paragraphe 6.1 ont été encadrés.

Nous notons que les variations sont faibles, de l'ordre de 1 à 2 % dans la zone mesurable. Nous sommes proches de la limite statistique puisque ce ne sont que quelques événements qui migrent sur les 400 contenus dans chaque cellule. Les migrations se font préférentiellement dans le sens des y croissants. Ce décalage correspond au biais sur y commenté à la section 4.2.1. L'empilement par lui même

$\log x \backslash \log Q^2$	0.50	1.00	1.50	2.00	2.50	3.00	3.50	4.00	4.50
-0.50	-11.79	-9.31	-3.74	0.36	-0.73	-0.61	1.11	0.96	
-1.00	-8.90	-5.03	-0.87	-5.24	-0.13	-0.33	-0.10	0.71	
-1.50	-5.91	-4.33	-3.11	-0.71	-0.02	0.47			
-2.00	-9.91	1.22	-0.50	1.67	-0.05	0.34			
-2.50	-10.74	-3.35	3.06	1.06	0.09				
-3.00	-3.20	1.10	2.20	0.31					
-3.50	1.45	-0.57	-0.52						
-4.00	-7.50	-0.42							
-4.50	-16.80								

Tableau 6.3: variation de la section efficace mesurée (%) due à l'empilement sur les événements CC

$\log x \backslash \log Q^2$	1.00	1.50	2.00	2.50	3.00	3.50	4.00	4.50
-0.50	-7.45	1.04	-0.43	10.88	0.28	-0.95	-0.45	4.86
-1.00	-5.42	11.40	1.84	3.08	1.03	0.46	1.10	
-1.50	-8.00	3.88	0.35	1.10	2.67			
-2.00	-5.13	13.68	11.87	3.18	0.80			
-2.50	-5.83	17.22	17.99	2.27				
-3.00	-2.13	12.13	25.38					
-3.50	-3.37	2.51						
-4.00	-7.52							
-4.50								

Tableau 6.4: variation de la section efficace mesurée (%) due à l'empilement sur les événements NC

ne modifie pas radicalement le domaine cinématique mesurable. Rappelons cependant qu'il se rajoute aux autres effets de résolution et ne peut pas être négligé.

6.2.5 Migration sur les événements à courant neutre

Les variations de section efficace dues à l'empilement sont montrées sur le tableau 6.4. La zone mesurable par la méthode de Jacquet-Blondel est encadrée, la portion inaccessible à une mesure par l'électron étant isolée par des hachures ($0,03 < y < 0,1$).

L'empilement n'a été simulé que sur les événements ayant déclenché, c'est à dire ceux dont l'électron a été identifié ($Q^2 > 10 \text{ GeV}^2$).

Comme dans le cas des interactions à courant chargé, nous notons que l'empilement induit un effet à courte portée se traduisant par un décalage vers les y croissants. Cet effet est surtout sensible à bas x ($x \simeq 10^{-3}, 10^{-1,5}$) car de par leur emplacement les cellules dans cette région sont plus exposées aux migrations d'événements venant des régions à plus petit y . Dans cette zone, qui empiète sur la région mesurable par Jacquet-Blondel, les variations de section efficace sont plus importantes que pour les courants chargés, du fait du nombre important de courants neutres de petits Q^2 (voir tableau 6.2)

6.3 Zone mesurable avec empilement mais après coupure

Nous produisons les mêmes tableaux que précédemment en simulant l'empilement mais en appliquant aussi les coupures en $(\Delta y)_{\text{estimé}}$ et $(\Delta Q)_{\text{estimé}}$ définies à la section 5.1.3.

Comme les taux de bruit de fond utilisés lors de la simulation de l'empilement sont les taux " standards " de $5 \cdot 10^5 \text{ Hz}$ au quadripôle QS pour les événements proton-tube à vide et $3000 \text{ Hz}/m$ pour les événements proton-gaz, nous utilisons les coupures :

$$\begin{aligned}(\Delta y)_{\text{estimé}} &< 0,001 \\ (\Delta Q)_{\text{estimé}} &< 1.\end{aligned}$$

qui ont été déterminées à la section 5.3.

$\log x \backslash \log Q^2$	0.50	1.00	1.50	2.00	2.50	3.00	3.50	4.00	4.50
-0.50	-6.08	-9.41	-4.28	-2.80	0.50	-0.69	0.62		
-1.00	-4.59	-2.39	-0.69	-4.45	0.04	-0.19	0.26		
-1.50	-1.65	-0.94	-2.31	-0.62	0.28				
-2.00	-5.20	1.00	0.00	0.63	0.23				
-2.50	-8.18	-3.24	3.14	0.78	-0.08				
-3.00	1.45	-0.80	2.17	1.45					
-3.50	6.19	-0.50	-1.20						
-4.00	-1.91	1.78							
-4.50	-11.79								

Tableau 6.5: Variation de la section efficace mesurée (%) due à l'empilement sur les événements CC après coupure en $(\Delta y)_{estimé}$, $(\Delta Q)_{estimé}$

$\log x \backslash \log Q^2$	1.00	1.50	2.00	2.50	3.00	3.50	4.00	4.50
-0.50	-6.25	-3.87	1.99	7.37				
-1.00	-2.62	1.38	-1.72	3.70	-0.71			
-1.50	-4.26	-1.47	-1.40		0.35			
-2.00	-2.43	3.15	3.59	-0.01	-0.64			
-2.50	-3.97	10.74	5.08	-1.04				
-3.00	-0.65	7.38	18.68					
-3.50	-1.87	-0.65						
-4.00	-3.58							
-4.50								

Tableau 6.6: Variation de la section efficace mesurée (%) due à l'empilement sur les événements NC après coupure en $(\Delta y)_{estimé}$, $(\Delta Q)_{estimé}$

$\log x \backslash \log Q^2$	0.50	1.00	1.50	2.00	2.50	3.00	3.50	4.00	4.50
-0.50	-3.35	-6.54	-3.00	-1.75	-0.18	0.17			
-1.00	-3.34	-1.54	-0.89	-3.36	-0.36	-0.20	0.27		
-1.50	0.64	0.06	-2.11	0.61					
-2.00	-4.09	2.78	1.08	0.05	-0.07				
-2.50	-6.70	-1.52	1.63	0.53	0.62				
-3.00	2.51	0.08	1.80	0.19					
-3.50	5.25	-0.27	-0.36						
-4.00	-0.56	0.60							
-4.50	-7.06								

Tableau 6.7: Variation de la section efficace mesurée (%) due à l'empilement sur les événements CC après coupure en $(\Delta y)_{estimé}$, $(\Delta Q)_{estimé}$ et veto sur $[-2, 0[\cup]0, 2]$ CF

$\log x \backslash \log Q^2$	1.00	1.50	2.00	2.50	3.00	3.50	4.00	4.50
-0.50	-4.38	-5.21	-0.19	8.11				
-1.00	-2.28	-0.28	-1.75	1.68	0.76			
-1.50	-3.24	-2.88	-0.63		0.38			
-2.00	-1.33	2.35	2.00	0.35	-0.69			
-2.50	-3.12	4.56	1.03	-1.09				
-3.00	2.09	2.79	1.41					
-3.50	-2.08	1.30						
-4.00	-3.83							
-4.50								

Tableau 6.8: Variation de la section efficace mesurée (%) due à l'empilement sur les événements NC après coupure en $(\Delta y)_{estimé}$, $(\Delta Q)_{estimé}$ et veto sur $[-2, 0[\cup]0, 2]$ CF

Les tableaux 6.5 et 6.6 montrent les résultats de cette coupure dans les cas de courants chargés et de courants neutres respectivement.

Dans les deux cas nous voyons une nette diminution des pourcentages de variation de section efficace dans la zone mesurable. Il subsiste des fluctuations qui sont dues au faible nombre d'événements générés dans chaque cellule.

Si en plus de cette coupure en $(\Delta y)_{estimé}$ et $(\Delta Q)_{estimé}$, nous supposons qu'il est possible de mettre un véto sur les événements d'empilement arrivant dans la fenêtre $[-2, 0[\cup]0, 2]$ grâce aux scintillateurs derrière le BEMC ou aux chambres centrales (voir section 5.3), nous avons les tableaux 6.7 et 6.8 pour les migrations d'événements courant neutre et courant chargé. L'amélioration est surtout visible en dehors de la zone mesurable.

6.4 Contamination des courants chargés par des courants neutres à bas Q^2 (sans électron)

Pour $Q^2 < 10 \text{ GeV}^2$ l'électron diffusé des courants neutres n'est plus visible puisqu'il part sous un angle polaire trop grand (voir figure 6.1).

Etant donné la très forte section efficace de ces événements (tableau 6.2) nous pouvons craindre qu'ils viennent contaminer le domaine mesurable des courants chargés, à $Q^2 > 100 \text{ GeV}^2$.

Cet effet n'est en fait qu'un cas particulier de la contamination des courants chargés par des événements de bas Q^2 de grande section efficace (comme la photoproduction par exemple). Nous allons l'étudier à ce titre, le point essentiel étant que nous ayons des événements de physique à bas Q^2 de forte section efficace susceptibles d'être confondus avec des interactions à courant chargé après migration.

A cette fin, nous simulons à nouveau l'empilement sur les événements courant chargé, mais en affectant les cellules à $Q^2 < 10 \text{ GeV}^2$ de la section efficace des interactions courant neutre. Le tableau 6.9 montre effectivement un effet nouveau se traduisant par la migration à longue portée de quelques courants neutres de bas Q^2 vers la zone des courants chargés de Q^2 supérieur à 100 GeV^2 . Ces événements ont un poids important en raison de la forte section efficace de leur région d'origine.

Contrairement aux migrations à courte portée observées précédemment, dues à l'effet sur y de dépôts d'empilement à l'arrière des calorimètres, ces migrations à longue portée sont dues à de forts dépôts dans la partie avant du calorimètre,

$\log x \backslash \log Q^2$	2.00	2.50	3.00	3.50	4.00	4.50
-0.50	0.36	-0.73	-0.61	1.11	0.96	
-1.00	4836.70	-0.13	-0.33	-0.10	0.71	
-1.50	-0.71	-0.02	0.47			
-2.00	14342.82	-0.05	0.34			
-2.50	31167.05	0.09				
-3.00	29277.93					
-3.50						
-4.00						
-4.50						

Tableau 6.9: Variation de la section efficace mesurée (%) due à la contamination par l'empilement des NC de bas Q^2 sur les événements CC

$\log x \backslash \log Q^2$	2.00	2.50	3.00	3.50	4.00	4.50
-0.50	-2.80	0.50	-0.69	0.62		
-1.00	-4.45	0.04	-0.19	0.26		
-1.50	-0.62	0.28				
-2.00	0.63	0.23				
-2.50	0.78	-0.08				
-3.00	22141.31					
-3.50						
-4.00						
-4.50						

Tableau 6.10: Tableau 6.9 après coupure en $(\Delta y)_{estimé}$ et $(\Delta Q)_{estimé}$

$\log x \backslash \log Q^2$	2.00	2.50	3.00	3.50	4.00	4.50
-0.50	-1.75	-0.18	0.17			
-1.00	-3.36	-0.36	-0.20	0.27		
-1.50	0.61					
-2.00	0.05	-0.07				
-2.50	0.53	0.62				
-3.00	23722.97					
-3.50						
-4.00						
-4.50						

Tableau 6.11: Tableau 6.10 après coupure en $(\Delta y)_{estimé}$ et $(\Delta Q)_{estimé}$ et veto sur $[-2, 0[\cup]0, 2]$ CF

modifiant directement \vec{P}_t^2 (et donc Q^2) sans affecter y . Elle traduit la présence des queues en ΔQ^2 observés sur la figure 4.15 du chapitre 4 pour le PLUG et le calorimètre à argon liquide (les queues dues au BEMC sont supprimées par la coupure $y < 0,9$).

Bien que la précision statistique de nos lots d'événements soit trop faible pour en faire une étude précise, nous pouvons d'ores et déjà prévoir que la mesure des courants chargés pour des Q^2 de quelques centaines de GeV^2 sera perturbée par la contamination d'événements physiques de bas Q^2 .

Les tableaux 6.10 et 6.11 montrent les variations de section efficace après application des coupures en $(\Delta y)_{estimé}$ et $(\Delta Q)_{estimé}$ puis du véto temporel sur $[-2, 0[\cup]0, 2]$.

La plupart des migrations à longue portée sont supprimées, mais nous voyons que notre précision statistique ne nous permet pas d'estimer précisément la contamination résiduelle. En tout état de cause, les migrations dues à l'empilement parfaitement en temps ne pourront être supprimées que par des méthodes indépendantes comme l'analyse topologique combinée des données des calorimètres et des détecteurs de traces.

Cet effet sur la mesure des courants chargés des migrations à longue portée d'événements de bas Q^2 doit être tempéré par les contraintes imposées par les conditions de déclenchement. En effet, ce problème se rapproche de celui du déclenchement sur les événements de bruit de fond, en le compliquant par le fait que l'événement physique de bas Q^2 peut contenir des éléments déclenchants (traces pointantes, etc ...) que n'a pas l'événement de bruit de fond seul. Notre étude devrait donc être reprise de façon plus globale, en incluant et en optimisant les conditions de déclenchement du détecteur H1.

6.5 Conclusion

De cette étude préliminaire, il ressort que l'empilement a deux effets sur la mesure des variables cinématiques par la méthode de Jacquet-Blondel :

- il crée une migration à courte portée dans le sens des y croissants due à des dépôts à l'arrière des calorimètres, entraînant des biais sur les sections efficaces de quelques pour cent pour les interactions CC à une dizaine de pour cent au plus pour les interactions NC. Cette migration est assez bien rejetée par les coupures proposées.

- il crée aussi une migration à longue portée vers les grands Q^2 , due à de forts dépôts d'énergie à l'avant des calorimètres. Bien que de faible intensité, cet effet entraîne une contamination de la zone mesurable des courants chargés par les événements de physique de bas Q^2 et de forte section efficace (comme les courants neutres de $Q^2 < 10 \text{ GeV}^2$, dont l'électron est indétectable). Cette contamination n'est que partiellement supprimée par nos coupures d'empilement (en particulier l'empilement parfaitement en temps demeure).

La présente étude doit être raffinée par l'utilisation de lots d'événements plus importants et la prise en compte des effets d'empilement sur le déclenchement proprement dit.

Même si la méthode d'estimation des migrations est approximative, nous voyons qu'il est important de prendre en compte les phénomènes d'empilement pour l'étude du domaine mesurable des variables x et Q^2 .

Conclusion

Nous avons montré que l'empilement dans les calorimètres du détecteur H1 affecte de façon significative la détermination des variables cinématiques par le flot hadronique. En particulier, il engendre des queues de résolution importantes et un biais systématique sur la variable y , dont les effets sur le plan (x, Q^2) sont doubles:

- migrations à courte portée affectant principalement la région de bas y ($y < 0, 1$)
- migrations à longue portée, moins intenses mais produisant une contamination de la zone mesurable des courants chargés à partir des événements physiques de bas Q^2 et de forte section efficace

L'utilisation des données du système d'acquisition du calorimètre, spécialement conçu pour traiter ce problème, nous a permis de diminuer les migrations à courte portée d'un facteur 3 : malgré les limitations des données de type déclenchement (bruit électronique, résolution temporelle) nous avons pu construire des estimateurs d'empilement permettant de rejeter les événements les plus affectés, ramenant les variations de section efficace dans le plan (x, Q^2) au niveau du pour cent.

Par contre les migrations à longue portée ne sont que partiellement rejetées par nos estimateurs calorimétriques. Leur réjection complète nécessite un veto temporel sur des détecteurs rapides et une analyse topologique des événements pour l'empilement parfaitement en temps, ainsi qu'une optimisation des conditions de déclenchement de H1.

L'ensemble de ces estimateurs devront être validés et ajustés sur des données réelles provenant de déclenchements aléatoires pris en faisceau, puis incorporés aux procédures standards d'analyse physique de la collaboration H1.

Leur mise en œuvre constitue une première expérience des techniques d'estimation de l'empilement, dans la perspective des nouveaux détecteurs à concevoir pour LHC et SSC.

Bibliographie

- [1] Bartel et al. , Phys. Lett. 28B,148 (1968)
- [2] S.L. Glashow, Nucl. Phys. 22 (1961) 579
S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. 19 (1967) 1264
A. Salam, J.C. Ward, Phys. Lett. 13 (1973) 1343
- [3] Parton distribution at very small x-values , A.H. Mueller , DESY lectures given at the Small-x Workshop , May 14-16 1990 at DESY
- [4] Status of searches for the top quark ; M. A. Parker ; Proceeding of the 25th International Conference on High Energy Physics , August 1990 Singapore
- [5] Charged current production of Top quarks at HERA , U. Baur et al. , HERA workshop , october 1987
- [6] Heavy quark physics at HERA , A. Ali et al. , HERA workshop , october 1987
- [7] The ZEUS detector , Technical Proposal ; ZEUS collaboration ; March (1986)
- [8] Technical Proposal for the H1 Detector ; H1 collaboration ; March 25 (1986)
- [9] W. Bartel,D. Pitzl , Synchrotron radiation masks for H1 (H1 note 1988)
- [10] Denis P. Johnson , Beam gas background at HERA , H1 note (1987)
- [11] Proceeding of the study of an ep facility for Europe , Ed. U. Amaldi , DESY 79/48 (1979) , p. 391-394
- [12] x, y, Q^2 from hadrons and électrons , Chr. Haeger , H1 physic meeting , june 91
- [13] Measurement of Inclusive Differential Cross section , J. Feltesse , HERA Workshop 1987

- [14] DSP "Digital Signal Processor"
microprocesseur de traitement rapide de signaux, Motorola DSP56000
- [15] LEPTO version 4.3 G. Ingelman DESY 87-018
- [16] JETSET version 6.3 october 1986 LU TP 86-22
- [17] M. Bengtsson , T. Sjöstrand, Nucl. Phys. B289 (1987) 810
- [18] Simulation of H1 Calorimeter Test Data with GHEISHA and FLUKA , J. Gayler , DESY , H1 collaboration
- [19] GHEISHA : The simulation of hadronic showers , H. Fesefeldt , PITHA 85/02
- [20] GEANT 3.10, R. Brun and al. , CERN DD/EE/84-1.

Table des matières

Introduction	1
1 Le programme H1	3
1.1 La physique de HERA	3
1.1.1 Intérêt de la physique électron-proton	3
1.1.2 Physique inclusive	6
1.2 La machine	13
1.2.1 Sources générales de bruit de fond	14
1.3 Le détecteur H1	19
1.3.1 Les détecteurs de trace	21
1.3.2 Les calorimètres	21
1.3.3 Le fer instrumenté	22
1.4 Mesure pratique des variables cinématiques	24
1.4.1 1 ^{ère} Méthode : mesure par l'électron diffusé	24
1.4.2 2 ^{ième} Méthode : méthode de Jacquet-Blondel	24
1.4.3 Autres méthodes	26
1.4.4 Résolution, zone mesurable	27
1.5 Problème traité dans cette thèse	30
2 Les données des calorimètres	31
2.1 Principes des calorimètres	31
2.1.1 Le calorimètre à argon liquide	31
2.1.2 Le calorimètre BEMC	32
2.1.3 Le calorimètre PLUG	34
2.2 Déclenchement et acquisition du calorimètre	36
2.2.1 Principe général	36
2.2.2 Données déclenchement	39
2.2.3 Données calorimétrie	44
2.3 Résumé des données disponibles	46
3 Simulation du problème	49
3.1 Lot d'événements physiques utilisés	49
3.2 Les interactions primaires proton-gaz et proton-tube à vide	51

3.2.1	Les interactions primaires proton-gaz	51
3.2.2	Les interactions primaires proton-tube à vide	52
3.2.3	La simulation de la ligne de faisceau	52
3.3	Détecteur	52
3.3.1	Simulation du détecteur	52
3.3.2	Distribution en temps des événements dans le détecteur . .	53
3.3.3	Réponse du détecteur	56
4	Etude topologique de l'empilement	58
4.1	Distributions spatiales et énergétiques des événements de bruits de fond	58
4.2	Effet sur les variables physiques	68
4.2.1	Nature des erreurs introduites par l'empilement sur les variables cinématiques	68
4.2.2	Origine des écarts Δy et ΔQ^2	72
4.2.3	Cas de l'ancienne fonction de mise en forme du BEMC . .	77
4.2.4	Conclusion	77
5	Estimation et réjection de l'empilement	79
5.1	Méthode d'estimation	79
5.1.1	Principe général	79
5.1.2	Détermination de l'énergie et du temps de l'événement d'empilement	80
5.1.3	Calcul des biais sur les variables cinématiques	92
5.2	Efficacité des estimateurs le long de la chaîne d'acquisition de déclenchement	97
5.3	Optimisation des coupures	109
5.4	Empilement négatif	114
5.5	Variation des taux d'empilement	116
5.5.1	Effets sur $\left(\frac{\Delta y}{y}\right)_{réel}$ et $\left(\frac{\Delta Q^2}{Q^2}\right)_{réel}$	116
5.5.2	Estimation	117
5.6	Dépendance sur la méthode de calcul des variables	118
5.6.1	Méthode par identification de l'électron	118
5.6.2	Méthode des 2 angles	118
5.7	Contrôle des conditions d'empilement pendant la prise de données	123
5.8	Conclusion	124
6	Effet de l'empilement sur la mesure des fonctions de structure	125
6.1	Zone mesurable sans empilement	125
6.2	Zone mesurable avec empilement	126
6.2.1	Lot d'événements utilisé	126
6.2.2	Conditions de déclenchement	128
6.2.3	Principe de simulation des migrations	130

6.2.4	Migration sur les événements à courant chargé	131
6.2.5	Migration sur les événements à courant neutre	133
6.3	Zone mesurable avec empilement mais après coupure	133
6.4	Contamination des courants chargés par des courants neutres à bas Q^2 (sans électron)	136
6.5	Conclusion	139
Conclusion		141

résumé

Nous étudions l'effet sur les calorimètres de H1 de l'empilement dû au bruit de fond du faisceau de protons du collisionneur électron-proton HERA.

Nous montrons que la mesure des fonctions de structure est affectée sous la forme de migrations dans le plan (x, Q^2) , produisant des variations de section efficace de plusieurs pour cent dans la région mesurable et une contamination des événements à courant chargé par des événements de bas Q^2 . A partir du système d'acquisition des calorimètres, spécialement conçu pour traiter ce problème, nous construisons des estimateurs d'empilement permettant d'étiqueter les événements les plus affectés et de réduire leur effet. En particulier, les variations de section efficace dues aux migrations à courte portée sont ramenées au niveau du pour cent. Ces estimateurs calorimétriques doivent cependant être complétés par les informations de détecteurs rapides si l'on veut supprimer complètement les migrations à longue portée.

abstract

We study the effect on the H1 calorimeters of the pile-up due to the proton background of the HERA electron-proton collider.

We show that the structure function measurement is affected by migrations in the (x, Q^2) plane, inducing cross section variation of several percent in the measurable region and a contamination of charged current events by low Q^2 neutral current events. Using the calorimeter data acquisition system, specially designed for this purpose, we build pile-up estimators allowing to tag the most affected events and to reduce their effect. In particular, cross section variations due to short range migrations are downscaled to the level of one percent. These calorimetric estimators must however be associated to extra fast detector information for a full suppression of long range migrations.