Résumé

L'expérience NA48 a pour but l'étude de la violation directe de la symétrie $\mathcal{CP}$ dans le système des kaons neutres. Le double rapport entre les désintégrations neutres et chargées en deux pions violant et conservant $\mathcal{CP}$ doit être mesuré avec une précision ultime d'environ 0.1 %.

Un des éléments importants pour atteindre cet objectif est le calorimètre à krypton liquide, qui permet l'identification des modes neutres avec une très bonne précision. Il s'agit donc de s'assurer que les effets systématiques sont faibles. Les performances de ce calorimètre, principalement sur la mesure de l'énergie, sont étudiées avec les données prises en 1997. Ces études sont principalement effectuées avec les désintégrations semileptoniques K_{e3} en comparant l'énergie reconstruite dans le calorimètre avec l'impulsion donnée par le spectromètre magnétique. Ces donnés permettent de contraindre significativement la résolution en énergie, la non linéarité de la réponse, ainsi que la géométrie du détecteur, et d'optimiser sa calibration.

La résolution en énergie obtenue est meilleure que 1 % pour des énergies au dessus de 25 GeV. Ceci permet de réduire le bruit de fond dans le mode neutre au niveau de 0.1 %. Les erreurs systématiques provenant du calorimètre sur la mesure du double rapport sont évaluées pour les données 1997 à 0.1 %. Ceci est nettement inférieur à l'erreur statistique de 0.27 % pour ces données.

Mots-clés :
NA48
Violation de CP
Calorimètre électromagnétique
Krypton liquide

Abstract

The NA48 experiment aims to study direct $\mathcal{CP}$ violation in the neutral kaon system. The double ratio of neutral and charged two pion decays violating and conserving $\mathcal{CP}$ should be measured with an ultimate accuracy of approximately 0.1 %.

One of the main elements to reach this goal is the electromagnetic calorimeter which allows to identify the neutral decays with a very good accuracy. One should therefore ensure that systematic effects are small. The performances of this calorimeter, mostly on the energy response, are studied with data taken in 1997. These studies are mostly done with the semileptonic K_{e3} decays comparing the energy reconstructed in the calorimeter with the momentum given by the magnetic spectrometer. These data allow to constrain significantly the energy resolution and the non-linearity of the response as well as the geometry of the detector, and to optimise the calibration.

The energy resolution achieved is better than 1 % for energies above 25 GeV. This allows to reduce the background in the neutral mode at the level of 0.1 %. The systematic uncertainties from the calorimeter on the double ratio measurement are estimated for the 1997 data at 0.1 %. This is significantly below the statistical error of 0.27 % for these data.

Keywords:
NA48
CP Violation
Electromagnetic calorimeter
Liquid Krypton

TABLE DES MATIÈRES

INTRODUCTION

Malgré l'importance du phénomène, et des efforts théoriques et expérimentaux consacrés à sa compréhension, jusqu'à nos jours toutes les évidences de violation de $\mathcal{CP}$ restent confinées au seul mélange des kaons neutres. En particulier, l'existence de violation directe de $\mathcal{CP}$ reste à établir de façon concluante. Une valeur non nulle du paramètre ε' constituant une évidence de violation directe de $\mathcal{CP}$, l'expérience NA48 se propose de mesurer $\Re e\,(\varepsilon'/\varepsilon)$, à partir du double rapport

$$R = \frac{\Gamma\left(K_L \to \pi^0\pi^0\right) \times \Gamma\left(K_S \to \pi^+\pi^-\right)}{\Gamma\left(K_L \to \pi^+\pi^-\right) \times \Gamma\left(K_S \to \pi^0\pi^0\right)} \simeq 1 - 6\Re e\left(\frac{\varepsilon'}{\varepsilon}\right)$$

avec une précision de 2×10^{-4}. L'identification des modes chargés se fait à l'aide d'un spectromètre magnétique, et celle des modes neutres avec un calorimètre à krypton liquide.

Une telle mesure de précision requiert une compréhension détaillée des performances des détecteurs. En particulier, ceci signifie que le calorimètre doit être rapide, efficace en présence d'importants taux de comptage (de l'ordre du MHz), possèdant une résolution en temps meilleure que la nanoseconde, des précisions spatiales en dessous du millimètre, et une excellente résolution en énergie dans le rang entre 5 et 100 GeV.

Cette thèse contient une description de l'opération du calorimètre à krypton liquide de l'expérience, suivie d'une étude détaillée de ses performances, effectuée à l'aide des données physiques. Une attention particulière est donnée à l'optimisation de la mesure de l'énergie. Ce travail évalue les incertitudes systématiques sur la mesure de $\Re e\,(\varepsilon'/\varepsilon)$ qui sont directement liées aux performances du calorimètre, et montre qu'elles satisfont les contraintes requises pour atteindre la précision voulue. Cette thèse se divise en six chapitres:

Le premier chapitre rappelle des aspects théoriques liés à la violation de $\mathcal{CP}$. Une description de la phénoménologie des kaons neutres est présentée, en introduisant les paramètres qui en rendent compte. Suit une courte discussion de la violation de $\mathcal{CP}$ dans le cadre du modèle standard, complétée par une brève description des calculs théoriques du paramètre ε'. Les difficultés théoriques et expérimentales liées à la compréhension du phénomène sont illustrées par la comparaison des mesures expérimentales de plus haute précision faites à ce jour.

Le second chapitre décrit le principe et l'opération du détecteur de l'expérience NA48. Une vue d'ensemble des composantes du détecteur est suivie d'une présentation plus détaillée des caractéristiques des principaux éléments: la ligne de faisceaux, le *tagger* (qui permet d'identifier le faisceau d'origine des événements détectés), le spectromètre magnétique et le calorimètre à krypton liquide. Les systèmes du déclenchement et de l'acquisition des données sont également décrits.

Le troisième chapitre contient une discussion des contraintes principales que doit satisfaire la détection des modes neutres. La méthode d'identification du signal neutre est détaillée, des études de simulation et quelques calculs simples mettent en évidence les principaux effets systématiques liés aux performances du calorimètre: la résolution en énergie, la stabilité de l'échelle d'énergie, la géométrie du détecteur et la linéarité de la réponse. Une évaluation de la sensibilité du double rapport est donnée pour chacun de ces effets.

Le quatrième chapitre reprend en détail les principales caractéristiques du calorimètre: la chaîne de lecture du signal, le système de calibration électronique, et l'acquisition neutre. Les éléments les plus importants de la reconstruction neutre sont illustrés à l'aide d'une étude faite en faisceau d'électrons. Ce faisceau est aussi utilisé pour une analyse partielle des performances en énergie et en position du calorimètre.

Le cinquième chapitre retrace la partie plus importante de mon travail. Il contient une analyse faite en faisceau de kaons, à l'aide des électrons produits par les désintégrations $K_L \to \pi^{\pm} e^{\mp} \nu_e$, dites K_{e3}. En comparant l'énergie E de l'électron, mesurée par le calorimètre, à l'impulsion p mesurée avec le spectromètre, l'étude des K_{e3} permet d'évaluer avec précision les performances en énergie du calorimètre, ainsi que de quantifier les effets systématiques liés au détecteur.

La mesure de E/p est utilisée pour faire un suivi détaillé de la stabilité en temps des deux détecteurs, pour identifier l'origine des variations et pour les corriger sur les données physiques.

La comparaison entre les positions des électrons mesurées dans les chambres à dérive du spectromètre, et dans le calorimètre determine les dimensions transverses du détecteur.

L'analyse des K_{e3} permet aussi d'évaluer la précision de la mesure de l'énergie, de corriger les variations observées, et de les corréler avec des incertitudes résiduelles de la méthode de calibration électronique. Cette analyse produit également une méthode pour optimiser la résolution en énergie du calorimètre.

Les électrons de K_{e3} permettent également d'étudier la linéarité de la réponse du détecteur. Une méthode pour mesurer les effets de linéarité est développée, puis comparée à une méthode indépendante.

Le sixième chapitre reprend les résultats obtenus avec l'étude des K_{e3}, et quantifie les incertitudes systématiques liées aux performances du calorimètre Ces erreur sont comparées à l'incertitude statistique pour la prise de données 1997, ainsi qu'aux autres erreurs systématiques présentes.

Finalement une brève description des résultats préliminaires de l'analyse des K_{e3} de la prise de données 1998 est montrée, en insistant sur l'impact des interventions sur les détecteurs faites pendant l'arrêt de faisceau.

1. APERÇU THÉORIQUE

1.1 Les mésons étranges

Depuis leur mise en évidence, il y a quelque cinquante ans [1][2], le système des particules étranges représente un laboratoire extraordinaire en physique des particules, aussi bien du point de vue de l'expérimentateur que du théoricien. Le développement des idées modernes en hautes énergies, a été fortement influencé par l'étude et la compréhension de la physique des particules étranges.

Ainsi, historiquement la première indication sur la non-invariance des interactions faibles sous parité fut suggérée par le "puzzle θ-τ"[3][4], qui faisait référence à la surprise (apparente) d'avoir deux particules, semblables en masse et durée de vie, mais qui en se désintégrant donnaient lieu à des états finals de parités opposées. En langage contemporain, ces particules n'en font qu'une (c'est le kaon chargé, $K^{\pm}$), et la propriété précédente n'est rien d'autre que le reflet de la non-invariance de la parité par les interactions faibles, responsables de leur désintégration.

De même, le système des kaons neutres s'est révélé une véritable fabrique à surprises, la plus remarquable d'entre elles étant la découverte, en 1964, de la violation de la symétrie $\mathcal{CP}$, dont nous parlerons plus en détail.

L'un des points remarquables dans la physique des kaons neutres vient du fait qu'il s'agit d'un système particule-antiparticule, avec deux états presque identiques, ayant les mêmes nombres quantiques, sauf un: l'*étrangeté*[5][6] [7]. Il n'y a donc moyen de les distinguer que par rapport aux propriétés physiques liées à ce seul nombre. Cette seule affirmation suffit pour se convaincre que les kaons neutres forment un système quantique fascinant, où se manifestent des propriétés telles que l'interférence, les oscillations, la régénération; de même, c'est un système à grande sensibilité aux propriétés des symétries discrètes.

1.2 La notion de symétrie en théorie des champs

La notion de symétrie a pris une importance de plus en plus grande, en physique, jusqu'à en devenir un pilier fondamental. Puisque la description d'un phénomène physique est simplifiée par la mise en évidence des symétries qui y sont en jeu, les physiciens ont aimé élaborer les modèles et les théories à partir de ces symétries;

de cette façon, la symétrie acquiert un caractère non plus simplement utile, mais fondamental. Ceci est une conséquence du théorème de Noether, qui relie directement ces concepts: à toute propriété d'invariance d'une théorie lagrangienne correspond une symétrie continue, et l'existence d'une quantité conservée.

1.2.1 Les symétries d'espace-temps

On peut illustrer cette affirmation à travers l'invariance relativiste, qui à l'origine a été proposée pour satisfaire l'évidence expérimentale selon laquelle la vitesse de la lumière est la même pour tous les repères inertiels[1]. On peut de façon équivalente dire que l'invariance relativiste est la manifestation des symétries de l'espace- temps, qui forment l'ensemble des opérations laissant invariant l'intervalle s entre deux événements A et B:

$$s_{AB} = -\int_A^B d\tau = -\int_A^B \sqrt{dt^2 - dx^2 - dy^2 - dz^2} \tag{1.1}$$

et l'éxigence d'invariance relativiste se réduit à l'énumération des transformations d'un repère inertiel $(t, \vec{x})$ à un autre repère inertiel $(t', \vec{x}')$ laissant inchangée la quantité s.

Cet ensemble de transformations forme le groupe de Poincaré, et on montre qu'il peut être divisé en sous-groupes, dont l'interprétation physique est directe:

- le sous-groupe des translations, reliant les repères qui ne différent que par un quadri-vecteur constant. L'invariance sous translations implique l'existence de quatre quantités conservées, correspondant à l'énergie et au tri-vecteur d'impulsion;
- le sous-groupe des rotations d'espace-temps, ou transformations de Lorentz propres, qui à la fois se divise en rotations purement spatiales et "boosts" de Lorentz. On montre qu'à l'ensemble des rotations correspond la conservation du moment angulaire;

A part les symétries continues, on a aussi l'invariance relativiste sous des symétries discrètes: inversion de parité $\mathcal{P}$, reliant la partie spatiale $\vec{x}$ d'un repère à son "miroir" $\vec{x}' = -\vec{x}$, et renversement du temps $\mathcal{T}$, changeant le signe de la composante en temps du repère. S'agissant de symétries discrètes, le théorème de Noether ne s'y applique pas, et aucune quantité conservée n'y est associée.

1.2.2 Les symétries et la mécanique quantique

Les transformations continues ont aussi un rôle important en physique quantique, en particulier en physique des hautes énergies. Elles peuvent se manifester sous la forme

[1] Cet postulat est introduit afin de rendre compte du résultat négatif de l'expérience de Michelson-Morley, qui visait à mesurer le "vent d'éther"

d'une invariance sous une opération globale, affectant d'une même façon toutes les composantes d'un système, comme c'est le cas pour les rotations d'isospin fort dans les hadrons.

Mais le cas le plus important concerne les invariances de jauge, qui sont des opérations de symétrie, dont l'amplitude est une fonction des coordonnées d'espace-temps.; l'exemple le plus simple est l'électrodynamique quantique, où la phase résiduelle dans la définition des électrons est promue en fonction locale. Afin de conserver l'invariance de la théorie, ces rotations locales des phases doivent entraîner aussi une transformation des champs de photons. On dit alors que le groupe $U(1)$ des phases complexes est le groupe de jauge de le théorie.

Dans le modèle standard, les interactions dominantes au niveau subatomique sont décrites par des théories de jauge. Les interactions électromagnétique et faible se construisent à partir d'une combinaison d'un groupe $SU(2)_L$ des rotations d'isospin faible et d'un groupe $U(1)_Y$. La théorie de l'interaction forte est construite à partir d'un groupe $SU(3)_c$ de symétrie de jauge des rotations de couleur.

On trouve aussi des symétries discrètes. C'est le cas notamment des opérations agissant sur les quantités conservées des symétries (globales ou de jauge) présentes. Le plus simple est l'opérateur de conjugaison de charge $\mathcal{C}$, qui change le signe des nombres quantiques discrets, tels que la charge électrique, ou les nombres baryoniques ou leptoniques. La conjugaison de charge est donc équivalente à la transformation d'une particule en son antiparticule.

1.2.3 Propriétés des symétries discrètes $\mathcal{P}$, $\mathcal{C}$ et $\mathcal{T}$

En théorie des champs, les propriétés des particules sont définies à travers des opérateurs locaux. La fonction d'onde Ψ, qui définit l'état d'un champ dépend typiquement de son impulsion $\vec{p}$, du spin $\vec{s}$ de la particule et d'un ensemble de nombres quantiques $\{q_i\}$ tels que les indices leptoniques, de saveur, etc.

De façon générale, la représentation de l'opérateur de parité agit sur la fonction d'onde Ψ de la façon suivante:

$$\mathcal{P}\left|\Psi\left(\vec{p},\vec{s},q\right)\right\rangle = e^{i\theta_P}\left|\Psi\left(-\vec{p},\vec{s},q\right)\right\rangle \tag{1.2}$$

et les phases θ_P ont pour rôle de distinguer les représentations paires et impaires sous parité.

L'opérateur de conjugaison de charge invertit les nombres quantiques q des particules,

$$\mathcal{C}\left|\Psi\left(\vec{p},\vec{s},q\right)\right\rangle = e^{i\theta_C}\left|\Psi\left(\vec{p},\vec{s},-q\right)\right\rangle \tag{1.3}$$

Il convient de signaler que $\mathcal{P}$ et $\mathcal{C}$ sont de opérateurs linéaires. Ce n'est pas le cas de l'opérateur de renversement du temps $\mathcal{T}$, antilinéaire, conséquence du terme complexe dans la variation en temps des états dans l'équation de Schrodinger,

$$\mathcal{T}\left|\Psi\left(\vec{p},\vec{s},q\right)\right\rangle = e^{i\theta_T}\left|\Psi\left(-\vec{p},-\vec{s},q\right)\right\rangle^* \tag{1.4}$$

1.2.4 Le théorème $\mathcal{CPT}$

Un résultat très général de la théorie des champs, nommé théorème $\mathcal{CPT}$, montre que toute théorie des champs invariante de Lorentz, construite à partir de produits d'opérateurs de champs locaux et satisfaisant les relations de spin-statistique est invariante sous l'action combinée des transformations discrètes $\mathcal{C}$, $\mathcal{P}$ et $\mathcal{T}$.

Par construction, les théories de l'électrodynamique et de la chromodynamique quantique sont invariantes sous l'action indépendante de chacun de ces trois opérateurs; par contre, il est connu que les interactions faibles violent l'invariance sous $\mathcal{P}$.

Historiquement, après la surprise que suscita la mise en évidence de la violation de parité suivit l'hypothèse de violation de l'invariance sous conjugaison de charge, pour que l'opération combinée $\mathcal{CP}$ soit respectée. Il suffisait alors de construire une théorie chirale des interactions faibles, où la violation maximale de parité (c'est à dire, le fait d'avoir une interaction qui n'agit que sur des fermions d'une chiralité définie) est exactement compensée par la violation maximale de la conjugaison de charge (le fait de n'agir que sur les antifermions ayant la chiralité opposée)

1.3 Les kaons neutres et la violation de $\mathcal{CP}$

Les particules étranges sont des produits d'interactions fortes, et sont créées aisément et en grande quantité dans des processus de collisions de hadrons. Il fut assez vite mis en évidence qu'elles sont toujours produites par paires. Ce phénomène appelé production associée, suggère l'introduction d'un nombre quantique, nommé étrangeté, qui est conservé dans les processus hadroniques et électromagnétiques. Des exemples de production de particules étranges K et Λ sont:

$$\begin{aligned}
\pi^- p &\rightarrow \Lambda^0 K^0 \\
pp &\rightarrow K^+ \pi^+ \overline{K^0} \\
p\overline{p} &\rightarrow K^0 \overline{K^0}, K^+ K^-
\end{aligned}$$

En langage de saveur, les particules étranges sont des hadrons incluant des quarks s, et leur contenu en saveur (s ou $\bar{s}$) détermine l'étrangeté du hadron. En particulier, les kaons neutres K^0 et $\overline{K^0}$ sont des mésons correspondant aux états liés $d\bar{s}$ et $s\bar{d}$, et dans la convention usuelle les valeurs propres d'étrangété sont $s\left(K^0\right) = +1$, $s\left(\overline{K^0}\right) = -1$.

La conservation de l'étrangeté par les interactions forte et électromagnétique permet aussi d'expliquer les durées de vie relativement longues des kaons, puisque ce sont les plus legères des particules étranges.

Le temps de vol propre des kaons, qui va de quelques centimètres à plusieurs mètres, est caractéristique des processus d'interactions faibles. On postule alors que celles-ci ne conservent pas l'étrangeté, et donnent lieu aux désintégrations des kaons, soit en états hadroniques,

$$K^0, \overline{K^0} \rightarrow 2\pi, 3\pi \tag{1.5}$$

soit suivant les canaux semileptoniques,

$$K^0 \rightarrow e^+\pi^-\nu_e, \mu^+\pi^-\nu_\mu \quad (1.6)$$
$$\overline{K^0} \rightarrow e^-\pi^+\overline{\nu_e}, \mu^-\pi^+\overline{\nu}_\mu \quad (1.7)$$

Il convient de remarquer dans 1.6 l'évidence empirique $\Delta S = \Delta Q$, qui relie la saveur de l'état initial à la charge du lepton de l'état final. Cette relation, qui est une conséquence immédiate du modèle des quarks au niveau des arbres (voir figure 1.1), est valable (d'un point de vue théorique) à 10^{-7}[8] dans le rapport des amplitudes, et est vérifié expérimentalement à quelques pourmilles[9].

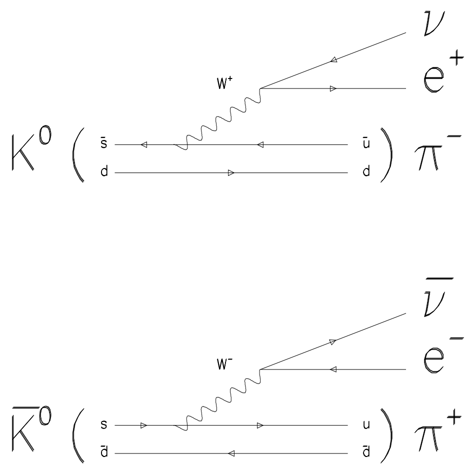


Fig. 1.1: Désintégrations semileptoniques des kaons neutres. La charge du lepton identifie l'étrangeté du kaon.

D'autre part, on s'attend par des arguments cinématiques simples à ce qu'un kaon qui se désintègre en deux pions ait une durée de vie plus courte que celui qui se désintègre en trois pions. Cette hypothèse se confirme dans la pratique, puisque l'expérience met en évidence deux kaons neutres, qui possèdent des durées de vie très différentes [10][11]. On les appelle K_L et K_S, acronymes pour kaon à longue et courte durée de vie, respectivement.

Etant données les propriétés simples de transformation sous l'opérateur $\mathcal{CP}$ des états en deux et trois pions, il a été postulé que les deux particules observées, à courte et longue durée de vie, correspondent à des états propres par rapport aux interactions faibles, et donc aussi par rapport à $\mathcal{CP}$, si celles-ci sont invariantes sous $\mathcal{CP}$.

Si on nomme K_1 et K_2 les états propres de $\mathcal{CP}$, l'affirmation précédente équivaut à identifier

$$K_S = K_1 \rightarrow 2\pi \quad (1.8)$$
$$K_L = K_2 \rightarrow 3\pi \quad (1.9)$$

Cependant, en 1964 il a été mis en évidence que le kaon à longue durée de vie pouvait

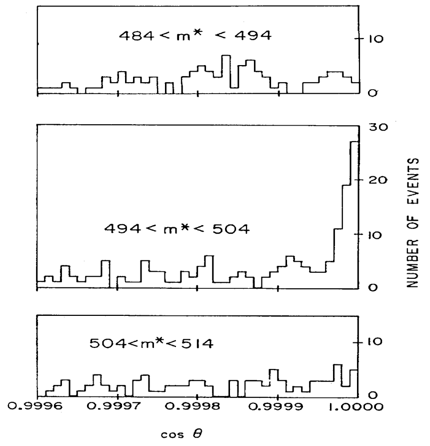


Fig. 1.2: Mise en évidence de la désintégration $K_L \to \pi^+\pi^-$, sous la forme d'un excès d'événements à angle transverse nul et centré autour de la masse du K, par rapport au nombre attendu de désintégrations en trois corps dont seulement deux seraient détectés.

se désintégrer en deux pions[12]:

$$K_L \to 2\pi \tag{1.10}$$

avec des rapports d'embranchement de l'ordre de 2×10^{-3}.

Cette découverte entraîne une non-conservation de $\mathcal{CP}$ dans les interactions faibles. En effet, pour expliquer la désintégration 1.10, il faut admettre que les états physiques ne soient pas des états propres de $\mathcal{CP}$, bien qu'ils se désintègrent en états finals qui le sont. Les kaons doivent donc être un mélange d'états propres différents de $\mathcal{CP}$ [13]. En particulier, dans le cas de la désintégration du K_L en deux pions, on peut rendre compte des taux de désintégrations mesurés en posant:

$$|K_L\rangle \sim |K_2\rangle + \varepsilon\,|K_1\rangle \tag{1.11}$$

où une amplitude ε de l'ordre de 2×10^{-3} est compatible avec les taux de désintégration mesurés.

Jusqu'à nos jours, la violation de $\mathcal{CP}$ reste un phénomène confiné aux seuls kaons neutres. Les paragraphes suivants présentent une description phénoménologique plus détaillée du système K^0-$\overline{K^0}$.

1.4 La phénoménologie des kaons neutres

Nous allons considérer avec plus de détail les propriétés des désintégrations des kaons neutres en pions.

- Le cas le plus simple correspond à l'état en deux pions neutres, puisque le π^0 est sa propre antiparticule, et donc on a

$$\mathcal{CP}\left|\pi^0\pi^0\right\rangle = \mathcal{P}\left|\pi^0\pi^0\right\rangle = P_{\pi^0}^2\,(-1)^l\left|\pi^0\pi^0\right\rangle \tag{1.12}$$

où P_{π^0} est la parité intrinsèque du π^0 (pseudoscalaire), et l la valeur propre du moment angulaire orbital de la paire de pions. Les seules configurations possibles de moment angulaire sont pour $l = 0, 2, 4, \cdots$, puisque la fonction d'onde de deux bosons doit être totalement symétrique. Qui plus est, si l'état initial est de spin nul (c'est le cas des kaons neutres), le seul cas possible est $l = 0$. On a donc

$$\mathcal{CP}\left|\pi^0\pi^0\right\rangle = +\left|\pi^0\pi^0\right\rangle \tag{1.13}$$

et on dit alors que l'état $\pi^0\pi^0$ est pair sous $\mathcal{CP}$.

- Dans le cas des deux pions chargés, il convient de se placer dans le référentiel du centre de masse, et de constater que l'opération $\mathcal{C}$, qui échange π^+ et π^-, est équivalente à l'inversion des coordonnées spatiales; comme à nouveau la seule valeur permise est $l = 0$, l'opération $\mathcal{CP}$ donne aussi une valeur paire sur les deux pions chargés:

$$\mathcal{CP}\left|\pi^+\pi^-\right\rangle = +\left|\pi^+\pi^-\right\rangle \tag{1.14}$$

- Un état final en trois pions neutres doit aussi être totalement symétrique. Si on nomme l le moment orbital d'une paire quelconque de pions, (et qui est forcément pair) et L celui du troisième par rapport à cette paire, on a

$$\mathcal{P}\left|\pi^0\pi^0\pi^0\right\rangle = P_{\pi^0}^3\,(-1)^l\,(-1)^L\left|\pi^0\pi^0\pi^0\right\rangle = (-1)^{L+l+1}\left|\pi^0\pi^0\pi^0\right\rangle \tag{1.15}$$

Maintenant, comme le moment angulaire total du système J satisfait les relations de spin

$$|l-L| \leq J \leq |l+L| \tag{1.16}$$

et comme le spin initial est celui du kaon, donc nul, on a $l = L$. L'état en trois pions neutres est donc impair sous $\mathcal{CP}$:

$$\mathcal{CP}\left|\pi^0\pi^0\pi^0\right\rangle = -\left|\pi^0\pi^0\pi^0\right\rangle \tag{1.17}$$

- Finalement, considérons l'état final en $\pi^+\pi^-\pi^0$. Soit L le moment angulaire du π^0 par rapport à la paire de pions chargés. Cette dernière est, comme en 1.14 paire sous $\mathcal{CP}$. Donc

$$\mathcal{CP}\left|\pi^+\pi^-\pi^0\right\rangle = \left|\pi^+\pi^-\right\rangle_l \mathcal{CP}\left|\pi^0\right\rangle_L = P_{\pi^0}\,(-1)^L\left|\pi^+\pi^-\pi^0\right\rangle \tag{1.18}$$

On voit que $\pi^+\pi^-\pi^0$ n'a pas une valeur uniquement définie de $\mathcal{CP}$, qui dépend de la configuration de moment angulaire, les cas $L = 0, 2, 4, \cdots$ donnant un état impair sous $\mathcal{CP}$, et le contraire pour ceux avec $L = 1, 3, 5, \cdots$. Ceci dit, les configurations avec $L > 0$ sont supprimées par la cinématique, car l'énergie disponible après la désintégration du kaon est presque entièrement occupée par les masses des pions, ne restant que quelques 80 MeV disponibles comme énergie cinétique. (à titre de comparaison, l'énergie cinétique disponible pour les états finals en deux pions est presque trois fois supérieure).

1.4.1 Les états propres de $\mathcal{CP}$: K_1 et K_2

En résumé, si la symétrie $\mathcal{CP}$ est respectée dans les interactions faibles, les états propres de masse doivent être une combinaison linéaire de K^0 et $\overline{K^0}$, correspondant à des états propres de $\mathcal{CP}$. Ceux-ci sont facilement identifiables par rapport à leurs canaux de désintégration:

- Comme les états finals en deux pions sont toujours pairs sous $\mathcal{CP}$, le kaon impair sous $\mathcal{CP}$ ne peut se désintégrer qu'en trois pions;
- quant au kaon pair sous $\mathcal{CP}$, il se désintègre principalement en deux pions. Même si sa désintégration en trois pions n'est pas interdite par $\mathcal{CP}$, elle est fortement défavorisée par la cinématique.

En fonction des propriétés de transformation de $K_{1,2}$ sous $\mathcal{CP}$ que nous avons postulées, on écrit:

$$\begin{aligned} \mathcal{CP}\,|K_1\rangle &= +\,|K_1\rangle \\ \mathcal{CP}\,|K_2\rangle &= -\,|K_2\rangle \end{aligned} \tag{1.19}$$

Ces valeurs propres $+1$ et -1 sous $\mathcal{CP}$ ne sont bien sûr valables que pour un certain choix de phase. En effet, la représentation de $\mathcal{CP}$ dans l'espace d'étrangété agit sous la forme d'une rotation qui transforme K^0 en $\overline{K^0}$,

$$\mathcal{CP}\left|K^0\right\rangle = e^{i\theta_{CP}}\left|\overline{K^0}\right\rangle \tag{1.20}$$

en laissant une phase arbitraire θ_{CP}. De même, l'action de cette rotation sur $\overline{K^0}$ donne

$$\mathcal{CP}\left|\overline{K^0}\right\rangle = \mathcal{CP}\left(e^{-i\theta_{CP}}\mathcal{CP}\left|K^0\right\rangle\right) = e^{-i\theta_{CP}}\left|K^0\right\rangle \tag{1.21}$$

car $(\mathcal{CP})^{-1} = \mathcal{CP}$. Les définitions 1.19 correspondent au choix de phase $\theta_{CP} = 0$.

Quelques conséquences simples suivent des propriétés 1.19 de transformation de K_1 et K_2 sous $\mathcal{CP}$. Il est facile de se convaincre de façon intuitive que la durée de vie du K_2 doit être plus longue que celle du K_1, étant données les masses des particules

Particule	Masse (MeV)
$\pi^{\pm}$	(139.56995 ± 0.00035)
π^{0}	(134.9764 ± 0.0006)
K^0, $\overline{K^0}$	(497.672 ± 0.031)

Tab. 1.1: Masses des pions et du kaon neutre[14].

Particule	Durée de vie
K_L	$(15.51 \pm 0.12)\ m$
K_S	$(2.6762 \pm 0.0024)\ cm$

Tab. 1.2: Durées de vie des kaons neutres[14].

présentes (voir tableau 1.1). En effet, à peu près la moitié de l'énergie provenant de la désintégration du K_1 en deux pions est disponible sous forme d'énergie cinétique, tandis que celle-ci est trois fois moindre dans le cas de la désintégration du K_2 en trois pions.

Ceci correspond à l'observation déjà signalée de deux kaons neutres, ayant des durées de vie différant d'environ un facteur 600, comme le montre le tableau 1.2.

Une autre conséquence de la désintégration des kaons neutres par interactions faibles, est la séparation des masses des états physiques. En effet, K^0 et $\overline{K^0}$ doivent avoir la même masse si $\mathcal{CPT}$ est conservée; par contre, la présence d'un terme d'interactions faibles dans le hamiltonien va lever la dégénéréscense des masses des états physiques K_S et du K_L. Si on écrit l'opérateur d'évolution des kaons sous la forme

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_0 + \lambda \mathcal{H}_W \tag{1.22}$$

où $\mathcal{H}_0$ représente l'hamiltonien des interactions fortes et électromagnétiques, $\mathcal{H}_W$ celui des interactions faibles, et en posant $\lambda \ll 1$, on aura

$$\begin{aligned} M_{ij} = & \langle i | \mathcal{H} | j \rangle \\ = & \; m_0 \delta_{ij} \quad + \lambda \langle i | \mathcal{H}_W (\Delta S = 2) | j \rangle \\ & \qquad\qquad + \lambda^2 \sum_f \frac{\langle i | \mathcal{H}_W (\Delta S = 1) | f \rangle \langle f | \mathcal{H}_W (\Delta S = 1) | j \rangle}{m_0 - E_f} \end{aligned}$$

ce qui montre que les transitions K^0-$\overline{K^0}$ induites par l'hamiltonien faible génèrent une levée de la dégénérescence des masses. Les mesures de cette différence en masse pour les deux kaons neutres donne une séparation de $\Delta M_K = M_L - M_S = (3.489 \pm 0.009) \times 10^{-12}\ MeV$, soit un effet à peu près quinze ordres de grandeur plus faible que les masses.

1.4.2 L'évolution des kaons neutres

Revenons à la définition de K_1 et K_2. L'évolution des états physiques est dictée par l'opérateur hamiltonien $\mathcal{H}$ défini dans 1.22; cependant, il suffit de se restreindre à l'étude d'un hamiltonien effectif $\mathcal{H}_{eff}$, agissant sur le sous-espace des deux kaons neutres,

$$i\frac{\partial}{\partial t}\left|\Psi\right\rangle = \mathcal{H}_{eff}\left|\Psi\right\rangle \tag{1.23}$$

où Ψ est un vecteur d'état dans l'espace $\left(K^0, \overline{K^0}\right)$.

Comme les kaons neutres sont des particules instables, $\mathcal{H}_{eff}$ n'est pas hermitien. De façon générale, on peut l'écrire comme la somme de deux opérateurs hermitiens $\mathbf{M}$ et $\mathbf{\Gamma}$,

$$\mathcal{H}_{eff} = \mathbf{M} + \frac{i}{2}\mathbf{\Gamma} \tag{1.24}$$

qui représentent les composantes d'évolution libre et les taux de désintégration, respectivement. Les états physiques K_S et K_L se définissent comme vecteurs propres de $\mathcal{H}_{eff}$.

$$\mathcal{H}_{eff}\left|K_{S,L}\right\rangle = \left(M_{S,L} + \frac{i}{2}\Gamma_{S,L}\right)\left|K_{S,L}\right\rangle \tag{1.25}$$

et sont bien sûr une combinaison linéaire des états propres d'étrangeté K^0 et $\overline{K^0}$,

$$\left|K_{S,L}\right\rangle = p_{S,L}\left|K^0\right\rangle + q_{S,L}\left|\overline{K^0}\right\rangle \tag{1.26}$$

Les amplitudes de p et q sont fixées par les valeurs propres de $\mathcal{H}_{eff}$. En utilisant la convention de phase $\theta_{CP} = 0$, qui définit les propriétés de transformation 1.19, on peut identifier de façon simple certaines propriétés du hamiltonien effectif. Dans la base des états propres d'étrangeté, celui-ci s'écrit

$$\mathcal{H}_{eff} = \begin{pmatrix} M_{0,0} + \frac{i}{2}\Gamma_{0,0} & M_{0,\overline{0}} + \frac{i}{2}\Gamma_{0,\overline{0}} \\ M_{\overline{0},0} + \frac{i}{2}\Gamma_{\overline{0},0} & M_{\overline{0},\overline{0}} + \frac{i}{2}\Gamma_{\overline{0},\overline{0}} \end{pmatrix} \tag{1.27}$$

Ses éléments doivent alors vérifier les relations suivantes:

- si la symétrie $\mathcal{CPT}$ est respectée, les masses et taux de désintégration du K^0 et $\overline{K^0}$ doivent être égales. On doit donc avoir $M_{0,0} = M_{\overline{0},\overline{0}} = M$ et $\Gamma_{0,0} = \Gamma_{\overline{0},\overline{0}} = \Gamma$, avec M et Γ réels;

- si en plus $\mathcal{CP}$ est respecté, les termes en dehors de la diagonale doivent être égaux, $M_{\overline{0},0} = M^*_{0,\overline{0}} = m$ et $\Gamma_{0,\overline{0}} = \Gamma^*_{\overline{0},0} = \gamma$. L'invariance sous $\mathcal{CP}$ équivaut donc à avoir m et γ réels.

On voit que dans la base choisie, $\mathcal{H}_{eff}$ s'écrit comme une combinaison linéaire des matrices identité $1\!\!1$ et σ_1.

Prenons pour l'instant le cas général où seulement la condition d'invariance sous $\mathcal{CPT}$ est satisfaite. On a alors

$$\mathcal{H}_{eff} = \begin{pmatrix} M + \frac{i}{2}\Gamma & m + \frac{i}{2}\gamma \\ m^* + \frac{i}{2}\gamma^* & M + \frac{i}{2}\Gamma \end{pmatrix} \tag{1.28}$$

Les états physiques s'obtiennent en diagonalisant 1.28. Les valeurs propres, qui donnent les masses et largeurs des kaons, sont alors

$$M_{S,L} + \frac{i}{2}\Gamma_{S,L} = M + \frac{i}{2}\Gamma \pm \sqrt{\left(m + \frac{i}{2}\gamma\right)\left(m^* + \frac{i}{2}\gamma^*\right)} \tag{1.29}$$

et on voit apparaître la levée de la dégénérescence des masses et largeurs déjà signalée. La séparation entre les masses et largeurs des états physiques ne dépend que des termes en dehors de la diagonale, et correspond aux parties réelles et imaginaires du terme supplémentaire dans 1.29, respectivement. Quant aux états propres, ils sont un mélange de K^0 et $\overline{K^0}$, comme dans 1.26. Une conséquence de 1.29 est que $p_L{=}p_S$ et $q_L{=}{-}q_S$. On peut donc écrire

$$|K_S\rangle = p\left|K^0\right\rangle + q\left|\overline{K^0}\right\rangle \tag{1.30}$$

$$|K_L\rangle = p\left|K^0\right\rangle - q\left|\overline{K^0}\right\rangle \tag{1.31}$$

avec la relation suivante :

$$\frac{p}{q} = \sqrt{\frac{m + \frac{i}{2}\gamma}{m^* + \frac{i}{2}\gamma^*}} \tag{1.32}$$

Si on considère maintenant le cas où la symétrie $\mathcal{CP}$ est respectée, et qui implique $m = m^*$ et $\gamma = \gamma^*$, $|p| = |q|$, on voit que les états physiques K_L et K_S coïncident avec les états propres de $\mathcal{CP}$ et correspondent à des mélanges de K^0 et $\overline{K^0}$ en proportions égales. Dans la phase où p et q sont réels, on a alors

$$|K_S\rangle = \frac{|K^0\rangle + \left|\overline{K^0}\right\rangle}{\sqrt{2}} \tag{1.33}$$

$$|K_L\rangle = \frac{|K^0\rangle - \left|\overline{K^0}\right\rangle}{\sqrt{2}} \tag{1.34}$$

$$\tag{1.35}$$

Par contre, si on relâche la condition d'invariance sous $\mathcal{CP}$, on n'a plus $|p|^2 = |q|^2$. On peut alors quantifier leur différence à travers un "paramètre de mélange" $\tilde{\varepsilon}$, défini comme

$$\tilde{\varepsilon} = \frac{q-p}{p+q} \tag{1.36}$$

$$\frac{p}{q} = \frac{1-\tilde{\varepsilon}}{1+\tilde{\varepsilon}} \tag{1.37}$$

Les états physiques s'écrivent alors en fonction des états propres d'étrangeté,

$$|K_S\rangle = (1+\tilde{\varepsilon})\left|K^0\right\rangle + (1-\tilde{\varepsilon})\left|\overline{K^0}\right\rangle \tag{1.38}$$

$$|K_S\rangle = (1+\tilde{\varepsilon})\left|K^0\right\rangle - (1-\tilde{\varepsilon})\left|\overline{K^0}\right\rangle \tag{1.39}$$

ou, en fonction des états propres de $\mathcal{CP}$,

$$|K_S\rangle = \frac{|K_1\rangle + \tilde{\varepsilon}\,|K_2\rangle}{\sqrt{1+|\tilde{\varepsilon}|^2}} \tag{1.40}$$

$$|K_L\rangle = \frac{|K_2\rangle + \tilde{\varepsilon}\,|K_1\rangle}{\sqrt{1+|\tilde{\varepsilon}|^2}} \tag{1.41}$$

La décomposition 1.40 des $K_{L,S}$ en fonction des états propres sous $\mathcal{CP}$ correspond bien à la description phénoménologique de violation de $\mathcal{CP}$ déjà entrevue: les états physiques K_L et K_S sont un mélange d'états propres de $\mathcal{CP}$. Si en plus $|\tilde{\varepsilon}| \ll 1$, la composante de K_L à plus grande amplitude est impaire sous $\mathcal{CP}$ et donne lieu principalement à des états finals en trois pions. Cependant, K_L possède aussi une faible composante paire d'amplitude $\tilde{\varepsilon}$, et qui donc rend compte de sa désintégration en deux pions.

Il convient de signaler que la définition de $\tilde{\varepsilon}$ montre qu'il ne s'agit pas d'une observable; en effet la phase relative entre K^0 et $\overline{K^0}$ étant arbitraire, celle de $\tilde{\varepsilon}$ l'est aussi. Le rapport d'asymétrie p/q est également dépendant de cette phase arbitraire.

1.4.3 Analyse en isospin

La formulation 1.40 rend compte des évidences expérimentales accumulées à ce jour sur la violation de $\mathcal{CP}$. Cependant, la description précédente ne tient pas compte des propriétés des états finals par rapport aux interactions fortes. En effet, un état final en deux pions peut correspondre à des configurations différentes de l'isospin fort.

Les pions appartiennent à la représentation triplet de l'isospin fort, et dans la convention usuelle sont donnés par

$$\left|\pi^+\right\rangle = |1;1\rangle \tag{1.42}$$

$$\left|\pi^0\right\rangle = |1;0\rangle \tag{1.43}$$

$$\left|\pi^-\right\rangle = |1;-1\rangle \tag{1.44}$$

où $|I;i\rangle$ représente la composante i du multiplet I d'isospin fort. En fonction des états propres d'isospin, la décomposition des états en deux pions donne

$$\left|\pi^+\pi^-\right\rangle = \sqrt{\frac{1}{3}}\,|2;0\rangle + \sqrt{\frac{2}{3}}\,|0;0\rangle \tag{1.45}$$

$$\left|\pi^0\pi^0\right\rangle = -\sqrt{\frac{2}{3}}\,|2;0\rangle + \sqrt{\frac{1}{3}}\,|0;0\rangle \tag{1.46}$$

où on remarque l'absence de termes avec $I = 1$. En effet, ceux-ci correspondent à des états antisymétriques sous l'échange $\pi^+ \leftrightarrow \pi^-$, et sont absents des possibles configurations finales de la désintégration d'un kaon.

On voit donc qu'en fonction de l'isospin fort de l'état final la désintégration des kaons en deux pions se décrit à l'aide de quatre amplitudes de transition:

$$\langle 0;0|\,\mathcal{H}_W\left|K^0\right\rangle = \mathcal{A}_0 \tag{1.47}$$

$$\langle 0;0|\,\mathcal{H}_W\left|\overline{K^0}\right\rangle = \overline{\mathcal{A}_0} \tag{1.48}$$

$$\langle 2;0|\,\mathcal{H}_W\left|K^0\right\rangle = \mathcal{A}_2 \tag{1.49}$$

$$\langle 2;0|\,\mathcal{H}_W\left|\overline{K^0}\right\rangle = \overline{\mathcal{A}_2} \tag{1.50}$$

Ces amplitudes ne sont pas toutes indépendantes entre elles. En effet, les états finals sont non seulement produits par la désintégration du kaon par interactions faibles, mais sont aussi sensibles aux effets des interactions fortes.

Si on ne tient pas compte des interactions fortes, les amplitudes de transition $\mathcal{A} = \mathcal{A}\,(i \to f)$ et $\overline{\mathcal{A}} = \mathcal{A}\left(\bar{i} \to \bar{f}\right)$ sont reliées par $\mathcal{CPT}$:

$$\overline{\mathcal{A}} = \left\langle\bar{f}\right|\mathcal{H}_W\left|\bar{i}\right\rangle \overset{CPT}{=} \langle i|\,\mathcal{H}_W\,|f\rangle = \langle f|\,\mathcal{H}_W\,|i\rangle^* = \mathcal{A}^* \tag{1.51}$$

mais cette expression ne tient pas compte des processus d'interaction entre les hadrons présents dans les états finals. Ceux-ci peuvent agir de façon différente sur les états d'isospin différent et ainsi induire une modification de leurs phases relatives. Il convient donc de séparer les phases contribuant aux amplitudes de 1.47 selon

$$\mathcal{A}_0 = A_0 e^{i\theta_0} e^{i\phi_0} = a_0 e^{i\theta_0} \tag{1.52}$$

$$\overline{\mathcal{A}_0} = A_0 e^{i\theta_0} e^{-i\phi_0} \tag{1.53}$$

$$\mathcal{A}_2 = A_2 e^{i\theta_2} e^{i\phi_2} = a_2 e^{i\theta_2} \tag{1.54}$$

$$\overline{\mathcal{A}_2} = A_2 e^{i\theta_2} e^{-i\phi_2} \tag{1.55}$$

où $\theta_{0,2}$ correspondent aux phases fortes est sont donc les mêmes pour K^0 et $\overline{K^0}$, et $\phi_{0,2}$ sont les phases faibles. A partir de 1.40, on peut écrire les amplitudes de transition des K_L et K_S vers des états finals d'isospin déterminé

$$\mathcal{A}_S\left(I=0\right)=\left\langle 0;0\right|\mathcal{H}_W\left|K_S\right\rangle=e^{i\theta_0}\frac{\left(1+\tilde{\varepsilon}\right)A_0e^{i\phi_0}+\left(1-\tilde{\varepsilon}\right)A_0e^{-i\phi_0}}{2\sqrt{1+\left|\tilde{\varepsilon}\right|^2}} \tag{1.56}$$

$$\mathcal{A}_L\left(I=0\right)=e^{i\theta_0}\frac{\left(1+\tilde{\varepsilon}\right)A_0e^{i\phi_0}-\left(1-\tilde{\varepsilon}\right)A_0e^{-i\phi_0}}{2\sqrt{1+\left|\tilde{\varepsilon}\right|^2}} \tag{1.57}$$

$$\mathcal{A}_S\left(I=2\right)=\left\langle 2;0\right|\mathcal{H}_W\left|K_S\right\rangle=e^{i\theta_2}\frac{\left(1+\tilde{\varepsilon}\right)A_2e^{i\phi_2}+\left(1-\tilde{\varepsilon}\right)A_2e^{-i\phi_2}}{2\sqrt{1+\left|\tilde{\varepsilon}\right|^2}} \tag{1.58}$$

$$\mathcal{A}_L\left(I=2\right)=e^{i\theta_2}\frac{\left(1+\tilde{\varepsilon}\right)A_2e^{i\phi_2}-\left(1-\tilde{\varepsilon}\right)A_2e^{-i\phi_2}}{2\sqrt{1+\left|\tilde{\varepsilon}\right|^2}} \tag{1.59}$$

qui sont reliées aux amplitudes physiques de transition en deux pions par 1.45 pour donner

$$\mathcal{A}^{00}_{S,L}=\left\langle\pi^0\pi^0\right|\mathcal{H}_W\left|K_{S,L}\right\rangle=\sqrt{\frac{1}{3}}\mathcal{A}_{S,L}\left(I=0\right)-\sqrt{\frac{2}{3}}\mathcal{A}_{S,L}\left(I=2\right) \tag{1.60}$$

$$\mathcal{A}^{+-}_{S,L}=\left\langle\pi^+\pi^-\right|\mathcal{H}_W\left|K_{S,L}\right\rangle=\sqrt{\frac{2}{3}}\mathcal{A}_{S,L}\left(I=0\right)+\sqrt{\frac{1}{3}}\mathcal{A}_{S,L}\left(I=2\right) \tag{1.61}$$

et pour construire des observables il convient d'introduire les quantités η_{00} et η_{+-}, formées à partir des rapports entre les amplitudes du K_L et K_S en deux pions,

$$\eta_{00}=\frac{\mathcal{A}^{00}_L}{\mathcal{A}^{00}_S}=\varepsilon-\frac{2\varepsilon'}{1-\sqrt{2}\omega} \tag{1.62}$$

$$\eta_{+-}=\frac{\mathcal{A}^{+-}_L}{\mathcal{A}^{+-}_S}=\varepsilon+\frac{\varepsilon'}{1+\frac{\omega}{\sqrt{2}}} \tag{1.63}$$

où nous avons utilisé les définitions de ε, de ε' et ω

$$\varepsilon=\frac{\mathcal{A}_L\left(I=0\right)}{\mathcal{A}_S\left(I=0\right)} \tag{1.64}$$

$$\sqrt{2}\varepsilon'=\frac{\mathcal{A}_S\left(I=2\right)/\mathcal{A}_S\left(I=0\right)}{\mathcal{A}_L\left(I=2\right)/\mathcal{A}_S\left(I=2\right)-\mathcal{A}_L\left(I=0\right)/\mathcal{A}_S\left(I=0\right)} \tag{1.65}$$

$$\omega=\frac{\mathcal{A}_S\left(I=2\right)}{\mathcal{A}_S\left(I=0\right)} \tag{1.66}$$

On voit en particulier que ω quantifie le rapport entre les amplitudes de probabilité pour qu'un K_S se désintègre en un état final d'isospin 2, et d'isospin 0. Ce rapport ω

est de l'ordre de 0.05[15]. Ceci a l'avantage de réduire les expressions pour η, dans la limite où ω est négligeable, à

$$\eta_{00} = \varepsilon - 2\varepsilon' \tag{1.67}$$

$$\eta_{+-} = \varepsilon + \varepsilon' \tag{1.68}$$

comme à la fois η_{00} et η_{+-} sont des observables, on voit que ε et ε' le sont aussi. Leur rapport avec le paramètre de mélange $\tilde{\varepsilon}$, défini dans 1.40 dépendra de la convention de phases adoptée, puisque celui-ci n'est pas une observable. On peut montrer la relation

$$\varepsilon = \frac{\tilde{\varepsilon}\Re e\,(a_0) + i\Im m\,(a_0)}{\Re e\,(a_0) + i\tilde{\varepsilon}\Im m\,(a_0)} = \frac{\tilde{\varepsilon} + it_0}{1 + \tilde{\varepsilon}t_0} \tag{1.69}$$

où t_0 (t_2) est la tangente de la phase de a_0 (a_2). On a alors ε et $\tilde{\varepsilon}$ égaux quand t_0=0. Quant à ε', on peut montrer que

$$\varepsilon' = \frac{i}{\sqrt{2}}\left(\frac{\Re e\,(a_2)}{\Re e\,(a_0)}\right)\left(\frac{1+i\tilde{\varepsilon}t_2}{1+i\tilde{\varepsilon}t_0}\right)\left(1-\tilde{\varepsilon}^2\right)e^{i(\theta_2-\theta_0)}\frac{t_2-t_0}{(1+i\tilde{\varepsilon}t_0)\,(1+i\tilde{\varepsilon}t_2)} \tag{1.70}$$

où il est manifeste que ε' s'annule si les phases de a_2 et a_0 (ϕ_2 et ϕ_0)sont égales.

1.4.4 Evidences expérimentales

L'ensemble des définitions présentées ci dessus impose certains commentaires quant à l'origine de la non-conservation de $\mathcal{CP}$:

- Il est possible de faire un choix de phase[16] avec $t_0 = 0$ et $\varepsilon = \tilde{\varepsilon}$, comme dans 1.69. Si ε est différent de zéro, la désintégration $K_L \to 2\pi$ est une conséquence de l'asymétrie dans le mélange de K^0 et $\overline{K^0}$ dans les états physiques, ce qui fait que les amplitudes de transition d'un kaon à l'autre ne sont pas égales. On dit alors qu'on a *violation de $\mathcal{CP}$ dans le mélange* des états;
- d'autre part, une valeur non nulle de ε' équivaut à signaler la non égalité entre l'amplitude de transition $\mathcal{A} = \mathcal{A}\,(i \to f)$ et sa conjuguée de $\mathcal{CP}$, $\overline{\mathcal{A}} = \mathcal{A}\left(\overline{i} \to \overline{f}\right)$. On dit alors qu'on a *violation directe de $\mathcal{CP}$*.

La liste complète des phénomènes où la violation de $\mathcal{CP}$ est clairement mise en évidence se résume en quelques lignes[14]:

- la désintégration du K_L en deux pions:

$$\begin{array}{ll} K_L \to \pi^+\pi^- & \text{B.R. } (2.067 \pm 0.035) \times 10^{-3} \\ K_L \to 2\pi^0 & \text{B.R. } (0.936 \pm 0.020) \times 10^{-3} \end{array}$$

Dans la pratique, les quantités mesurées sont les quotients entre les rapports d'embranchement des modes qui violent et conservent $\mathcal{CP}$, pour chacun de ces modes, c'est à dire

$$\eta_{+-} = \frac{\mathcal{A}\left(K_L \to \pi^+\pi^-\right)}{\mathcal{A}\left(K_S \to \pi^+\pi^-\right)} \tag{1.71}$$

$$\eta_{00} = \frac{\mathcal{A}\left(K_L \to 2\pi^0\right)}{\mathcal{A}\left(K_S \to 2\pi^0\right)} \tag{1.72}$$

et les valeurs plus précises obtenues à ce jour donnent ($\eta = |\eta|\, e^{i\phi}$):

$$|\eta_{+-}| = (2.285 \pm 0.019) \times 10^{-3} \quad \phi_{+-} = (43.5 \pm 0.6)\ ^0 \tag{1.73}$$

$$|\eta_{00}| = (2.275 \pm 0.019) \times 10^{-3} \quad \phi_{00} = (43.5 \pm 1.0)\ ^0 \tag{1.74}$$

- l'asymétrie dans les désintégrations semileptoniques du K_L,

$$\delta_l = \frac{\Gamma\left(K_L \to l^+\nu_l\pi^-\right) - \Gamma\left(K_L \to l^-\overline{\nu}_l\pi^+\right)}{\Gamma\left(K_L \to l^+\nu_l\pi^-\right) + \Gamma\left(K_L \to l^-\overline{\nu}_l\pi^+\right)} = 2\Re e\left(\varepsilon\right) \tag{1.75}$$

  où le lepton l peut être un électron ou un muon. L'asymétrie semileptonique donne la mesure la plus précise de $2\Re e\left(\varepsilon\right)$

$$\delta_l = (3.27 \pm 0.12) \times 10^{-3} \tag{1.76}$$

- L'interférence entre K_S et K_L dans la désintégration en $\pi^+\pi^-\gamma$[17]. La distribution de temps de vol propre montre la présence d'un terme d'interférence, et l'ajustement de ce profil permet d'extraire une mesure de l'amplitude de mélange,

$$|\eta_{+-\gamma}| = (2.359 \pm 0.062) \times 10^{-3} \tag{1.77}$$

$$\phi_{+-\gamma} = (43.8 \pm 3.5)\ ^0 \tag{1.78}$$

- plus récemment, il a été reportée la mise en évidence d'une asymétrie dans la distribution de l'angle formé par le plan des pions et celui des leptons dans la désintégration $K_L \to \pi^+\pi^-e^+e^-$[18][19]. L'incertitude sur cette mesure ne permet pas encore de faire des evaluations quantitatives.

Toutes les évidences recueillies à ce jour peuvent être décrites par la seule violation de $\mathcal{CP}$ dans le mélange des états, c'est à dire par le paramètre ε

1.5 La violation de $\mathcal{CP}$ dans le modèle standard

Le modèle standard contient trois familles de champs de fermions, qui dans le secteur électrofaible sont organisés en fonction de leurs propriétés de symétrie par rapport au groupe $SU(2)_L \times U(1)_Y$. La chiralité du secteur faible est assurée par le groupement des champs chiraux gauches dans la représentation doublet de $SU(2)$, et des champs droits dans la représentation singulet.

Les champs de fermions interagissent avec le champ de Higgs à travers des couplages de Yukawa. Cette interaction lie des fermions de chiralité opposée et leur confère une masse, à travers le mécanisme de brisure spontanée de la symétrie d'isospin faible.

Le modèle standard ne pose aucune contrainte *a priori* sur les valeurs des couplages de Yukawa. Après brisure spontanée de symétrie, le lagrangien d'interaction pour le secteur des quarks prend la forme:

$$\mathcal{L}_{\mathtt{Yukawa}} = \left(1 + \frac{\phi_0}{< v >}\right)\left(\overline{u}'_L \mathbf{Y_u} u'_R + \overline{d}'_L \mathbf{Y_d} d'_R + \mathtt{h.c.}\right) \tag{1.79}$$

où les matrices Y_u et Y_d regroupent les constantes de couplage de Yukawa pour les champs de quarks, écrits comme états propres du groupe de jauge électrofaible, et regroupés par familles, $u' = (u, c, t)$ et $d' = (d, s, b)$. Les états propres s'obtiennent par rotation dans l'espace de famille pour rendre les matrices Y diagonales,

$$u_{L,R} = U_{L,R} u'_{L,R}\ ,\ \ d_{L,R} = D_{L,R} d'_{L,R} \tag{1.80}$$

Le point important est de remarquer que la présence d'un couplage de Yukawa complexe implique une violation de $\mathcal{CP}$. En effet, un terme de masse pour deux groupes de fermions arbitraires ψ_1 et ψ_2 s'écrit

$$\overline{\psi}_{1L} M \psi_{2R} + \mathtt{h.c.} = \overline{\psi}_1 \frac{M + M^\dagger}{2} \psi_2 + \overline{\psi}_1 \frac{M - M^\dagger}{2} \gamma_5 \psi_2 \tag{1.81}$$

où nous avons séparés explicitement les termes scalaires et pseudoscalaires: sous $\mathcal{P}$, $\overline{\psi}_1\psi_2 \to \overline{\psi}_1\psi_2$ et $\overline{\psi}_1\gamma_5\psi_2 \to -\overline{\psi}_1\gamma_5\psi_2$, et donc l'invariance sous $\mathcal{P}$ équivaut à la condition $M = M^\dagger$. De même, sous $\mathcal{C}$, $\overline{\psi}_1\psi_2 \to \overline{\psi}_2\psi_1$ et $\overline{\psi}_1\gamma_5\psi_2 \to \overline{\psi}_2\gamma_5\psi_1$, et par conséquent $\mathcal{C}$ est conservée si $M = M^\top$.

En combinant ces deux conditions, on voit que l'invariance sous $\mathcal{CP}$ requiert que tous les éléments de la matrice de masse M soient réels, $M = M^*$. Par conséquent, la présence d'une phase complexe induit une violation de $\mathcal{CP}$.

D'autre part, ces rotations agissent aussi dans le secteur des courants chargés, pour donner

$$\mathcal{L}_W = \frac{g}{\sqrt{2}}\left\{\overline{u}_L\ \gamma^\mu W_\mu\ V_{CKM}\ d_L\,(+h.c.)\right\} \tag{1.82}$$

où $V_{CKM} = U_L D_L^\dagger$, nommée matrice de mélange ou de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa[20], résume les rotations des champs de quarks nécessaires pour passer des états propres de jauge à ceux de masse. La convention usuelle veut que V_{CKM} agisse seulement sur les quarks d. Etant le produit de deux matrices de rotation, V_{CKM} est une matrice unitaire, et ses composantes sont déterminées par les valeurs des constantes de Yukawa. Cependant, tous ses degrés de liberté se sont pas physiques, puisque certaines redéfinitions des phases des champs de quarks peuvent être absorbées dans les matrices de rotation U_L et D_L. De façon générale, une matrice unitaire de dimension N possède $\frac{N(N+1)}{2}$ angles de rotation et $\frac{N(N-1)}{2}$ phases. $N-1$ phases pouvant être absorbées en redéfinissant les phases de N quarks, le nombre de phases restant dans la matrice de mélange est $\frac{(N-1)(N-2)}{2}$.

On voit donc que dans un modèle contenant trois familles de quarks la matrice de mélange possède une phase complexe irréductible. Comme la matrice de mélange se construit à partir des rotations permettant de passer de la base des états propres de jauge à celle des états propres de masse, cette phase complexe est donc présente dans les couplages de Yukawa, et implique donc une violation de $\mathcal{CP}$.

Il convient de signaler que la condition précédente n'est pas suffisante pour produire une violation de $\mathcal{CP}$; en particulier, en cas de dégénérescence des masses des quarks, ou si un des quarks a une masse nulle, le nombre de phases qui peuvent être absorbées par redéfinition des champs de quarks sera supérieur. Il resterait cependant à décrire un mécanisme qui rende compte du caractère physique de telles valeurs exactes des couplages de Yukawa, et surtout de la stabilité d'une telle configuration.

On voit donc que de façon générale, le mélange des quarks procure un mécanisme naturel de violation de $\mathcal{CP}$ dans le modèle standard, du moment que le nombre de familles est supérieur ou égal à 3.

On peut écrire la matrice V_{CKM} dans la paramétrisation de Wolfenstein[21],

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \tag{1.83}$$

$$= \begin{pmatrix} 1-\frac{\lambda^2}{2} & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1-\frac{\lambda^2}{2} & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1-\rho-i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} + \mathcal{O}\left(\lambda^4\right) \tag{1.84}$$

où les quatre constantes λ, A, ρ et η sont réélles, et cette dernière est responsable de la violation de $\mathcal{CP}$. Les mesures actuelles plus précises des éléments de V_{CKM} donnent

$$|V_{CKM}| = \begin{pmatrix} 0.9745 \to 0.9760 & 0.217 \to 0.224 & 0.0018 \to 0.0045 \\ 0.217 \to 0.224 & 0.9737 \to 0.9753 & 0.036 \to 0.042 \\ 0.004 \to 0.013 & 0.035 \to 0.042 & 0.991 \to 0.9994 \end{pmatrix} \tag{1.85}$$

La contribution dominante à la désintégration des kaons se construit au niveau des arbres, par des diagrammes “spectateur”, qui ne comportent que des couplages $V_{us}V_{ud}^*$, et sont donc réels dans la convention utilisée. Selon la saveur de la paire de fermions couplée au boson W, l'état final sera semileptonique ou en deux ou trois pions.

Des termes en V_{td} ne peuvent contribuer aux amplitudes de transition que dans des diagrammes aux ordres supérieurs. Les diagrammes responsables de la violation

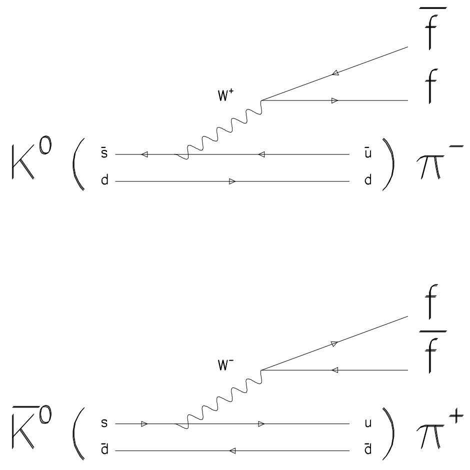


Fig. 1.3: Désintégration du kaon neutre en diagramme "spectateur".

de $\mathcal{CP}$ dans les système K^0-$\overline{K^0}$ sont de deux types:

- on a d'abord les processus "en boîte", illustrés dans la figure 1.4, qui décrivent les transitions $K^0 \leftrightarrow \overline{K^0}$ avec changement de l'étrangeté $|\Delta S| = 2$, les quarks dans l'état final pouvant se recombiner pour donner des pions chargés ou neutres. Ceci correspond à la violation de $\mathcal{CP}$ dans le mélange.

- ensuite on a les diagrammes "pingouins", représentés dans la figures 1.5, qui induisent des transitions $|\Delta S| = 1$, par échange de bosons Z^0, de photons ou de gluons, et qui correspondent à la violation directe de $\mathcal{CP}$.

On voit donc que les contributions à la désintégration du K ont trois origines: des contributions électrofaibles dues aux diagrammes en boîte et pingouins avec échange de Z^0 et γ[22], des contributions de QCD à courte distance dans les pingouins avec échange de gluons, et des contributions d'interactions fortes à longue distance. Il est donc évident que la présence de deux échelles de distance dans le calcul des contributions de QCD représente un défi de calcul pour l'extraction des observables ε et ε' du calcul des amplitudes de désintégration des kaons.

A ces difficultés s'ajoute l'introduction de certains paramètres mal connus. Les incertitudes dominantes proviennent des éléments de matrice hadronique et de la masse des quarks légers, en particulier celle du quark s. Parmi la palette d'outils

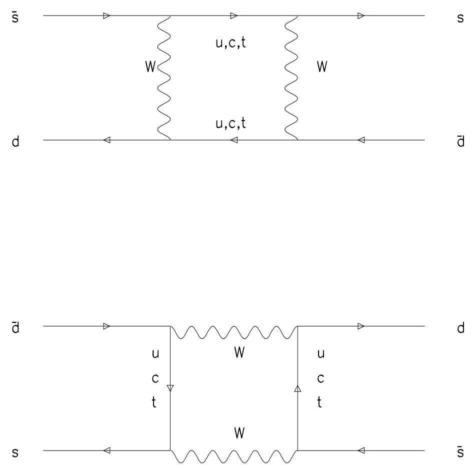


Fig. 1.4: Amplitudes de transition K^0-$\overline{K^0}$, dites diagrammes "en boîte.

$10^4 \times \varepsilon'/\varepsilon$	Reférence
$(4.6 \pm 3.0 \pm 0.4)$	[25]
(5.7 ± 3.6)	[24]
(9.1 ± 5.7)	[24]
$\left(17^{+14}_{-10}\right)$	[26]

Tab. 1.3: ε'/ε dans des calculs théoriques récents.

de calcul utilisés, on peut signaler les calculs de QCD sur réseau et la théorie des perturbations chirales[23].

Une expression très simplifiée pour ε' est

$$10^4 \times \frac{\varepsilon'}{\varepsilon} = 15\left[B_6 - Z\left(x_t\right)B_8\right]\left[\frac{\eta\lambda\left|V_{cb}\right|^2}{1.3\times10^{-4}}\right]\left[\frac{120MeV}{M_S\left(2GeV\right)}\right]^2\left[\frac{\Lambda^{(4)}_{\overline{MS}}}{300MeV}\right]^{0.8} \tag{1.86}$$

Des résultats récents sont résumés dans le tableau 1.3. Les deux résultats de la référence [24] correspondent à deux valeurs différentes de la masse du quark étrange: $M_s\left(2\ GeV\right) = (130 \pm 20)\ \ MeV$ (régle de sommation en QCD), et $M_s\left(2\ GeV\right) = (110 \pm 20)\ \ MeV$ (QCD sur réseau).

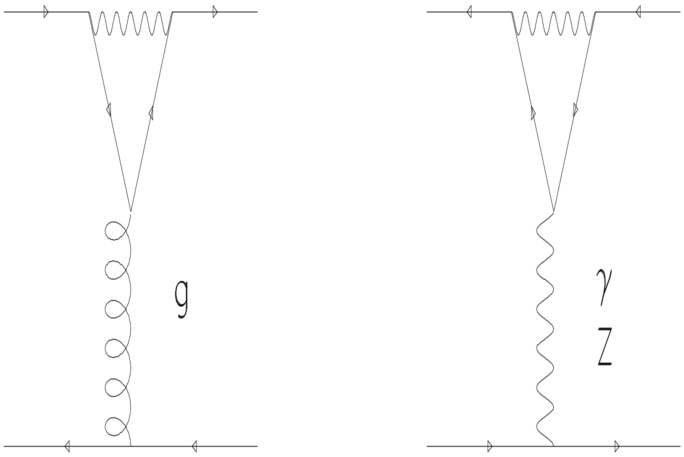


Fig. 1.5: Diagrammes “pingouins”, produisant des transitions $|\Delta S| = 1$.

$10^4 \times \Re e\,(\varepsilon'/\varepsilon)=$	(23 ± 6.5)	NA31	(CERN)
	$(7.4 \pm 5.2 \pm 2.9)$	E731	(FNAL)

Tab. 1.4: La mesure de ε'/ε dans les expériences de génération précédente.

1.6 La mesure de ε'

Le meilleur moyen d'accéder à une mesure expérimentale de ε' est à travers le “double rapport” R,

$$R = \left|\frac{\eta^{00}}{\eta^{+-}}\right|^2 = \frac{\Gamma\left(K_L \to \pi^0\pi^0\right)}{\Gamma\left(K_S \to \pi^0\pi^0\right)} \bigg/ \frac{\Gamma\left(K_L \to \pi^+\pi^-\right)}{\Gamma\left(K_S \to \pi^+\pi^-\right)} \tag{1.87}$$

qui quantifie une possible différence entre les taux de désintégration suivant les modes neutres et chargés pour les canaux qui violent et qui conservent $\mathcal{CP}$. R est donc une quantité observable, et à partir de 1.67 est lié, au premier ordre en ε', aux paramètres de violation de $\mathcal{CP}$ par

$$R = 1 - 6\Re e\left(\frac{\varepsilon'}{\varepsilon}\right) \tag{1.88}$$

Dans la pratique, la définition du double rapport présente des avantages expérimentaux certains; toutefois, la faible valeur de ε' rend extrêmement difficile cette mesure de précision.

Dans les années 1980 des efforts importants ont été menés pour mesurer le double rapport à quelques 10^{-3} près par les expériences NA31[27] au CERN et E731[28] à Fermilab. Leurs résultats finals sont sur le tableau 1.4:

Le tableau suggère plusieurs commentaires:

- les erreurs combinées sont à peu près équivalentes pour les deux expériences; toutefois, l'incertitude systématique est légèrement dominante dans l'erreur totale de la mesure de NA31, tandis que c'est l'incertitude statistique qui domine dans le cas de E731

- la compatibilité entre ces deux valeurs est assez faible: 1.8 écart type.

- la mesure de NA31 exclut une valeur nulle pour ε' à trois écarts type près, ce qui n'est pas le cas pour la mesure de E731, qui est compatible à un écart type près avec une valeur nulle.

Etant donné la différence qualitative importante entre une valeur nulle et non nulle pour ε', on comprend le besoin de procéder à une nouvelle série d'expériences, afin de diminuer d'au moins un facteur trois ces incertitudes.

Trois expériences sont en cours pour obtenir des mesures de ε'/ε:

- NA48[29] au CERN, qui sera décrite en détail au chapitre suivant.

- KTeV[30] à Fermilab. La méthode est très semblable à celle utilisée par $E731$, avec des détecteurs améliorés.

- KLOE[31] à Frascati, qui aura sa première année de prise de données en 1999.

Tout récemment, la collaboration $KTeV$ a annoncé un résultat préliminaire[32], obtenu à partir d'une fraction d'environ 20 % de leurs données. Le résultat annoncé est de

$$10^4 \times Re\,(\varepsilon'/\varepsilon) = (28.0 \pm 4.1) \tag{1.89}$$

Ce résultat étant en bon accord avec celui obtenu par NA31, on comprend bien le besoin d'obtenir des résultats complémentaires, provenant de méthodes expérimentales différentes.

2. DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL

L'expérience NA48 se propose de mesurer $Re\left(\frac{\varepsilon'}{\varepsilon}\right)$ avec une précision de 2×10^{-4}[29]. Cette mesure est obtenue à partir du double rapport R des taux de désintégration des kaons neutres K_L et K_S en deux pions, défini selon

$$\begin{aligned} R &= \left|\frac{\eta^{00}}{\eta^{+-}}\right|^2 = \frac{\Gamma\left(K_L \to \pi^0\pi^0\right)}{\Gamma\left(K_S \to \pi^0\pi^0\right)} \Big/ \frac{\Gamma\left(K_L \to \pi^+\pi^-\right)}{\Gamma\left(K_S \to \pi^+\pi^-\right)} \\ &\simeq 1 - 6Re\left(\frac{\varepsilon'}{\varepsilon}\right) \end{aligned} \tag{2.1}$$

On voit donc, comme signalé au chapitre précédent, que si les amplitudes relatives de violation de $\mathcal{CP}$ sont différentes pour les modes chargés et neutres, on trouvera $R \neq 1$, et donc une valeur non nulle de ε'. Toute la difficulté (et la beauté) de l'expérience consiste alors à s'assurer que la mesure expérimentale permet de distinguer, à 0.1 % près, si la valeur $R = 1$ est exclue ou acceptée.

Conditions de la mesure

Pour atteindre une mesure du double rapport avec la précision souhaitée, il faut satisfaire deux conditions: enregistrer un nombre très important d'événements, et minimiser les biais systématiques.

L'incertitude statistique sur la mesure du double rapport est dominée par le nombre de désintégrations $K_L \to 2\pi^0$: en effet, ce canal possède le plus faible rapport d'embranchement (environ 0.9×10^{-3}, à peu près deux fois moindre que $K_L \to \pi^+\pi^-$, l'autre canal violant $\mathcal{CP}$); d'autre part l'identification de ces désintégrations requiert la détection de quatre photons, les π^0 produits se désintégrant essentiellement suivant le mode $\pi^0 \to 2\gamma$. De façon intuitive, on peut donc dire que l'acceptance aura aussi tendance à être moindre pour les modes en quatre photons que pour les chargés, qui eux requièrent la détection de seulement deux particules, π^+ et π^-.

Si on néglige la contribution des autres modes à l'erreur statistique, on aura pour un échantillon contenant N_L^{00} événements $K_L \to 2\pi^0$ détectés,

$$\sigma_{STAT}\left(\varepsilon'/\varepsilon\right) = \frac{1}{6}\sigma_{STAT}\left(R\right) \sim \frac{1}{6\sqrt{N_L^{00}}} \tag{2.2}$$

et il faut donc atteindre au moins $N_L^{00} \sim 3 \times 10^6$ pour obtenir l'incertitude statistique souhaitée.

L'expérience NA31 comptait 428000 événements $K_L \to 2\pi^0$, et la mesure avait une erreur statistique de 5.0×10^{-4}. La précision à atteindre pour NA48 requiert donc d'augmenter la statistique à utiliser par un facteur d'environ 10, et donc d'enregistrer plusieurs millions d'événements $K_L \to 2\pi^0$.

Pour minimiser l'erreur systématique, il convient d'exploiter le fait que la mesure du double rapport permet, en principe, de compenser une bonne part des biais, quand ils sont communs soit aux modes chargés (ou neutres), soit aux deux faisceaux, de sorte qu'ils s'annulent dans le double rapport.

Les différentes contributions à l'incertitude systématique du résultat de l'expérience NA31 ont été quantifiées, selon leur importance relative, comme suit:

1. une possible différence dans les échelles d'énergie pour les modes neutres et chargés;

2. le bruit de fond sous le signal $K_L \to 2\pi^0$, constitué de désintégrations $K_L \to 3\pi^0$ où seulement quatre des photons sont détectés;

3. le bruit de fond de désintégrations en trois corps sous le signal $K_L \to \pi^+\pi^-$, essentiellement crée par les canaux semileptoniques du K_L.

4. une différence dans l'activité accidentelle dans les détecteurs, produisant un effet différent sur les K_L et les K_S.

Cette analyse a fortement contribué à la compréhension et à la réduction des deux premières contributions.

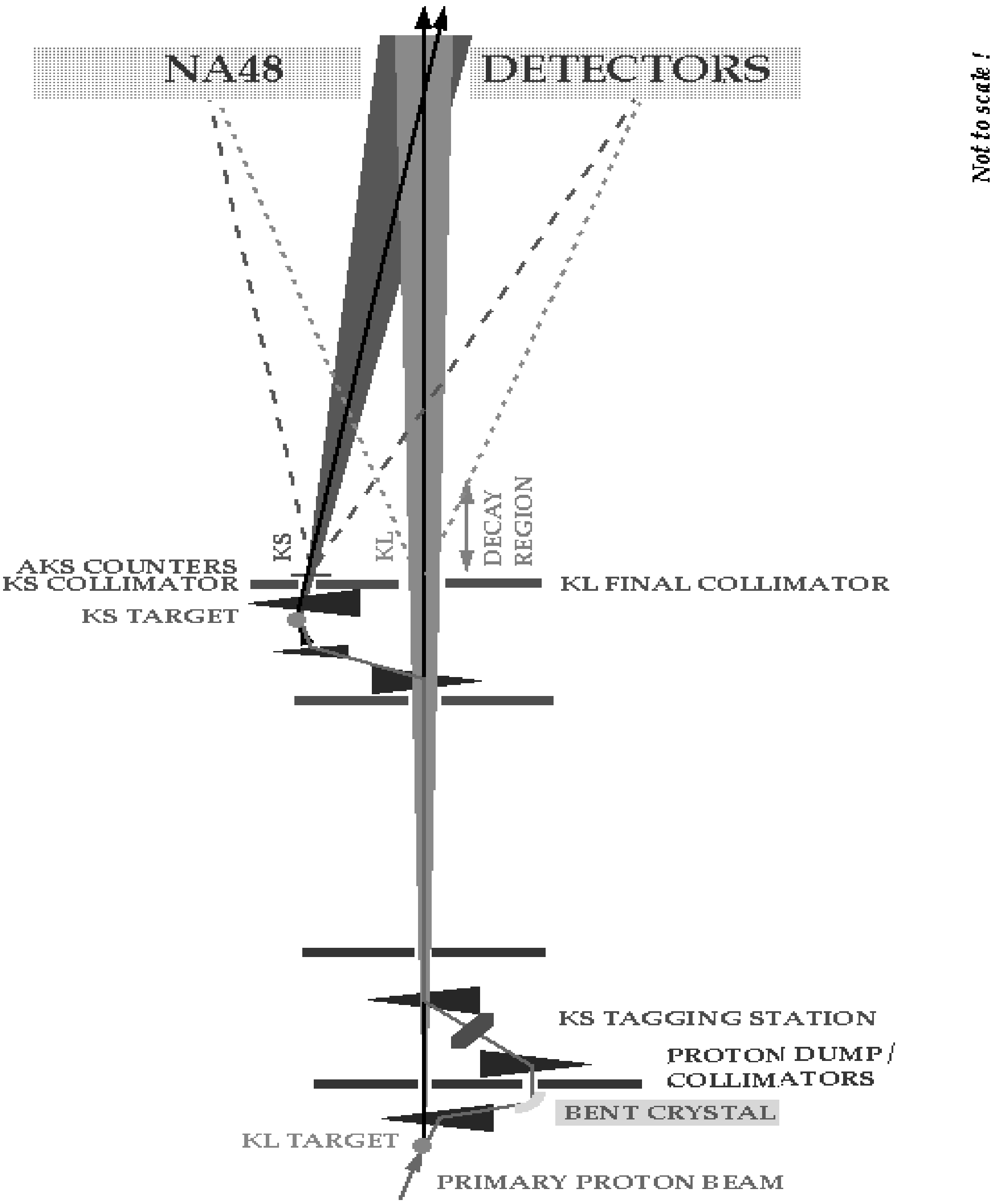


Fig. 2.1: Schéma général de l'expérience NA48, qui montre la ligne de production des deux faisceaux simultanés.

2.1 Principe général de NA48

L'idée générale de l'expérience est d'utiliser deux faisceaux quasi-collinéaires, dits K_L et K_S, et de mesurer les quatre modes présents dans le double rapport simultanément, à l'aide d'un spectromètre magnétique pour les deux modes chargés, et d'un calorimètre à krypton liquide pour les neutres; en outre. afin d'identifier le faisceau d'origine des événements enregistrés, un dispositif de scintillateurs, nommé étiqueteur ou *tagger*, détecte le passage de protons vers la cible de production des K_S.

Une vue simplifiée de la ligne des faisceaux est représentée sur la figure 2.1. Les deux faisceaux de kaons neutres sont produits par collision de protons en provenance du SPS sur des cibles de béryllium. En résumé, le faisceau de protons rencontre une première cible, nommée K_L, située en amont des détecteurs; ensuite, une fraction des protons n'ayant pas interagi dans la première cible est déviée à travers un cristal courbé pour être dirigée, d'abord vers le tagger, puis vers une deuxième cible, dite K_S. Chaque faisceau de kaons est défini par collimation d'une partie de l'ensemble des particules neutres sortant de chaque cible. La collimation est faite de telle sorte que les deux faisceaux soient aussi collinéaires que possible, et pointent ensemble vers la zone des détecteurs.

La présence du tagger dans la ligne des protons en direction de la cible K_S permet de distinguer le faisceau d'origine des kaons dont on détecte les produits de désintégration: quand l'activité dans les détecteurs coïncide en temps avec celle du tagger, les événements sont identifiés comme K_S; en cas contraire, ils sont considérés K_L.

2.1.1 Avantages systématiques de la méthode

Comme la mesure des quatre modes se fait en simultané, les effets d'efficacité des détecteurs (et surtout leurs possibles variations en temps) affecteront de la même manière la détection du mode concerné (chargé ou neutre) pour les deux faisceaux; nous disons que la mesure est "symétrique K_L-K_S".

D'autre part, la fraction irréductible de faux étiquetages, due aux coïncidences fortuites entre l'activité dans le tagger et le faisceau K_L, sera indépendante du canal de désintégration du K_L et est donc "symétrique chargé-neutre". De même, des possibles variations en temps d'un des faisceaux produiront un effet qui se compense dans le rapport de ses deux modes.

Les acceptances étant des fonctions de l'impulsion initiale et du point de désintégration des kaons, la production des deux faisceaux est ajustée afin de rendre les spectres aussi semblables que possible; de même, pour compenser la différence intrinsèque entre les distributions longitudinales des deux faisceaux (due à la très différente durée de vie des K_S et K_L), une méthode de pondération en fonction

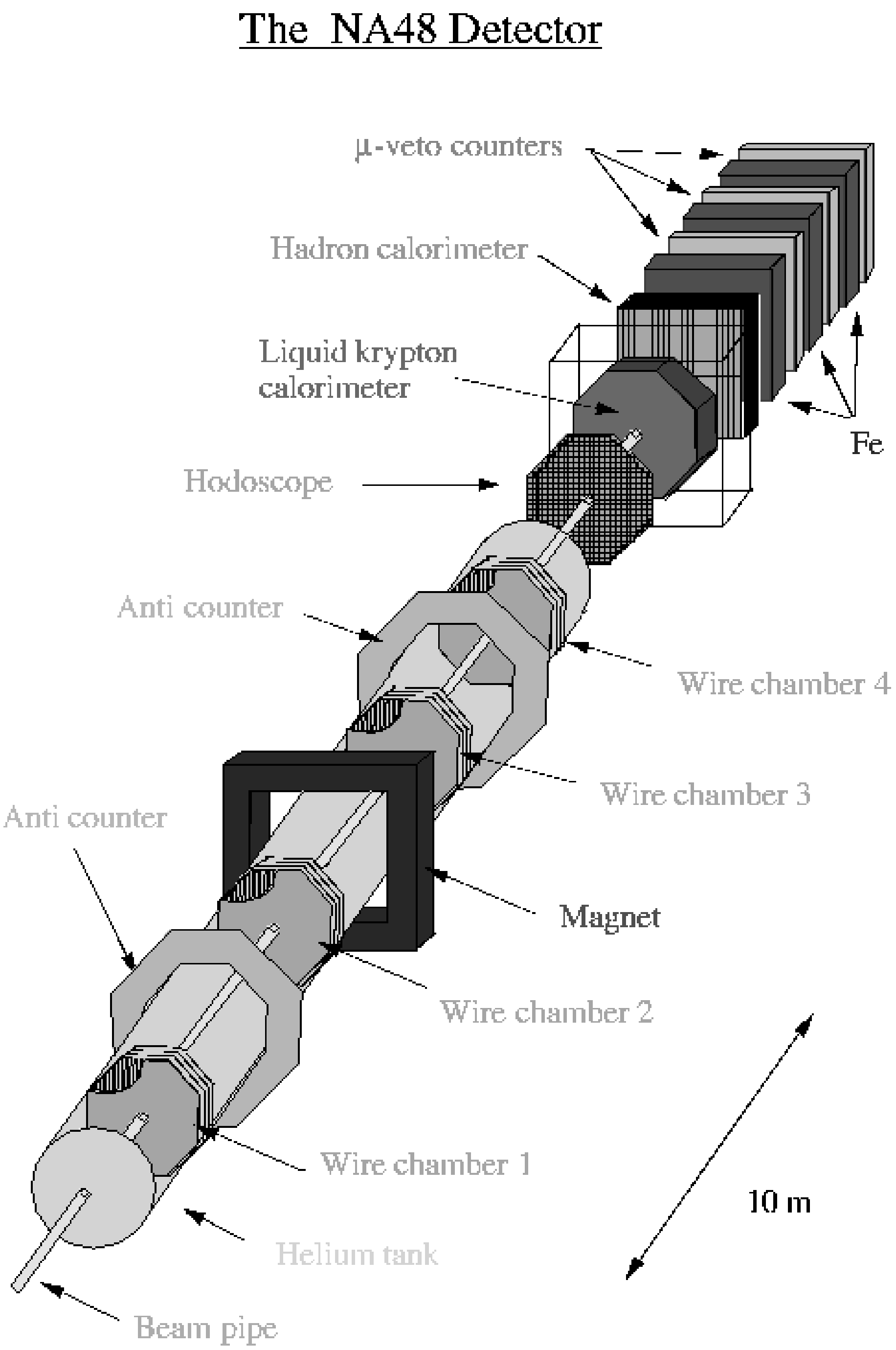


Fig. 2.2: Vue d'ensemble du détecteur NA48.

des durées de vie relatives est proposée. De cette façon, une évaluation du double rapport par intervalles d'impulsion minimise les différences d'acceptance entre les deux modes chargés, et entre les deux modes neutres, à l'intérieur de chaque intervalle. La méthode de pondération induit une petite augmentation de l'incertitude statistique sur la mesure du double rapport.

2.1.2 Défis et difficultés

Pour produire un taux d'événements semblables pour K_L et K_S, les intensités des deux faisceaux doivent être très différentes, afin de compenser la faible valeur du rapport d'embranchement des K_L en deux pions. Ceci requiert un faisceau K_L à haute intensité, d'où l'exigence de détecter les événements intéressants dans un environnement à haut taux de comptage.

Tous ces besoins montrent l'importance de recourir à des détecteurs à haute efficacité, grande stabilité en temps, rapides et d'excellente résolution. La figure 2.2 donne une vue d'ensemble des détecteurs de NA48, et leurs positions sont indiquées en détail sur la figure 2.3. Les paragraphes suivants décrivent ces différentes composantes de l'expérience: la ligne des faisceaux, les détecteurs, et les systèmes de déclenchement et d'acquisition des données.

2.2 Les faisceaux de Kaons

Les protons utilisés dans NA48 proviennent de P42, l'un des faisceaux secondaires issus du SPS. Un *burst*, ou cycle complet de déversement des protons, a une durée de 14.4 secondes, et contient deux phases: d'abord les protons sont accélérés jusqu'à une énergie de 450 GeV, puis ensuite ils sont extraits vers les divers faisceaux qui fournissent les expériences à cible fixe. La durée de la phase de déversement dure 2.4 secondes. L'intensité du faisceau P42 est de 1.5×10^{12} protons par burst.

Les deux cibles pour la production des kaons sont semblables: ce sont des barres cylindriques de béryllium, d'un diamètre de 2 mm et de longueur de 400 mm. La longueur d'interaction du béryllium étant de 40.7 cm, on obtient avec ces cibles une bonne efficacité d'interaction (~ 0.4), tout en maintenant un nombre réduit d'interactions secondaires.

La figure 2.4 représente un schéma de la production des faisceaux de kaons par collisions sur la cible. L'angle θ entre le faisceau de protons et l'axe de la cible permet d'ajuster le spectre de production des kaons. La distribution du spectre de production des K^0-$\bar{K^0}$ par élément d'impulsion et par élément d'angle, est donnée par [33]

$$\frac{d^2N}{dpd\Omega} = \eta \frac{p^2}{4p_0} \left[Ae^{-\left(\alpha\frac{p}{p_0}+\beta p^2\theta^2\right)} + Be^{-\left(\gamma\frac{p}{p_0}+\delta p^2\theta^2\right)} \right] \tag{2.3}$$

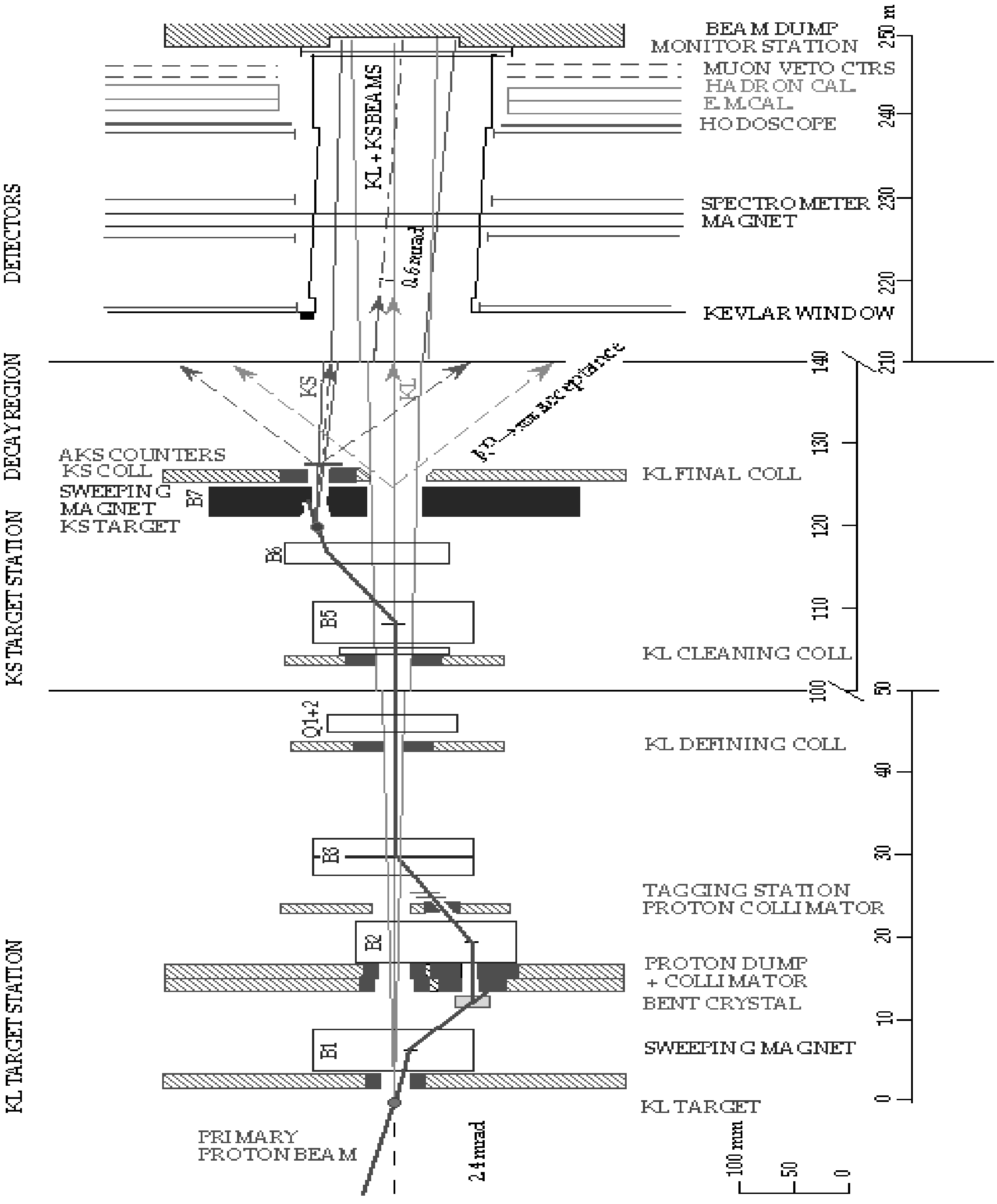
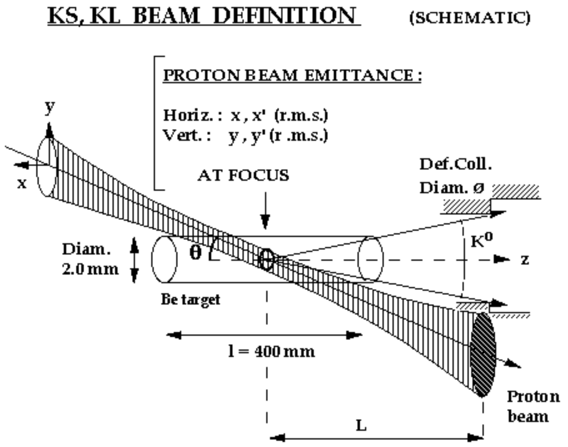


Fig. 2.3: Vue détaillée sur les composantes de l'expérience.



	HORIZONTAL RMS x (mm)	, x' (mrad)	VERTICAL RMS y (mm)	, y' (mrad)	CENTRAL PRODN ANGLE θ (mrad)	L (m)	Ø (mm)
K_L :	≈ 0.2 ,	≈ 0.4	≈ 0.3 ,	≈ 0.1	2.4	40.62	12.2
K_S :	≈ 0.2 ,	≈ 0.02	≈ 0.3 ,	≈ 0.1	4.2	4.80	3.6

$K_L = K_S$ PRODUCTION $= {}^1/_2 (K^0 + \overline{K^0}) \approx {}^1/_4 (K^+ + 3\,K^-)$

$$\frac{d^2N}{dp\,d\Omega} = \eta\,\frac{p^2}{4p_0}\left[1.30\,e^{-(8.5\,p/p_0 + 3\,p^2\theta^2)} + 4.35\,e^{-(13\,p/p_0 + 3.5\,p^2\theta^2)}\right]$$

K_L or K_S / GeV·steradian / incident proton, $p_0 = 450$ GeV/c with target efficiency $\eta = 0.4$

Fig. 2.4: Production des faisceaux de kaons. L'angle de production θ est entre la direction d'incidence des protons et l'ouverture de collimation des kaons.

Le faisceau P42 atteint la cible K_L avec un angle d'incidence de 2.4 $mrad$ par rapport à l'axe de la cible. Juste face à la cible on trouve un premier collimateur en cuivre, afin d'arrêter les nombreux pions et kaons chargés produits avant qu'ils ne produisent des muons en se désintégrant. Après le collimateur se trouve un premier aimant à balayage, nommé $B1$, qui dévie les particules chargées produites, dont les protons qui n'ont pas subi d'interaction dans la cible. L'aimant $B1$ induit sur ces protons primaires une déviation de 7.2 $mrad$ et les dirige vers un cristal courbé [34]. Une fraction seulement des protons incidents suit la courbe du réseau cristallin, et est ainsi déviée par effet de canalisation. Le cristal courbé est représenté sur la figure 2.5. Son choix permet de combiner plusieurs caractéristiques intéressantes:

- Les protons sont déviés sans annuler l'effet de balayage de $B1$ sur les autres particules chargées.

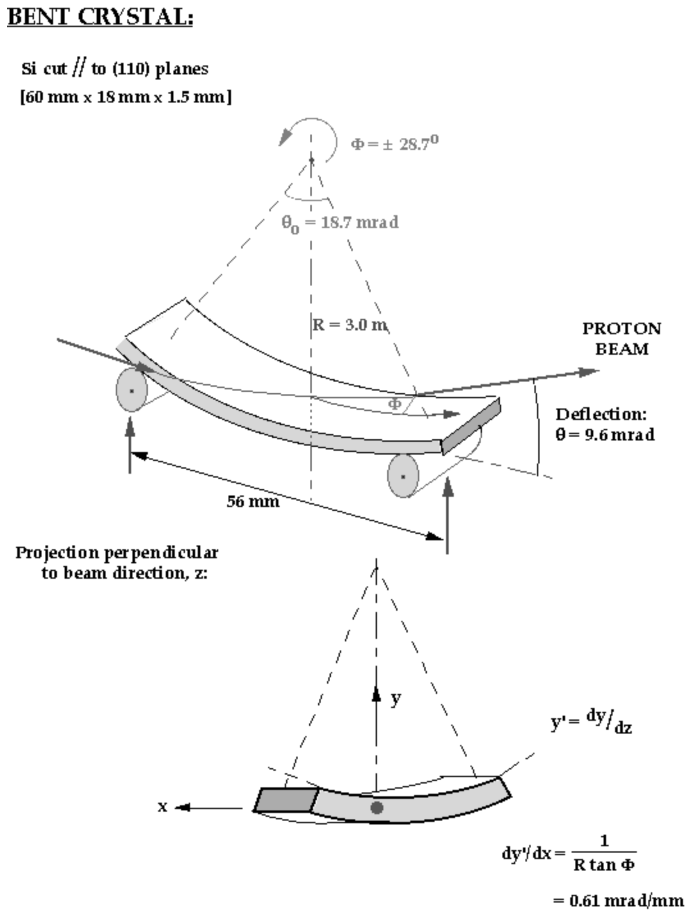


Fig. 2.5: Le cristal courbé.

- Pour une longueur de 6 *cm*, l'angle de courbure du cristal est de 16 *mrad*; une telle déviation sur des protons à 450 *GeV* équivaut à l'effet d'un champ magnétique de plusieurs centaines de *Tesla*. Qui plus est, la déviation subie par les protons peut être réglée en faisant pivoter le cristal pour modifier la longueur effective de canalisation.

- De même, la fraction des protons canalisés, qui peut aller jusqu'à quelques pour cents, est fonction de l'angle d'incidence des protons sur la surface du cristal, et peut être réglée autour de 5×10^{-5}, qui correspond aux intensités relatives de K_L et de K_S à produire. Ceci a aussi l'avantage de diminuer le taux de passage de protons par le tagger.

Le lot de particules neutres produites sur la cible K_L, essentiellement des photons et des neutrons, mais aussi des hadrons neutres, kaons et Λ, illumine un jeu de deux

TAXes situé à quelques 15 m en aval de la cible K_L, et dont les trous peuvent être déplacés afin de permettre le passage des particules neutres pointant en direction de la ligne de faisceau, ainsi que des protons déviés par le cristal, ou d'arrêter soit l'un de ces deux faisceaux, soit les deux. La figure 2.6 montre la disposition des éléments décrits.

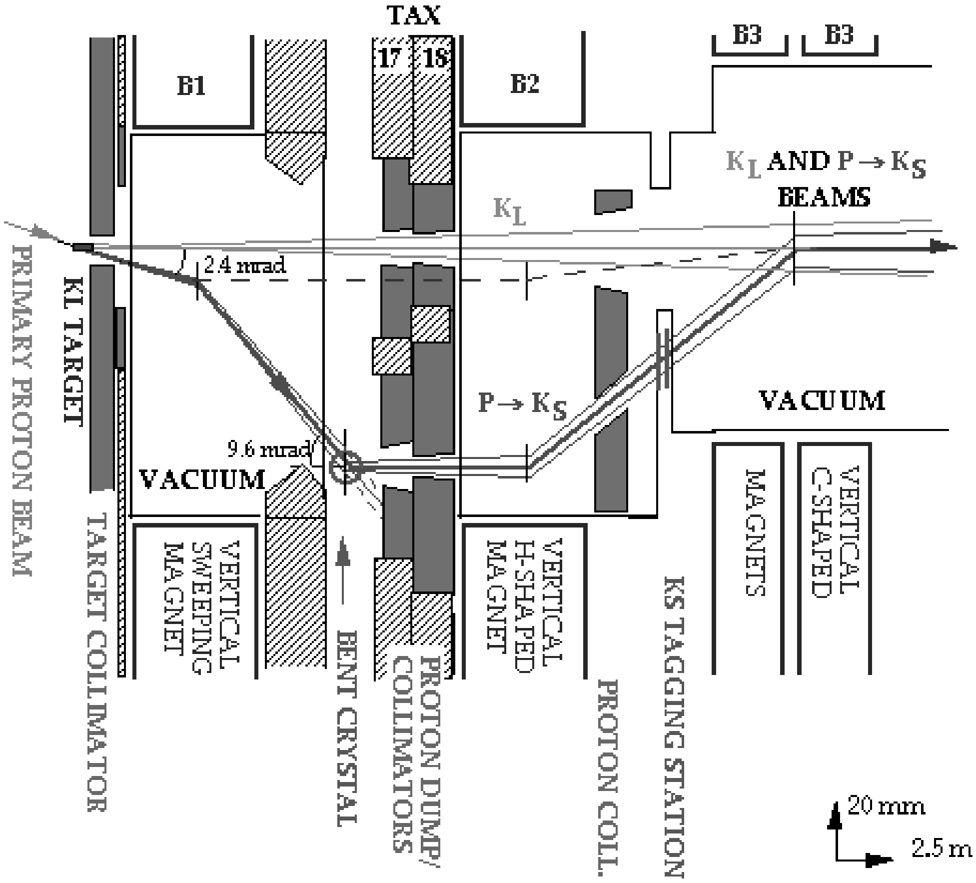


Fig. 2.6: Eléments de collimation du faisceau K_L, et production du faisceau secondaire de protons.

Le faisceau de particules neutres va rencontrer une série de trois collimateurs, situés à 40, 100 et 120 m de la cible, et nommés respectivement collimateur de définition, de nettoyage et final. Le collimateur de définition, qui est le plus étroit des trois, a un diamètre de 12.2 mm, et forme un faisceau neutre de 0.15 $mrad$, nommé faisceau K_L, car après un trajet de 120 m, l'essentiel des K_S (ainsi que des Λ) produits dans la cible K_L aura disparu, et les produits de sa désintégration auront été absorbés. Le collimateur final possède une ouverture plus large.

Quant au faisceau de protons, il est dévié après les TAXes par un aimant, nommé $B2$, pour passer par un collimateur, puis par le tagger. $B3$, un nouvel aimant remet le faisceau de protons en ligne avec le faisceau K_L. Les protons sont focalisés après le collimateur de définition par des quadrupôles $Q1$ et $Q2$, puis déviés avec un angle de 3.6 $mrad$ à la sortie du collimateur de nettoyage, pour atteindre la cible K_S, qui se trouve à 7.2 cm au-dessus de la ligne du faisceau K_L, et quelques centimètres en amont de position du collimateur final de ce dernier. Les K_S étant sélectionnés à un angle de 4.2 $mrad$ par rapport au faisceau de protons, le spectre des K_S produits est donc un peu plus mou, ce qui compense en partie le fait que le spectre observé de désintégration tend à être plus dur pour les K_S que pour les K_L, à cause des durées de vie très différentes.

Au niveau du collimateur final, se trouve le dernier aimant à balayage $B7$ (voir la figure 2.8), ce qui permet d'absorber dans le collimateur les particules chargées produites dans la cible K_S, ainsi que les protons restants. Les particules neutres sont collimées, puis rencontrent un anticompteur, qui définit le début de la région dite fiducielle. Les particules produites par les kaons qui se désintègrent dans la région fiducielle sont identifiées par une série de détecteurs.

2.3 Les détecteurs

2.3.1 Le tagger

Le tagger, ou étiqueteur[35][36], est situé à la sortie des protons déviés par le cristal courbé. C'est un ensemble de scintillateurs placés le long de la ligne du faisceau de protons, dont le but est d'identifier le passage des protons vers la cible K_S. Le tagger est représenté sur la figure 2.7.

Les signaux produits par les protons permettent de mesurer le temps de passage. Ce temps est ensuite comparé au temps de mesure des produits de désintégration des kaons dans les détecteurs, afin d'identifier l'origine des kaons. Si ces deux mesures coïncident dans les résolutions en temps du tagger et des détecteurs, l'événement est étiqueté K_S. Autrement, ce sera un K_L.

Pour signer le passage des protons, 12 scintillateurs horizontaux et 12 verticaux s'alternent le long du faisceau. Les scintillateurs ont une surface de $14 \times 4\ mm^2$, et sont placés en formant une grille qui couvre complètement le profil du faisceau, avec un certain recouvrement pour assurer une détection efficace. La figure 2.7 montre aussi une section du plan des scintillateurs du tagger.

L'intensité étant de 3×10^7 protons par burst, on a cherché à réduire les taux de comptage à environ 1 MHz par scintillateur. Pour cela, on tient compte du profil à peu près gaussien du faisceau, et on place des scintillateurs de largeurs variables selon leur position par rapport au faisceau. Les largeurs vont de 200 μm pour les plaques couvrant le centre du faisceau, jusqu'à 3000 μm pour les plus périphériques.

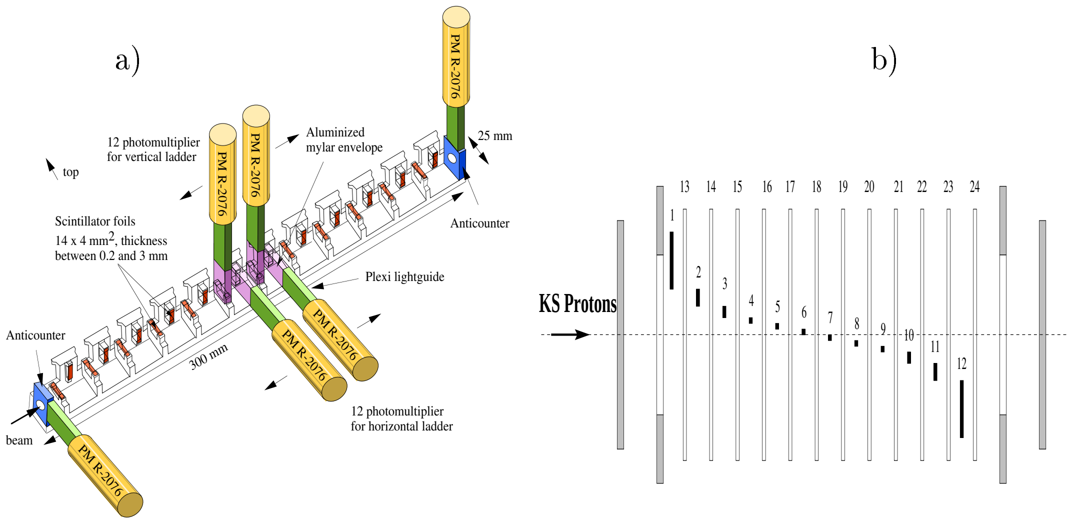


Fig. 2.7: Le tagger (a), et vue de profil des scintillateurs (b).

A la sortie de chaque scintillateur se trouve un photomultiplicateur pour amplifier le signal, connecté à une paire de convertisseurs analogiques-numériques (FADC) à 480 MHz, qui en alternance donnent un échantillonage effectif de l'ordre du GHz. Cet échantillonage permet de séparer deux protons à partir de 5 ns de séparation, et d'obtenir une résolution sur la mesure du temps d'un proton de 150 ps.

2.3.2 L'anticompteur AKS

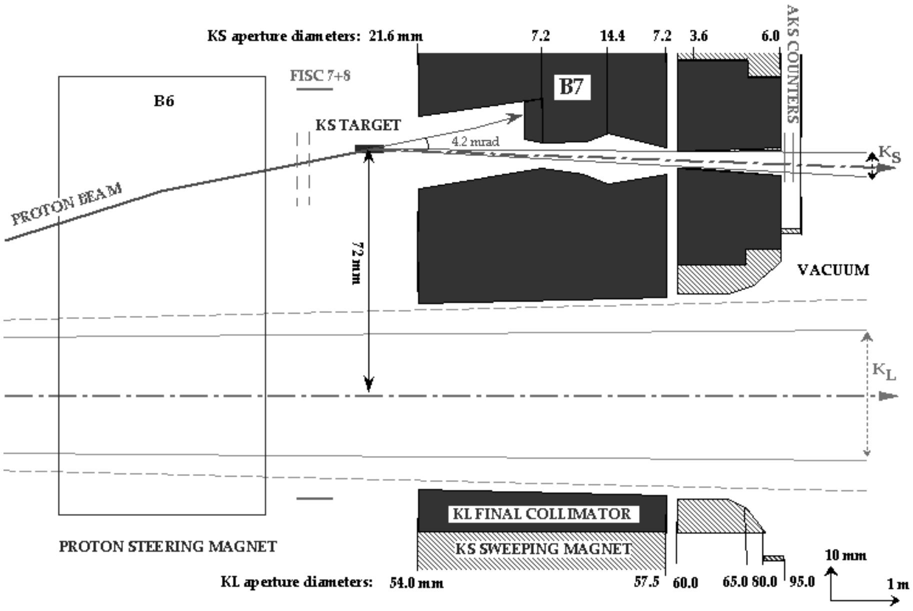
L'anticompteur AKS[37] est un dispositif de scintillateurs plus un convertisseur, dont le but est de définir le début de la région fiducielle en rejetant les désintégrations produites entre la cible K_S et l'anticompteur. L'importance de l'anticompteur tient à la courte durée de vie du K_S: la grande majorité des désintégrations du K_S qui seront détectées ont lieu quelques mètres en amont de la cible de production. Par conséquent, une petite incertitude sur la définition de la région fiducielle peut modifier sensiblement le nombre de désintégrations acceptées. L'anticompteur est donc utilisé en mode véto dans la sélection des événements pour la mesure du double rapport.

L'anticompteur permet aussi de mesurer directement les échelles d'énergie des détecteurs neutres et chargés.

La figure 2.8 montre le dispositif de collimation en aval de la cible K_S. L'anticompteur se trouve à environ 6 mètres de la cible K_S, ce qui pour un kaon à 100 GeV correspond environ à une durée de vie. Cette distance est un compromis entre les besoins pour le nettoyage et la collimation du faisceau K_S, qui s'améliorent avec un bras de levier supérieur, et le nombre de désintégrations en amont de l'anticompteur.

L'anticompteur est fait d'un scintillateur annulaire et d' un cristal d'iridium suivi par trois scintillateurs, comme le montre la figure 2.8. Le passage des particules

(a)



b)

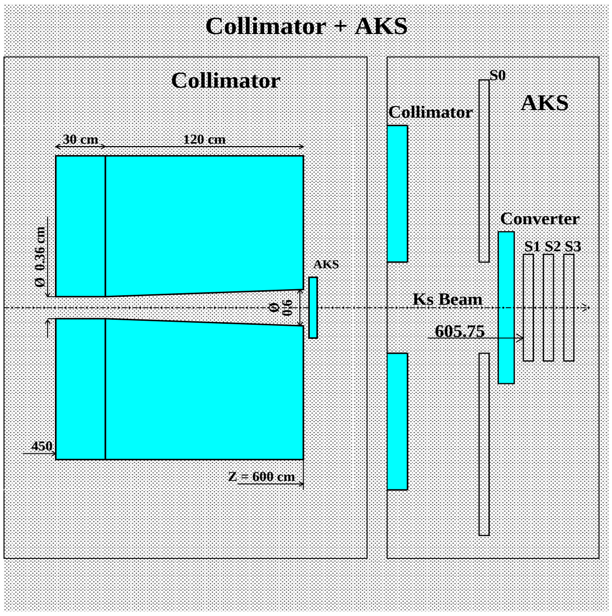


Fig. 2.8: Vue en détail de la zone de production du faisceau K_S (a), et de l'anticompteur AKS (b).

chargées produit directement un signal dans les scintillateurs. Le cristal provoque la conversion des photons et les électrons et positrons produits induisent un signal dans les scintillateurs. L'efficacité de l'anticompteur dépend du mode de désintégration, puisque les photons doivent être convertis avant les scintillateurs. Le choix du cristal d'iridium, par rapport à un matériel amorphe, fut motivé par sa plus grande probabilité de conversion à nombre égal de longueurs de radiation, qui peut être amplifiée jusqu'à un facteur 5, en fonction de l'énergie des photons et de l'angle d'incidence par rapport aux axes du cristal. Le cristal utilisé a une épaisseur de 1 $X0$ et, compte tenu du facteur d'amplification, la probabilité de convertir au moins l'un des quatre photons issus d'une désintégration neutre se produisant en amont est de 99.65%.

2.3.3 La région fiducielle

La région fiducielle est en aval du collimateur final, à partir de la position de l'anticompeur AKS. Elle est dans une enceinte sous vide, nommée *tube bleu*, d'un diamètre de 2.4 m et d'une longueur de 90 m. Autour du tube bleu se succèdent une série de scintillateurs, nommés AKL, qui sont décrits dans le paragraphe suivant.

La figure 2.9 représente la région fiducielle. En aval du tube bleu se succèdent les détecteurs, en commençant par le spectromètre magnétique. Celui-ci est plongé dans une enceinte à hélium, séparée du tube bleu par une mince fenêtre en Kevlar, d'une épaisseur de 0.9 mm, équivalant à environ 3×10^{-3} X_0.

Après la dernière chambre du spectromètre se trouve l'hodoscope chargé, qui est utilisé pour la mesure du temps des désintégrations en pions chargés, ainsi que pour le système de déclenchement de l'acquisition.

Plus en aval se trouve la calorimètre à krypton liquide, qui est le détecteur principal pour l'identification des modes neutres, puis le calorimètre hadronique et les compteurs à muons.

2.3.4 Les anticompteurs AKL

Ce sont des lattes de scintillateurs[38], placées autour du tube bleu, et qui permettent de détecter les particules sortant de la région fiducielle, et donc de réduire le bruit de fond crée par des événements dont tous les produits ne seraient pas détectés. Ceci concerne essentiellement les désintégrations $K_L \to 3\pi^0$ où au moins un des photons échapperait à la détection. Les anticompteurs K_L sont aussi utilisés pour certains modes du déclenchement.

On trouve successivement sept anneaux d'anticompteurs le long du tube bleu, commençant à quelques 35 mètres en aval de la région fiducielle (définie par la position de l'AKS), jusqu'à 108 mètres pour la dernière poche d'anticompteurs, qui correspond à la position longitudinale de la dernière chambre à fils. Les quatre premiers anneaux sont faits de 24 scintillateurs rectangulaires, et les trois derniers de

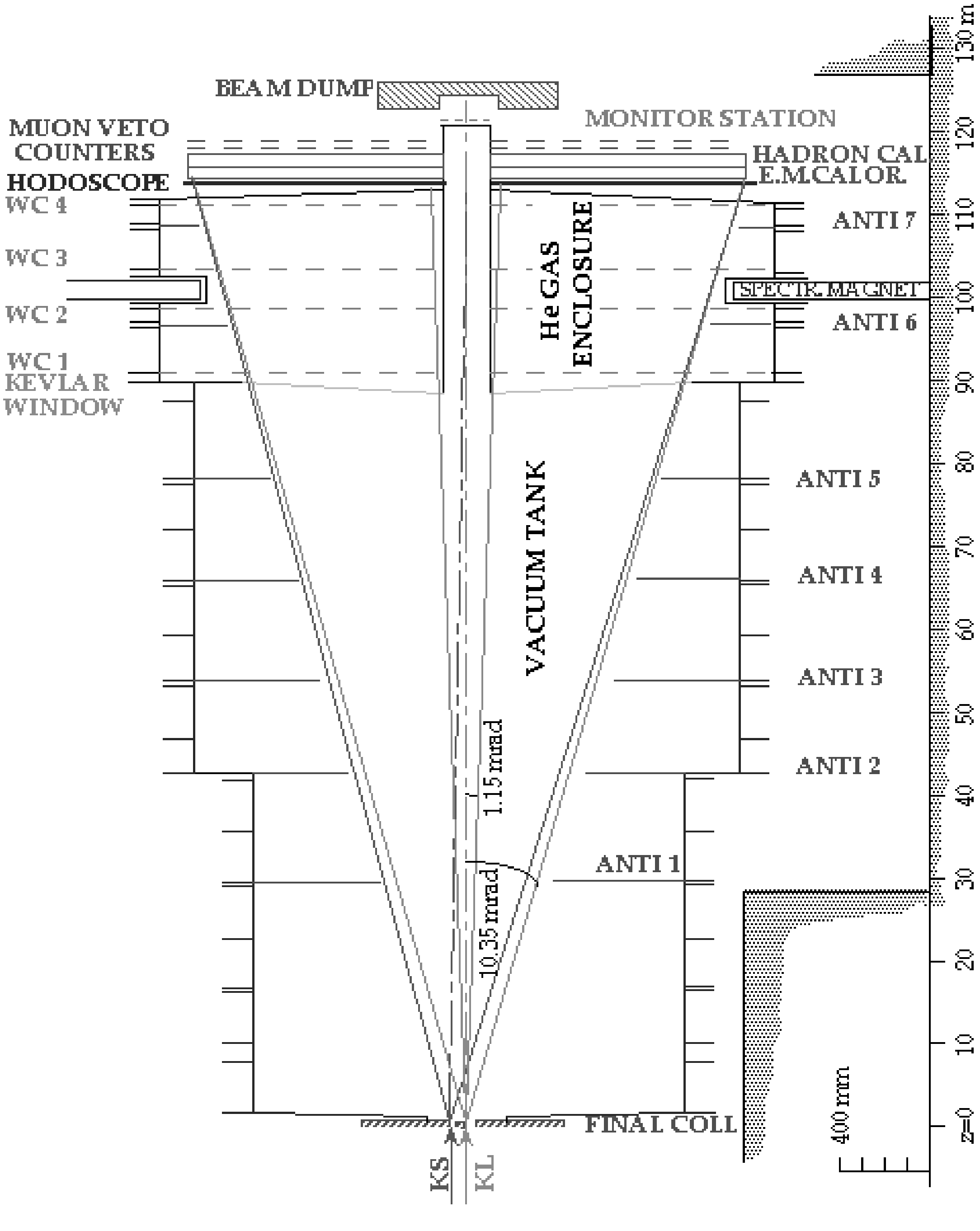


Fig. 2.9: La région fiducielle.

seize. La disposition des anneaux permet de définir une zone d'acceptance de surface octogonale.

2.3.5 Le spectromètre magnétique

Le spectromètre magnétique se situe en aval du tube bleu, plongé dans une enceinte à hélium, séparée de la région sous vide par une fenêtre en kevlar. Il se compose de quatre chambres à dérive, se succédant le long de la ligne des faisceaux (que nous nommons chambres 1, 2, 3 et 4), et d'un aimant dipolaire placé entre les chambres 2 et 3. La figure 2.10 représente un schéma des composantes du spectromètre, et la figure 2.11 montre en détail l'aimant d'analyse utilisé.

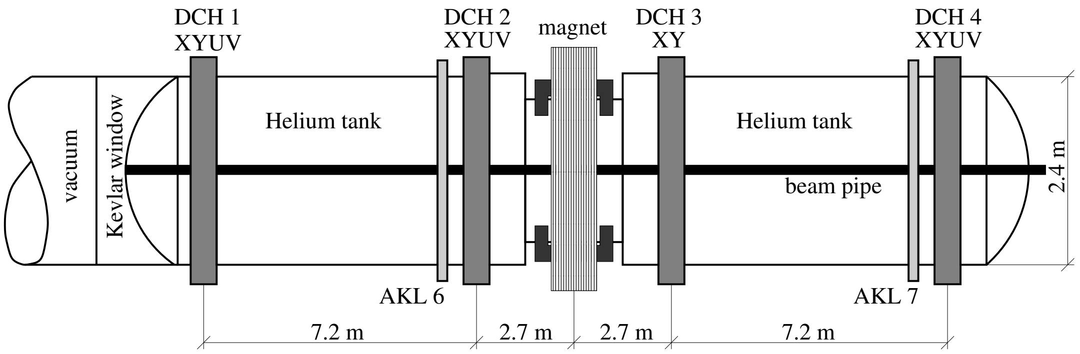


Fig. 2.10: Schéma général des composantes du spectromètre magnétique.

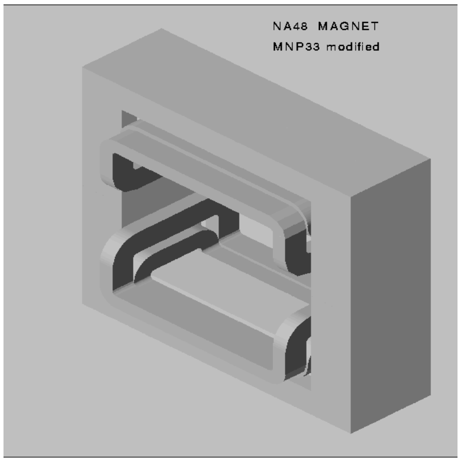


Fig. 2.11: L'aimant d'analyse.

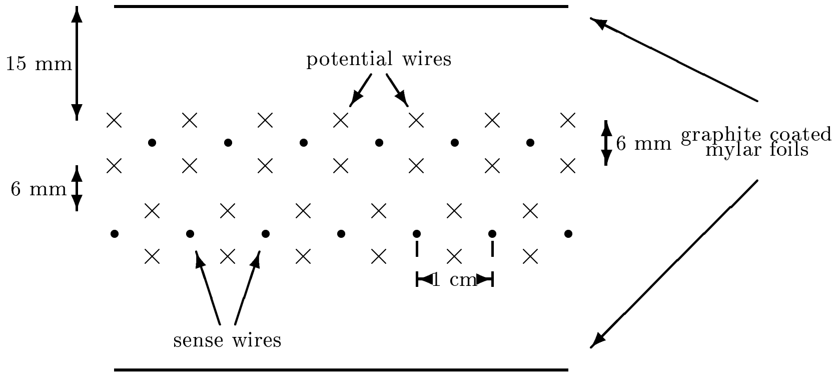


Fig. 2.12: Géométrie des fils des chambres à dérive.

L'aimant[39] a une ouverture de $2.4 \times 2.45\ m^2$, et le champ magnétique en son centre est de $0.3\,Tesla$ en direction verticale. L'intégrale de champ pour les trajectoires passant par l'ouverture est de $0.8\ Tesla \times m$, avec des inhomogénéités inférieures à 5%. L'effet de l'aimant sur les particules chargées est donc d'ajouter une impulsion transversale de 265 MeV en direction horizontale.

Les chambres[61][44] sont faites de deux fois quatre plans de fils, chaque plan ayant une orientation définie selon l'horizontale, la verticale, ou les deux directions obliques à ± 45 degrés, nommées vues X, Y, U et V, respectivement. Dans la chambre 3, seules les vues X et Y sont équipées d'électronique.

La première chambre se trouve à 91 mètres du début de la région fiducielle; elle est séparée des chambres suivantes par 9.2, 14.6 et 21.8 mètres respectivement. L'aimant est placé à mi-chemin entre les chambres 2 et 3.

Les plans de fils sont plongés dans un bain gazeux, fait à 70 % d'argon et 30 % d'éthane, et sont séparés de l'hélium de l'enceinte par des fenêtres en mylar. Le signal d'ionisation est détecté par des fils sensibles en tungstène de 20 μm de diamètre. La figure 2.12 montre la disposition des fils dans une chambre. On compte 256 fils sensibles par plan, espacés de 10 mm. Les deux plans d'une vue sont décalés de 5 mm, de façon à résoudre l'ambiguité gauche-droite. Chaque fil sensible est entouré de quatre fils potentiels de Ti-Cu, de diamètre 120 μm, et placés à une tension de $-2250\ Volt$. La construction des chambres a respecté des tolérances meilleures que 100 $\mu m/m$ dans la position absolue des fils, et de 10 $\mu m/m$ dans leur alignement.

Après préamplification, des convertisseurs TDC numérisent le signal produit dans les fils sensibles par les dépôts d'ionisation. La mesure des points de passage des traces chargées au niveaux des plans se fait en comparant les différences entre temps d'impact des traces pour des fils voisins. En connaissant le temps de dérive des signaux dans les fils, on peut remonter jusqu'au point d'ionisation.

L'extrapolation des points de passage des traces dans les chambres 1 et 2, permet de reconstruire leur point d'approche minimale, et donc de définir le vertex de désintégration du Kaon.

Pour calculer l'impulsion des traces, leurs trajectoires sont extrapolées vers l'amont en y intégrant la déviation induite par le champ magnétique, puis en ajustant leur passage par les points d'impact détectés dans la chambre 4. L'impulsion est donc définie comme le rapport entre l'intégrale de champ et l'angle total de déviation,

$$\left|\vec{P}\right| = \frac{0.3}{\theta}\int \vec{B}\cdot d\vec{l}, \tag{2.4}$$

et la charge de la particule est donnée par le produit des signes de l'angle de déviation θ et du courant qui alimente l'aimant.

La mesure de l'impulsion est soumise d'une part aux effets de précision de reconstruction des traces par les chambres, et d'autre part à la diffusion multiple des traces avec le milieu. Le premier effet est essentiellement indépendant de l'énergie des traces, tandis que la diffusion multiple est plus importante aux basses énergies. Comme l'impulsion s'obtient à partir de l'inverse de l'angle de déviation mesuré, la résolution du spectromètre se paramétrise en fonction des deux effets décrits comme

$$\frac{\sigma(p)}{p} = A_{MS} \oplus B_{DCH} \times p \tag{2.5}$$

où A_{MS} représente la contribution de diffusion multiple à la dégradation de l'impulsion, et B_{DCH} provient de la précision des mesures de position dans les chambres.

Une description plus détaillée de certaines performances des chambres à fils et du spectromètre sera illustrée dans l'analyse des données en faisceau test et de kaons.

La figure 2.13 est une photographie prise pendant la construction du détecteur. La figure 2.14 représente une coupe d'un quadrant du calorimètre.

2.3.6 L'hodoscope chargé

La mesure du temps des événements chargés est produite par un ensemble de scintillateurs, appelé hodoscope chargé [67]. Il est utilisé aussi pour la décision du déclenchement pour les modes chargés.

L'hodoscope se trouve entre la quatrième chambre à dérive et le calorimètre à krypton liquide, à 113 mètres du début de la région fiducielle. L'hodoscope se compose de deux plans de soixante-quatre scintillateurs, disposés suivant la verticale pour le premier plan (par rapport à la ligne des faisceaux), et suivant l'horizontale pour le

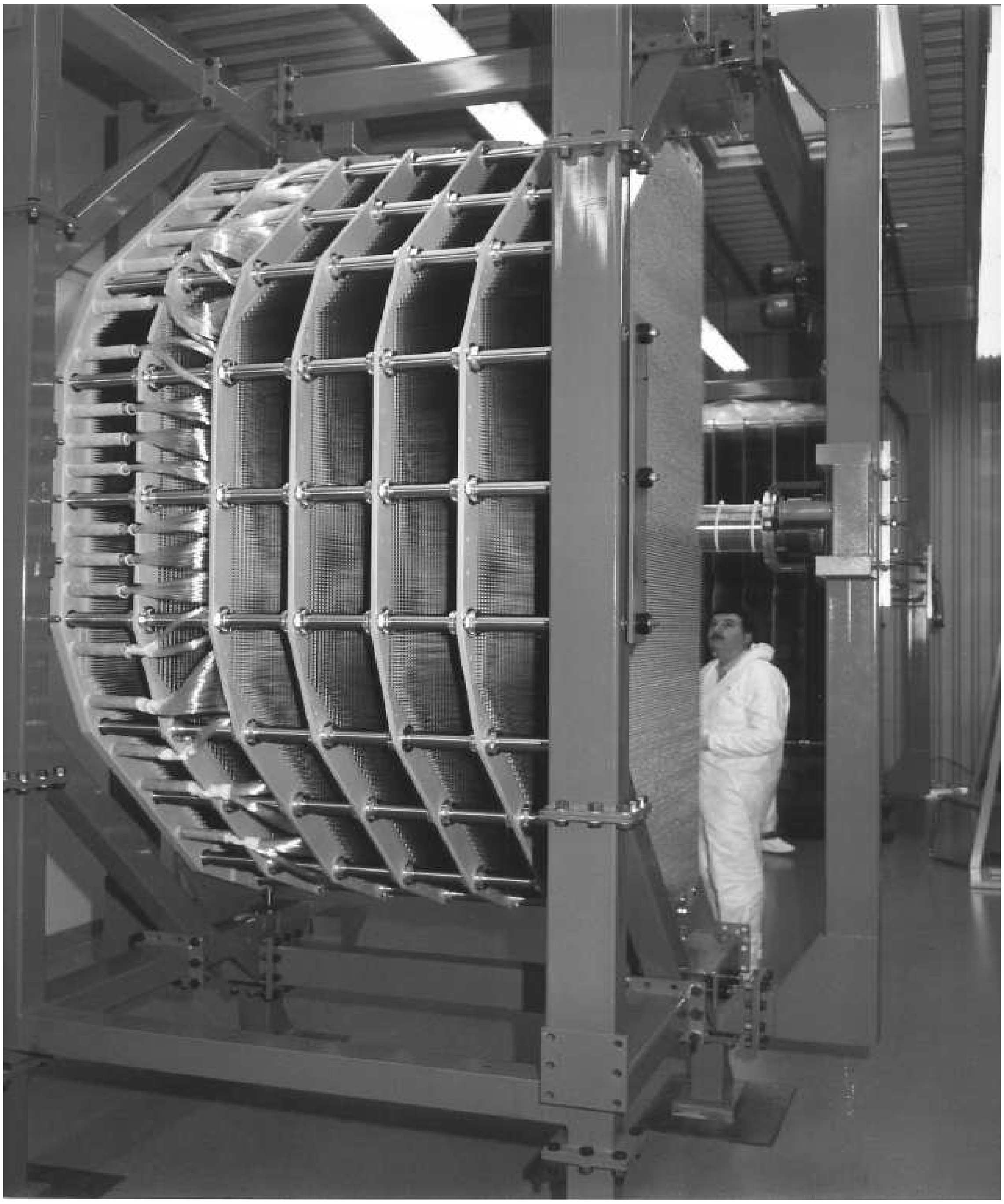


Fig. 2.13: Photographie du calorimètre à krypton liquide.

second. Chaque plan est composé de quatre quadrants de seize compteurs chacun. Chaque scintillateur a une épaisseur de 2 *cm*. Leurs largeur et longueur dépendent de leur position, chaque plan a une forme octogonale et laisse au centre un espace circulaire pour le tube à vide.

La lecture des signaux de scintillation se fait à l'aide de photomultiplicateurs situés à l'extrémité de chaque compteur. La résolution en temps obtenue est meilleure que 200 *ps*.

2.3.7 Le calorimètre à krypton liquide

Le calorimètre est une chambre à ionisation, faite de krypton liquide[40][41], et se trouve en aval de l'hodoscope chargé. Il permet de détecter les modes neutres de désintégration, en mesurant l'énergie, la position et le temps des cascades électromagnétiques produites par les photons dans le krypton.

Le krypton agit à la fois comme absorbeur et comme milieu actif. L'énergie déposée dans le krypton est mesurée à partir du courant induit sur des électrodes par l'ionisation produite. Le électrodes sont des rubans rectangulaires de Cu-Be-Co, de 18 *mm* de largeur, et 40 μm d'épaisseur, disposés dans le sens de la profondeur du krypton, et soumis à une tension de 2 N (voir figure 2.14). La segmentation du calorimètre se fait par tours, cathodes et anodes s'alternant tous les 10 *mm* le long de l'horizontale. Une cellule se définit entre deux cathodes, portées à la masse, avec une anode, portée à la haute tension et placée au centre de chaque cellule. Le courant d'ionisation induit sur les anodes est mesuré par la chaîne électronique de lecture.

La surface du calorimètre comporte 13212 cellules, qui sont représentées sur la figure 2.15. Celles-ci ont une géométrie projective, pointant vers le centre de la région fiducielle, quelques 100 mètres en amont du calorimètre. Les dimensions transverses d'une cellule augmentent donc d'environ 1 % entre les surfaces avant et arrière de la région active du krypton. Comme le montre la figure 2.14, les électrodes sont disposées suivant une trajectoire en accordéon par rapport aux lignes de projectivité. Pour cela, les électrodes sont tenues par des espaceurs, placés tous les 21 *cm* et décalés en alternance de 1 *cm*. L'angle ainsi formé entre l'accordéon et les directions projectives est de 50 *mrad*. Cette disposition géométrique a deux finalités:

- la projectivité assure que les gerbes produites par des photons provenant de la région fiducielle conservent le même profil transversal tout au long de leur développement longitudinal. De cette façon la mesure segmentée de l'énergie déposée ne produit pas des biais dépendant de la profondeur des gerbes, qui varie selon l'énergie du photon.

- la disposition en accordéon des électrodes minimise les pertes d'ionisation dues au développement de gerbes le long des rubans. En effet, si celles-ci suivaient les lignes de projectivité, les photons incidents auraient des développements

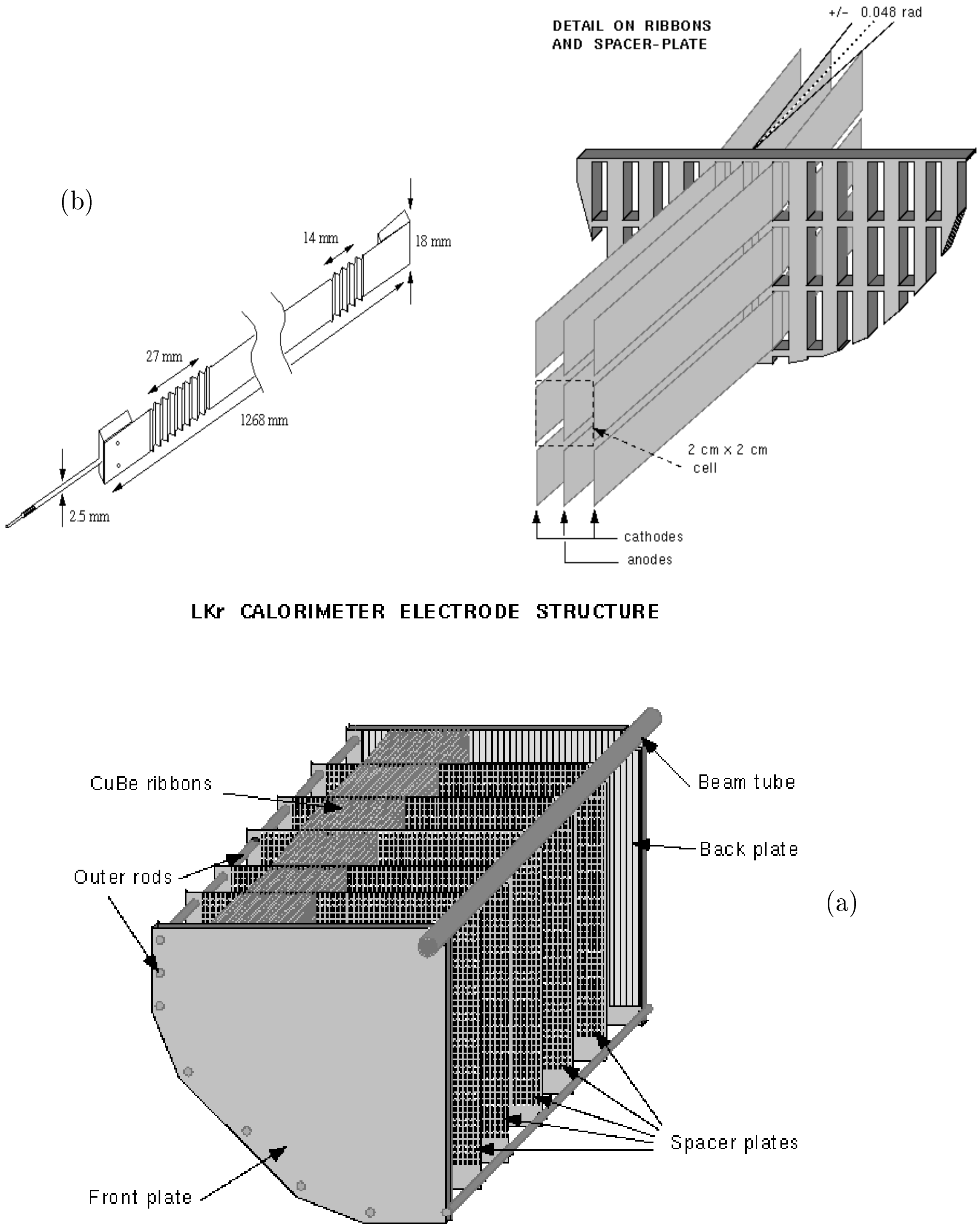


Fig. 2.14: Section du calorimètre (a), détail sur les électrodes et les espaceurs (b).

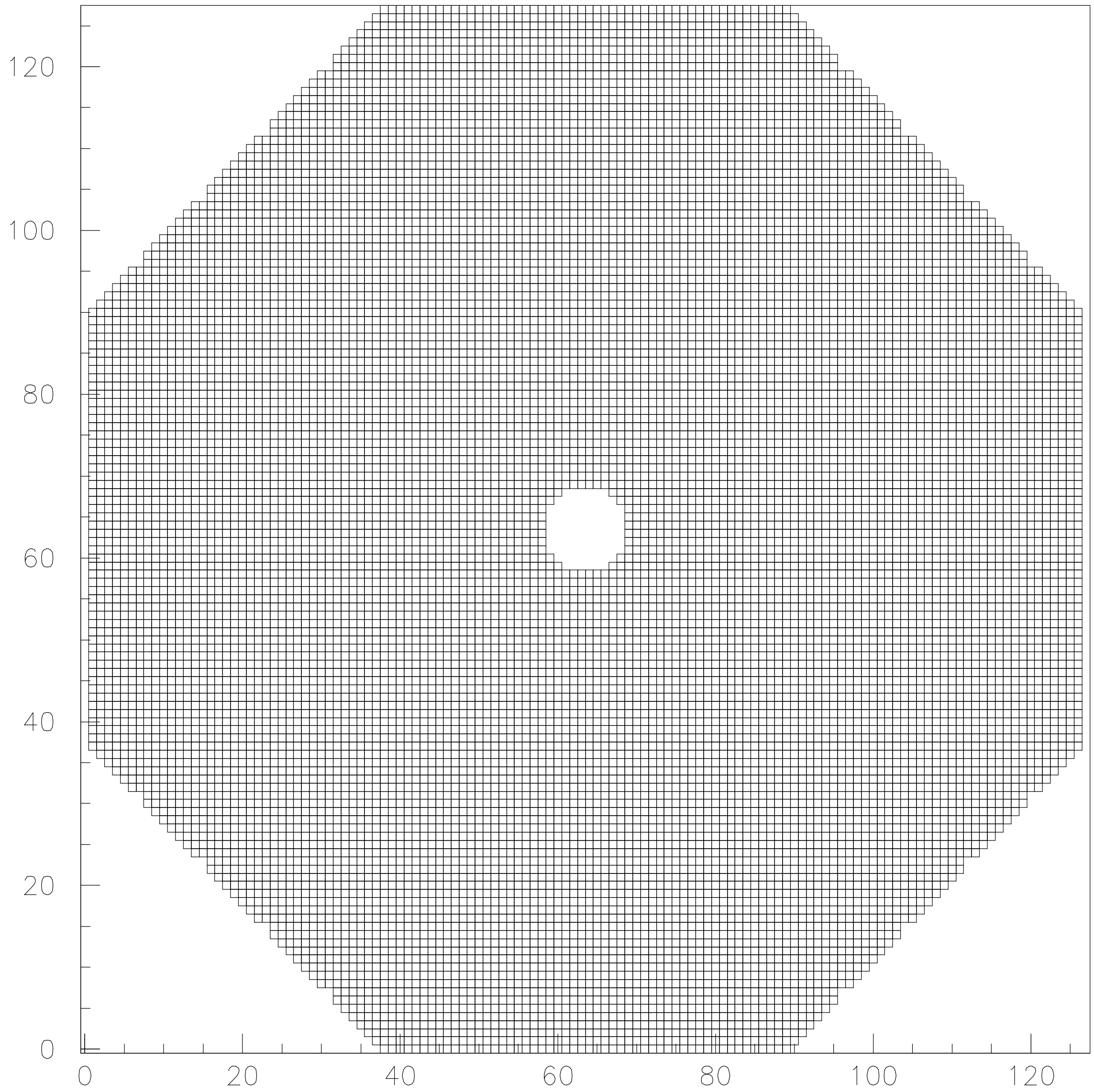


Fig. 2.15: Vue de face du calorimètre et numérotation des cellules. Le Jura est à droite, le Salève à gauche.

parallèles aux rubans. Comme ceux-ci sont un matériau inerte, la fraction d'ionisation perdue serait d'autant plus grande que le coeur de la gerbe est proche des électrodes.

Environ 9 m^3 de krypton sont contenus dans un cryostat, d'une profondeur de 125 cm, correspondant à 27 longueurs de radiation; les gerbes de photons et électrons sont donc complètement contenues dans le krypton.

L'ébullition du krypton se produit à 119.8 ^0K. Le variation de la vitesse de dérive des électrons secondaires avec la température est de $-0.87\%/\ ^0K$. On voit donc qu'il est important de maintenir le calorimètre à une température constante par un système de régulation thermique. D'autre part, le système de cryogénie doit contribuer aussi peu que possible à la présence de matériel inerte avant le krypton, non seulement pour minimiser la dégradation de l'uniformité des cascades électromagnétiques, mais aussi pour éviter un signal de "backsplash" allant vers l'hodoscope chargé. Les composantes du cryostat placées devant la face avant du calorimètre contribuent à 0.7 X_0.

La chaîne de l'électronique de lecture du calorimètre contient les composantes suivantes:

- des préamplificateurs sont plongés dans le krypton. Ils sont protégés de la haute tension des anodes par des capacités de blocage à 3 nF.
- à la sortie de cryostat se trouvent des transceivers, qui accèlerent et différencient le signal[42].
- des câbles torsadés relient le signal à la sortie des transceivers avec des cartes CPD (acronyme de *Calorimeter Pipelined Digitiser*)[49][48], qui font la mise en forme et le traitement numérique du signal.
- L'électronique de lecture met en oeuvre un algorithme de suppression de zéro, afin de réduire le nombre de canaux à enregistrer.

La mesure d'énergie est étalonnée à l'aide d'un circuit de calibration électronique, qui procède par injection de courants connus avec précision au niveau des préamplificateurs.

Les performances de la chaîne de lecture et du système de calibration, ainsi que les conditions d'opération du détecteur pour les périodes de prise de données 1997 et 1998 seront décrites dans les chapitres suivants.

2.3.8 L'hodoscope neutre

C'est un ensemble de fibres scintillantes, placées dans le krypton, à une profondeur de 9 X_0[50][51]. Son but est de donner une information redondante sur le temps des événements neutres. Il permet également la mesure de l'efficacité du déclenchement neutre.

Les fibres sont disposées dans des tubes, placés entre des électrodes au niveau du deuxième espaceur. Elles sont connectées à des photomultiplicateurs placés dans le krypton.

2.3.9 Le calorimètre hadronique

En aval du calorimètre à krypton liquide se trouve le calorimètre hadronique. Son but est de mesurer l'énergie des pions chargés, dont les gerbes ne sont pas entièrement contenues dans le calorimètre électromagnétique.

Le signal du calorimètre hadronique est aussi utilisé pour le déclenchement.

C'est un calorimètre à échantillonage, où s'alternent des plans de fer et de scintillateurs. L'épaisseur des plans de fer est de 2.5 cm, et celle des scintillateurs est de 4.5 mm. Le signal en sortie des photomultiplicateurs est mis en forme de façon semblable au signal du calorimètre électromagnétique. La numérisation du signal est faite par le même système de CPD utilisé dans le calorimètre à krypton liquide.

2.3.10 Les compteurs à muons

En aval du calorimètre hadronique se trouvent les compteurs à muons. Ils permettent d'éliminer les événements dits $K_{\mu 3}$, $K_L \to \pi^{\pm}\mu^{\mp}\nu_{\mu}$, qui constituent un bruit de fond pour le signal en deux pions chargés [52][53]. Le signal des compteurs à muons peut être utilisé comme un véto au niveau du déclenchement, et permet aussi d'identifier certaines désintégrations rares étudiées en parallèle à la mesure de ε'/ε, tels que $K_L \to \mu^+\mu^-e^+e^-$, entre autres.

Le système est fait de plans de fer, de 80 cm de profondeur, en alternance avec des plans de scintillateurs plastiques, connectés à des photomultiplicateurs pour la lecture du signal de scintillation. La forme du détecteur est celle d'un carré de 2.7 m^2 avec un espace rectangulaire au centre pour le passage du faisceau vers les absorbeurs.

2.4 Le déclenchement et l'acquisition des données

Le taux de comptage dans les détecteurs est dominé par les désintégrations provenant du faisceau K_L. En effet, afin de produire une quantité suffisante de désintégrations $K_L \to 2\pi$, ce faisceau doit posséder une grande intensité. Le taux de désintégrations du K_L vues par le détecteur est d'environ 500 KHz. De la table 2.1, qui montre les rapports d'embranchement des modes principaux du K_L, on voit clairement que les modes qui conservent $\mathcal{CP}$ ont une probabilité plusieurs centaines de fois supérieure à celles du signal utilisé pour la mesure de ε'/ε. Afin de limiter le volume de données à enregistrer, le système de déclenchement doit être en mesure d'effectuer une première réjection des désintégrations en trois corps, tout en s'assurant une efficacité aussi bonne que possible.

Mode	Taux de désintégration (%)
$K_L \to \pi^{\pm}e^{\mp}\nu_e$	(38.78 ± 0.27)
$K_L \to \pi^{\pm}\mu^{\mp}\nu_\mu$	(27.17 ± 0.25)
$K_L \to \pi^+\pi^-\pi^0$	(12.56 ± 0.20)
$K_L \to 3\pi^0$	(21.12 ± 0.27)
$K_L \to \pi^+\pi^-$	(0.2067 ± 0.0035)
$K_L \to \pi^0\pi^0$	(0.0936 ± 0.0020)

Tab. 2.1: Taux de désintégration du K_L.

Le système de déclenchement procède comme suit: à la sortie de chaque sous-détecteur, les signaux sont enregistrés en succession temporelle dans des mémoires circulaires, où ils sont accessibles pendant environ 200 μs, avant d'être remplacés par des signaux postérieurs. Pendant ce temps, le système de déclenchement doit prendre la décision de lire ou non ces données.

L'algorithme de sélection peut opérer en un seul niveau (tel est le cas du déclenchement neutre, qui lit en une fois les données provenant du calorimètre à krypton liquide), ou en deux. Ce dernier cas est celui du déclenchement chargé, où une première décision est prise à partir des signaux de l'hodoscope chargé et des calorimètres, à laquelle suit en cas de décision positive un deuxième niveau qui utilise les signaux des chambres à fils.

La décision finale est prise typiquement avant 100 μs, ce qui assure que les informations qui ont donné lieu à une décision positive soient encore accessibles dans les mémoires circulaires. Un événement est donc défini comme l'ensemble de signaux des détecteurs ayant eu lieu autour du temps d'une décision positive du système de déclenchement. La figure 2.16 montre un schéma de la chaîne logique du déclenchement.

Les données des événements sont ensuite envoyées vers des processeurs PC, où elles sont ordonnées suivant leur séquence temporelle dans le burst. Une fois que tous les événements d'un burst ont été reçus, un algorithme hors-ligne opère une dernière sélection, basée sur des critères plus fins (comme la comparaison d'informations provenant de sous-détecteurs différents), puis les ordonne selon des critères de format d'écriture et/ou de type dévenements. Dans chaque cas, le programme hors-ligne produit un fichier par burst qui est enregistré sur disque dur et sur bande.

2.4.1 Le déclenchement neutre

Les signaux du calorimètre à krypton liquide sont processés toutes les 25 ns par le système du déclenchement neutre[45][46]. Le bruit de fond dominant pour les événements à deux pions neutres est donné par le mode $K_L \to 3\pi^0$, et l'algorithme

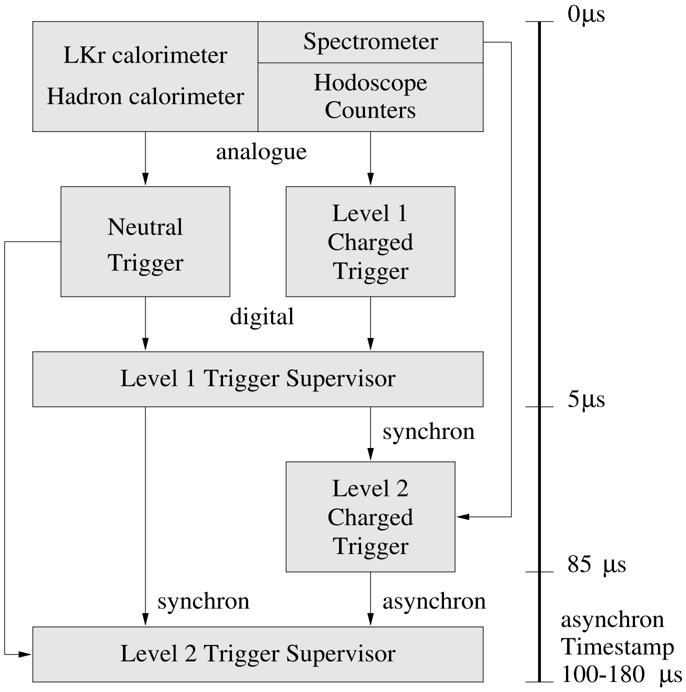


Fig. 2.16: Le système de déclenchement.

du déclenchement neutre est conçu pour les rejeter en ligne. Les calculs effectués au niveau de déclenchement sont basés sur les énergies calculées dans 64 projections horizontales et 64 projections verticales, obtenues à partir de sommes effectuées dans les CPD. Les quantités utilisées pour la prise de décision sont les suivantes:

- l'énergie totale doit être supérieure à un seuil, qui est fixé à 50 GeV. L'analyse hors-ligne ne considère que les kaons entre 70 et 170 GeV. L'acquisition enregistre une fraction des événements qui satisfont cette condition, dite “de biais minimum”.

- les projections horizontale et verticale de la distribution d'énergie doivent contenir un nombre de pics inférieur à un seuil donné. Ceci permet d'éliminer les événements neutres où plus de quatre photons sont produits et détectés.

- le centre de gravité de la distribution de cette énergie doit être compatible avec la projection des faisceaux de kaons au niveau du calorimètre,. Cette coupure rejette principalement les événements dont un ou plusieurs photons sont en dehors de l'acceptance du calorimètre, puisque leur barycentre sera déplacé hors du centre du calorimètre.

- le temps de vol propre du kaon doit être compatible avec l'intervalle fiduciel. Cette quantité se calcule en fonction de l'énergie totale déposée, et de la distance au vertex de désintégration du kaon, qui se calcule à partir de la dispersion de la distribution d'énergie dans la surface du calorimètre, dans l'hypothèse d'avoir un événement à quatre photons (voir 3.6). Quand celle-ci n'est pas vérifiée, ce qui est le cas à nouveau pour les événements où une partie des photons n'est pas détectée, aussi bien le vertex que le temps de vol sont calculés avec seulement une fraction de l'énergie du kaon, et sont donc faussés. Le temps de vol propre est accepté hors ligne dans l'intervalle $0 - 3.5\ c\tau_S$, et la coupure dans le déclenchement est de $5.5\ c\tau_S$.

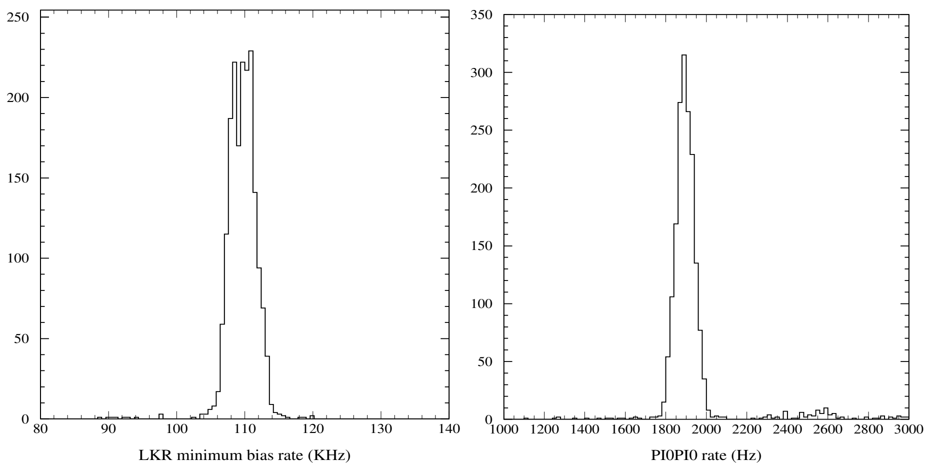


Fig. 2.17: Taux de comptage typiques du système de déclenchement neutre. La figure à gauche montre le taux correspondant à la condition $LKR_{min\ bias}$, et celle à droite le taux d'événements du lot $2\pi^0$.

L'ensemble des conditions définit le lot d'événements neutres pour la mesure du double rapport, et est nommé $2\pi^0$. Les figures 2.17 montrent les taux de comptage des lots $LKR_{min\ bias}$ et $2\pi^0$ du système de déclenchement neutre. On voit que les conditions produisent une réjection d'un facteur 60, environ.

Pour la mesure de l'efficacité de la logique de déclenchement, les signaux provenant de l'hodoscope neutre sont utilisés pour définir un lot de référence,dit $T0N$. La figure 2.18 montre le taux de comptage de ce lot. La mesure de l'efficacité de sélection du lot $2\pi^0$ pour la prise de données 1997 a été de

$$\epsilon\left(K_S \to 2\pi^0\right) = (99.83 \pm 0.05)\,\% \tag{2.6}$$

$$\epsilon\left(K_L \to 2\pi^0\right) = (99.90 \pm 0.06)\,\% \tag{2.7}$$

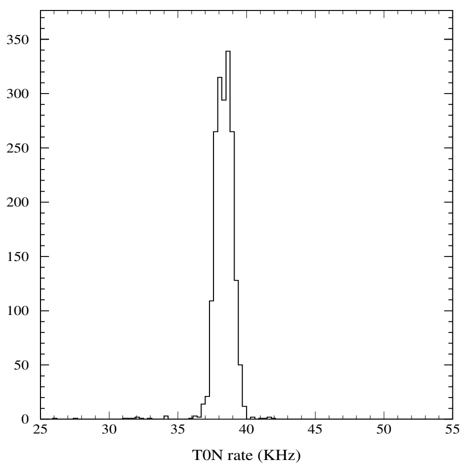


Fig. 2.18: Taux d'événements sélectionnés dans le lot $T0N$.

ce qui montre que l'efficacité d'acquisition des événements neutres est, à $(7 \pm 8) \times 10^{-4}$ près, indépendante du faisceau d'origine du kaon, ce qui permet d'affirmer que le déclenchement neutre ne produit pas de biais significatif sur la mesure du double rapport.

2.4.2 Le déclenchement chargé

Pour la sélection des événements chargés [61][62], le système de déclenchement opère sur deux niveaux: en un premier temps le superviseur de déclenchement définit une coïncidence entre des décisions positives provenant de l'hodoscope chargé et des calorimètres. Ensuite les signaux des chambres à dérive provenant des événements candidats sont traitées par des processeurs en ligne, qui calculent des quantités cinématiques (vertex, temps de vol propre, masse invariante). Afin de mesurer son efficacité, à chaque niveau un lot d'événements est enregistré indépendamment de ces conditions.

Le superviseur chargé du premier niveau

Pendant la prise de données 1997, la décision du premier niveau, nommée $L1\pi\pi$, se faisait en cas de coïncidence en temps de deux conditions, nommées QX et E_{TOT}.

La condition QX est satisfaite quand un signal est détecté sur deux quadrants opposés de l'hodoscope chargé; ce cas correspond essentiellement au passage de deux traces chargées. La condition sur les quadrants opposés d'une part assure que les deux traces sont acceptées par le spectromètre, et d'autre part rejette partiellement les événements en trois corps, type K_{e3}, $K_{\mu3}$ et $\pi^+\pi^-\pi^0$.

E_{TOT} se définit comme une condition sur une somme pondérée des énergies dans les deux calorimètres, qui doit être supérieure à un certain seuil, et tend à être satisfaite aussi bien par le signal en deux pions chargés que par les événements K_{e3}, quand l'énergie du kaon est comprise dans l'intervalle fiduciel; par contre, une fraction des événements $K_{\mu 3}$ sera rejetée, puisque l'énergie emportée par le muon ne sera pas mesurée par E_{TOT}. Comme on voit dans la figure 2.19, les taux de comptage de QX

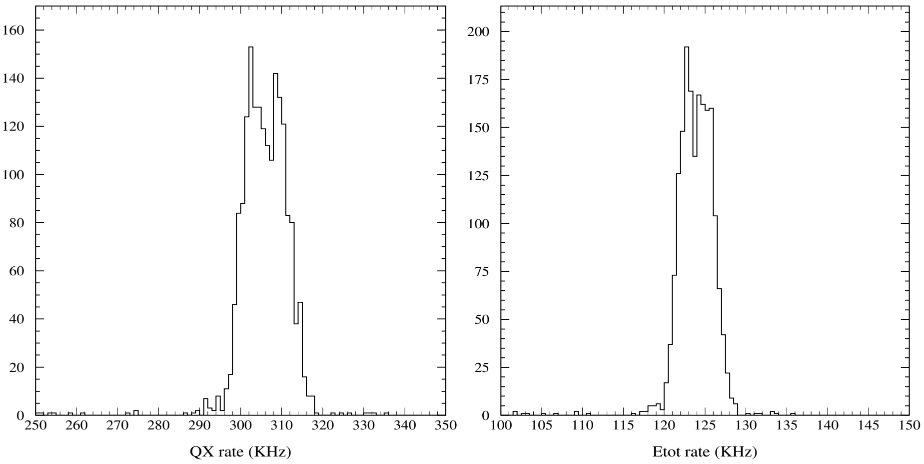


Fig. 2.19: Taux de comptage des conditions du premier niveau du déclenchement chargé. La condition QX à gauche, et E_{tot} à droite.

et E_{TOT} sont extrêmement hauts: 300 KHz et 120 KHz, respectivement. La logique du premier niveau sélectionne les événements qui satisfont les deux conditions à la fois; cependant, pendant la prise de données 1997 il fut nécessaire de réduire ce taux de comptage jusqu'à l'ordre de 40 KHz, qui est le taux que les processeurs du second niveau pouvaient tenir. Pour cela, il fut décidé de prendre seulement un événement QX sur deux. De façon abrégée, on dit que la condition du premier niveau en 1997 fut

$$\frac{QX}{2} \times E_{TOT} + \frac{QX}{D} \tag{2.8}$$

où la fraction D d'événements QX (typiquement, $D = 128$) prise en parallèle est destinée à mesurer l'efficacité de la condition E_{TOT}. La figure à gauche de 2.20 montre le taux d'événements qui satisfont la condition 2.8.

Pour la prise de données 1998, les processeurs du second niveau étaient capables de processer un nombre supérieur d'événements, et il n'y a plus eu besoin d'appliquer une réduction au premier niveau. En plus, l'intensité des faisceaux a été aussi augmentée de 30 %. Pour réduire le taux, une troisième condition vint s'ajouter à 2.8, qui porte sur la présence de deux traces au niveau de la première chambre à fils. Pour la prise de données 1998, la condition du premier niveau fut donc $QX \times E_{TOT} \times 2TRK$.

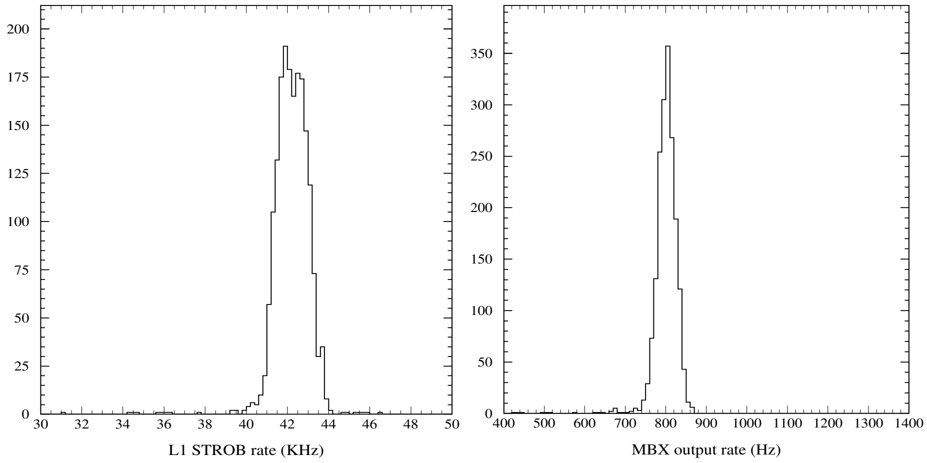


Fig. 2.20: La distribution de gauche représente le taux d'événements à l'entrée des processeurs de la MBX. La figure à droite montre le nombre d'événements sélectionnés au second niveau.

Le superviseur chargé du deuxième niveau

Pour le lot d'événements passant la sélection 2.8, les signaux provenant des chambres à fils sont analysés par une ferme de processeurs, qui procèdent à une reconstruction rapide de l'événement. Cette ferme est appelée "massbox", et abrégée MBX, car sa fonction principale est de procéder à une coupure sur la masse invariante de l'événement.

La logique de cette reconstruction en ligne peut être résumée ainsi:

- Identification de points d'impact dans les chambres 1 et 2.
- Combinatoire entre les points obtenus qui permettent de former une paire de traces droites, et convergentes vers l'amont.
- Choix de la paire qui donne la plus petite distance de croisement entre les traces quand elles sont extrapolées vers l'amont, et définition du vertex à ce point de croisement.
- Calcul de la masse invariante du système des deux traces, dans l'hypothèse où il s'agit d'une paire $\pi^+\pi^-$. Pour cela, l'algorithme doit associer les traces définies avant l'aimant et les points d'impact dans la chambre 4, afin de calculer l'impulsion des traces. La combinaison choisie est celle qui produit la masse invariante la plus proche de la valeur nominale de la masse du kaon.

Une fois calculées ces quantités, l'événement est accepté s'il satisfait toutes les coupures suivantes:

- vertex entre 1 et 47.6 m par rapport à la position de la cible K_S;
- masse invariante plus grande que 95% de la valeur nominale de M_K;
- temps de vol propre plus petit que 4.5 $c\tau_S$;
- angle au vertex plus petit que 15 $mrad$, qui équivaut à une coupure sur l'énergie du kaon.

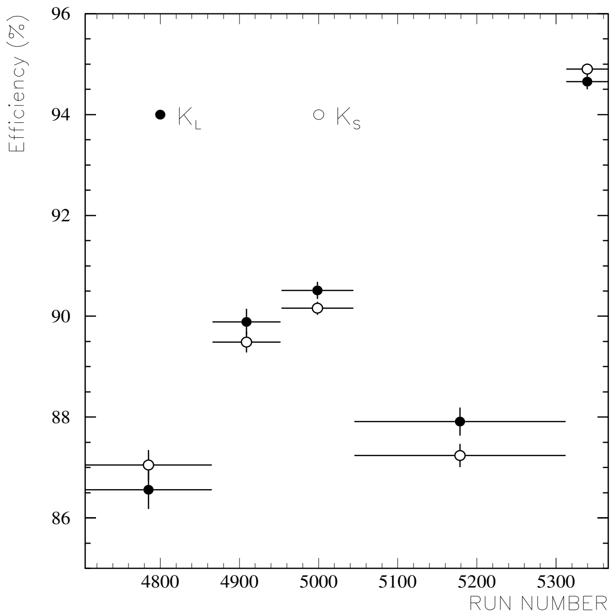


Fig. 2.21: Efficacité de la sélection chargée du deuxième niveau, en fonction de la période de prise de données, et en fonction du faisceau d'origine des événements enregistrés. Les intervalles choisis correspondent à des changements dans les conditions d'opération du déclenchement.

Comme le montre la figure 2.20, le taux de réjection produit par le deuxième niveau fut d'environ 40 en 1997. Pour la mesure de l'efficacité du second niveau, le lot réduit enregistré à la sortie du premier niveau fut utilisé. La figure 2.21 montre des variations importantes en fonction de la date. Elles sont principalement dues à un problème d'alignement en temps entre les signaux QX et E_{TOT}, qui fut corrigés vers la fin de la prise de données[63]. Cependant, les variations sont similaires pour les deux faisceaux, et compatibles dans la mesure des incertitudes systématiques. L'efficacité moyennée sur toutes les données est

$$\epsilon\left(K_S \to \pi^+\pi^-\right) = (90.61 \pm 0.08)\,\% \tag{2.9}$$

$$\epsilon\left(K_L \to \pi^+\pi^-\right) = (90.66 \pm 0.10)\,\% \tag{2.10}$$

2.4.3 L'acquisition

Le système d'acquisition est une des composantes de l'expérience qui a été fortement modifiée pendant les prises de données 1997 et 1998, afin de tenir compte de l'augmentation de l'intensité des faisceaux et du premier niveau du déclenchement chargé.

En 1997, un système dédié de processeurs, nommé *data merger*, recevait les données en provenance des différents sous-détecteurs, à travers des liens optiques à un taux de 10 Mo/s. Le lot d'informations asynchrones correspondant à un burst était aligné en temps par rapport aux signaux du superviseur du déclenchement, codé en format binaire, puis dirigé vers un groupe de processeurs ALPHA à travers des liens HIPPI à un taux de 80 Mo/s. Les bursts étaient alors dirigés vers le centre de calcul du CERN, où se produit l'enregistrement sur les disques durs du réseau de processeurs MEIKO CS-2, qui ont une capacité de stockage de 3 To, puis sur des bandes magnétiques type REDWOOD (50 Go de capacité).

Ce système a été remplacé pour 1998 par une ferme de processeurs commerciaux, de type PC. Chaque sous-détecteur est relié à un PC, et un groupe de huit PC produit le codage binaire. La capacité des disques des PC permet d'enregistrer localement une plus grande quantité de données; de même la vitesse des processeurs permet le traitement d'un taux supérieur.

Le troisième niveau de déclenchement

Quand les données parviennent aux disques du réseau CS-2, ces processeurs effectuent un troisième niveau de filtrage. Les données sont traitées par l'algorithme hors ligne de reconstruction, ce qui permet de faire une sélection prenant en compte les informations de plusieurs sous-détecteurs.

Les tâches du troisième niveau sont les suivantes:

- processer et analyser les événements à l'aide de la reconstruction officielle hors ligne.

- Enregistrer les données selon plusieurs types de codage. Typiquement, les données peuvent être écrites en un format binaire, nommé `rawdata`, contenant tous les signaux des détecteurs, ou alors en un format contenant un sous-ensemble des quantités reconstruites, qui est nommé `CoMPACT` en vertu du moindre volume stocké.

- distribuer les lots d'enregistrement en fonction de filtres agissant sur la nature des événements. Ceci permet de séparer des données en fonction des conditions de déclenchement satisfaites, ce qui simplifie l'accès à un lot spécifique de données. Ceci est le cas en particulier pour le lot d'événements K_{e3} que nous décrirons au chapitre 5.

Le troisième niveau peut aussi agir comme filtre [64][65], en rejetant des événements avant leur écriture sur bande magńetique. Ce mode d'opération le rend semblable à un système de déclenchement, et a été testé pendant la prise de données 1998 afin de réduire le flux d'écriture de données. Il utilisait notamment la reconstruction du spectromètre et du calorimètre à krypton liquide pour rejeter les événements K_{e3} à la sortie du deuxième niveau.

2.5 La prise de données 1997

La première période de prise de données avec l'ensemble du détecteur au complet a eu lieu en 1997. Les données pour la mesure de ε'/ε ont été accumulées durant 42 jours (la durée de la prise de données a été réduite suite à un problème survenu au SPS), à une intensité de faisceau d'environ deux tiers de l'intensité nominale (à cause de limitations dans la bande passante de l'acquisition en 1997). Après toutes les coupures appliquées dans l'analyse, on obtient un échantillon de 450000 $K_L \to 2\pi^0$, 1080000 $K_S \to 2\pi^0$, 980000 $K_L \to \pi^+\pi^-$ et 2280000 $K_S \to \pi^+\pi^-$. Le volume de données accumulées est de 26 To. On peut noter que la statistique accumulée sur cette seule année est comparable à la statistique totale utilisée par l'expérience NA31.

3. LA DÉTECTION DES MODES NEUTRES DANS NA48

Ce chapitre décrit brièvement les méthodes utilisées pour détecter le mode $\pi^0\pi^0$ dans NA48 et les implications sur les performances du calorimètre afin de maintenir l'erreur systématique sur ε'/ε au niveau de 10^{-4}.

3.1 La pondération

La paragraphe 2.1.1 soulignait l'intérêt de pondérer les événements K_L, le poids étant donné par le temps de vol propre (dans la direction longitudinale le long de l'axe des faisceaux), en unités de durée de vie du K_S, $c\tau_S$.

La figure 3.1 montre les distributions de la composante longitudinale du vertex de désintégration, pour les K_L et K_S. A cause des différentes durées de vie du K_L et du K_S, ces distributions sont fortement différentes.

Le poids w affecté à un événement K_L détecté avec un temps de vol reconstruit de $c\tau$ est donné par

$$w = e^{-\tau/\tau_S} \tag{3.1}$$

Ceci revient à donner dans l'analyse aux événements K_L la même durée de vie que celle des événements K_S. Ainsi la méthode de pondération égalise les distributions longitudinales de désintégration des K_L et K_S et par conséquent égalise l'acceptance géométrique du détecteur pour les événements K_S et K_L pondérés. De plus, afin de réduire la sensibilité au spectre de production d'énergie des kaons, la mesure du double rapport s'effectue par tranches d'énergie: les kaons sont acceptés dans l'intervalle entre 70 et 170 GeV, et celui-ci est divisé en tranches d'une taille typique de 5 GeV. Après pondération des K_L, la correction d'acceptance est minimisée. La figure 3.2 montre l'effet de l'acceptance géométrique du détecteur sur la mesure du double rapport par tranche d'énergie. Sans pondération, il faudrait effectuer une correction sur R, pour tenir compte des effets d'acceptance en fonction de l'énergie, qui peuvent aller jusqu'à 10 % environ. Après pondération des K_L, cette correction est fortement réduite, au niveau de quelques 3×10^{-3}, avec une faible dépendance avec l'énergie.

La méthode induit aussi une augmentation de l'incertitude statistique, car du fait de la pondération, seuls les K_L à petites valeurs du temps de vol propre contribuent significativement à la mesure du double rapport. Une étude détaillée a conduit à définir un intervalle fiduciel en temps de vol propre allant jusqu'à $c\tau_{max} = 3.5\ c\tau_S$.

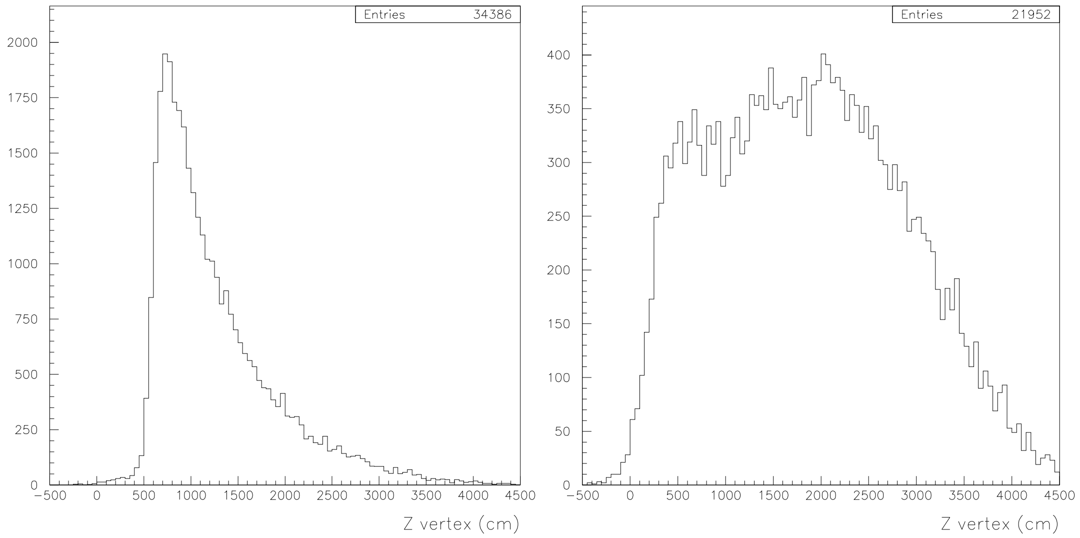


Fig. 3.1: Distributions longitudinales du vertex de désintégration en modes neutres, pour les faisceaux K_S (à gauche), et K_L (à droite).

Pour cet intervalle, l'augmentation de l'erreur statistique par rapport à une analyse non pondérée est de l'ordre de 40%.

Pour la statistique accumulée en 1997, on obtient une erreur statistique après pondération sur la mesure du double rapport de 27×10^{-3}, ce qui correspond à une erreur de 4.5×10^{-4} sur la mesure de ε'/ε.

3.2 Reconstruction du signal neutre

Pour l'identification des événements neutres, les variables utilisées sont: l'énergie des photons produits, les positions d'impact à l'entrée du calorimètre, et le temps de formation des gerbes. L'énergie des photons doit se trouver dans l'intervalle de 3 à 100 GeV. La valeur moyenne de l'énergie d'un photon est de 25 GeV environ. Des coupures fiducielles sur le point d'impact des photons sur le calorimètre sont appliquées pour s'assurer que les gerbes sont bien mesurées.

Quand quatre photons sont détectés simultanément dans le calorimètre, l'hypothèse qu'ils proviennent de la désintégration d'un kaon en deux pions neutres implique que celle-ci s'est produite à une distance d_K du calorimètre, donnée par

$$d_K = Z_{LKr} - Z_K = \frac{1}{M_K}\sqrt{\sum_{j>i}^{4} E_i E_j \left[(X_i - X_j)^2 + (Y_i - Y_j)^2\right]} \tag{3.2}$$

où M_K est la masse du kaon neutre, E_i, X_i et Y_i représentent l'énergie, et les coor-

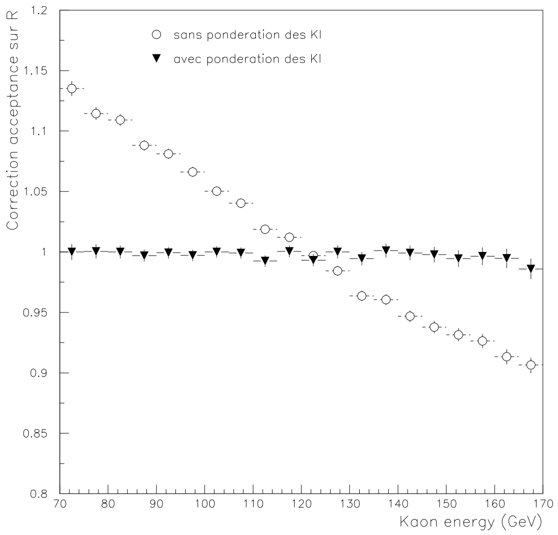


Fig. 3.2: Effet de la pondération des K_L sur la correction d'acceptance sur double rapport, calculée par simulation.

données horizontale et verticale du point d'impact de chaque photon. L'expression 3.2 est valable pour des faibles angles entre les directions des photons et celle du kaon. On peut noter que seule la position longitudinale du vertex de désintégration est mesurable et que la position transverse n'est pas accessible. Il est important de remarquer dès à présent que la distance reconstruite est proportionelle à l'échelle d'énergie des photons, ainsi qu'à la distance entre les photons dans le plan transverse.

D'autre part, comme la distance parcourue dans le laboratoire par les π^0 est inférieure a quelques dizaines de microns, les vertex de désintégration se trouvent à la même position que le vertex du kaon, donnée par 3.2. Parmi les trois combinaisons possibles des photons en paires, une d'entre elles correspond à l'association correcte entre les paires de photons et les π^0 qui les ont produits. Pour identifier la bonne combinaison, on calcule pour chacune des paires de photons (γ_i, γ_j) la quantité

$$M(\gamma_i, \gamma_j) = \frac{1}{d_K}\sqrt{E_i E_j \left[(X_i - X_j)^2 + (Y_i - Y_j)^2\right]} \tag{3.3}$$

Si les paires de photons sont bien associées, les deux masses calculées doivent coïncider, dans la limite des résolutions en position et énergie du calorimètre, avec la masse du π^0. Par conséquent, la combinaison optimale sera celle qui minimise la quantité

$$R_{ellipse} = \frac{1}{9}\left[\frac{M_1 - M_2}{2\sigma_-}\right]^2 + \frac{1}{9}\left[\frac{M_1 + M_2 - 2M_{\pi^0}}{2\sigma_+}\right]^2 \tag{3.4}$$

où $\sigma_{\pm}$ représente les résolutions sur la demi-somme et la demi-différence des masses invariantes, calculées en fonction de l'énergie du photon moins énergétique.

Le traitement des données du calorimètre doit donc produire pour chaque événement enregistré une reconstruction des quantités suivantes[54]:

- nombre de gerbes,
- position horizontale et verticale de chaque gerbe,
- énergie de chaque gerbe,
- temps de chaque gerbe.

3.3 La résolution du calorimètre

Le bruit de fond dominant pour le mode neutre K_L provient des événements $K_L \to 3\pi^0$, pour lesquels seulement quatre photons sont détectés (le mode K_S n'a pas de bruit de fond physique significatif). Comme seuls quatre photons sont détectés, le vertex reconstruit ne correspond pas au vertex réel de la désintégration et par conséquent les masses de π^0 calculées pour ces événements ne piquent pas à la masse nominale du π^0. Ceci est illustré sur la figure 3.3 qui montre les distributions en masse invariantes des deux paires de photons des candidats K_S et K_L. On voit clairement dans le cas des K_L une composante plate dans le plan des masses invariantes des deux paires, provenant du bruit de fond $K_L \to 3\pi^0$.

Des études en simulation montrent que ce bruit de fond est plat dans la distribution de la masse de π^0 ainsi que dans la distribution de $R_{ellipse}$. Une bonne résolution en énergie et position des photons permet donc de réduire la contribution résiduelle du fond $3\pi^0$ sous le pic du signal en $R_{ellipse}$. Les études de prototype ont montré qu'on est en mesure d'attendre du calorimètre à krypton liquide des performances proches d'une résolution paramétrisée par

$$\frac{3.5\%}{\sqrt{E}} \oplus \frac{100\ MeV}{E} \oplus 0.5\% \tag{3.5}$$

avec l'énergie exprimée en GeV.

Les études entreprises en simulation ont montré qu'avec une telle résolution, la résolution sur la masse du π^0 pour le signal est de 1 MeV environ, et que le fond sous le signal en $K_L \to 2\pi^0$ est réduit à quelques pourmilles. Ce fond est encore réduit, au-dessous de 0.1 %, en pondérant les K_L. En effet, à différence du signal, les événements en $3\pi^0$ qui contribuent au fond n'ont pas une distribution uniforme en temps de vol reconstruit: la sous-estimation de l'énergie produite par les deux photons manquants décale le vertex vers le calorimètre.

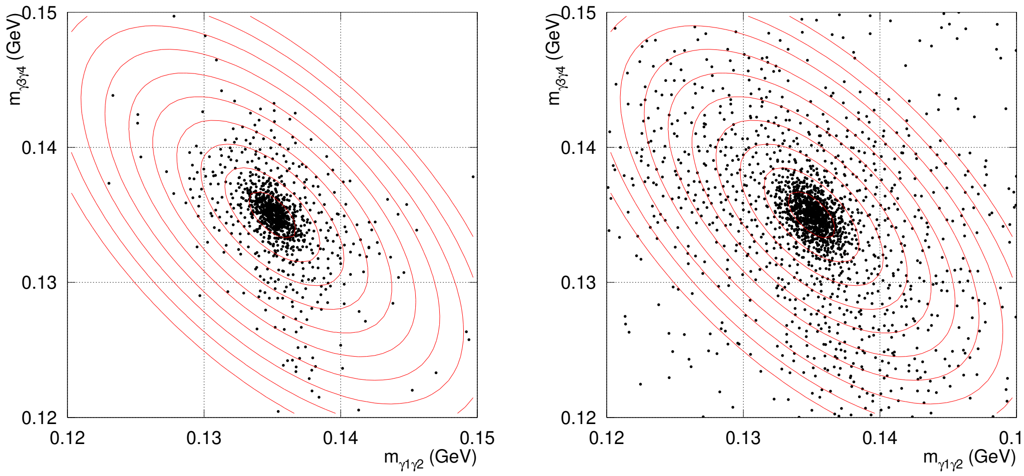


Fig. 3.3: Distribution des masses invariantes des deux meilleurs paires de photons dans les candidats K_S (à gauche) et K_L) (à droite) en $\pi^0\pi^0$.

Compte tenu de la méthode utilisée, le bruit de fond augmente quadratiquement avec la résolution de calorimètre. Ainsi une détérioration du terme constant de 0.5% à 1.0% conduirait à une augmentation du bruit de fond par un facteur 1.8.

3.4 La mesure du temps

L'étiquetage des kaons se fait en comparant le temps de sa désintégration avec le temps du passage de protons par le tagger. Il est donc important de mesurer le temps des événements neutres avec la meilleure précision et efficacité. La mesure des performances en temps du détecteur est décrite dans [57], où on montre que la résolution intrinsèque du calorimètre est de 260 ps, avec des inefficacités de mesure réduites à moins que 10^{-4}.

3.5 L'échelle d'énergie

La position de référence pour le calcul du temps de vol propre des kaons est celle de l'anticompteur, Z_{AKS}:

$$c\tau = \frac{M_K}{E_K}\frac{Z_K - Z_{AKS}}{c\tau_S} \tag{3.6}$$

$c\tau$ s'exprimant en unités de durée de vie du K_S, $c\tau_S$. La reconstruction des gerbes apparaît dans cette expression à travers l'énergie du kaon E_K, donnée par la somme des énergies des quatre photons, et son point de désintégration Z_K, calculé selon l'expression 3.2 qui donne sa distance au calorimètre. On voit donc qu'une erreur sur la mesure de l'énergie ou de la position des photons peut entraîner une modification du temps de vol reconstruit.

Si la taille transverse du calorimètre est fixée, l'échelle d'énergie du calorimètre est directement liée à la distance reconstruite entre le vertex et le calorimètre. Cette échelle de distance s'obtient à partir de la distribution longitudinale du point de désintégration des K_S (figure 3.1 à gauche), en évaluant la position du début du front montant, défini par la position de l'anticompteur AKS. En effet, les événements observés dans l'analyse proviennent forcément de désintégrations qui se produisent après cet anticompteur. En ajustant la forme de cette distribution à la convolution d'une fonction de durée de vie avec une résolution gaussienne, on peut mesurer la position reconstruite de l'anticompteur. Cette position reconstruite dépend de l'échelle d'énergie utilisée pour les photons, et celle-ci est ajustée afin que la position reconstruite coïncide avec la position réelle connue du détecteur.

Le double rapport s'obtient en comptant le nombre de désintégrations en deux pions, observés dans le volume fiduciel, qui va de $c\tau = 0$ à $c\tau = c\tau_{max} = 3.5$. Une erreur systématique dans la mesure de ces quantités se traduit donc par une erreur sur le double rapport[60].

Supposons que l'échelle d'énergie neutre ait été évaluée avec une incertitude δ: $E \to E\,(1+\delta)$. La distance reconstruite d_K se transforme en $d_K \to d_K\,(1+\delta)$, et le temps de vol propre en

$$c\tau \to c\tau - \delta \frac{M_K\,(Z_{LKr} - Z_{AKS})}{E_K c\tau_s} \tag{3.7}$$

La distance entre le calorimètre et l'anticompteur étant de 11502.2 cm, on voit que $\Delta\,(c\tau) = \delta \times 2500 GeV/E_K$. Pour l'intervalle en énergie du kaon utilisé, qui va de 70 à 170 GeV, ceci implique une modification sur $c\tau$ allant de 35δ à 15δ environ.

La sensibilité à un changement sur la mesure de $c\tau$ s'évalue par l'impact qu'il a sur le rapport entre le nombre de K_L et K_S neutres identifiés.

3.5.1 La région fiducielle K_S

Si l'anticompteur n'était pas utilisé pour définir précisément le début de la région fiducielle des K_S, la sensibilité serait très importante. Ceci se comprend à l'aide de la courte durée de vie du K_S, l'essentiel des événements se concentrant sur le début de l'intervalle fiduciel. Ainsi, une variation $\Delta\,(c\tau)$ modifierait le nombre N_S de K_S comptés en

$$N_S \to N_S\,[1 - \Delta\,(c\tau)] \tag{3.8}$$

ce qui est de l'ordre du pourcent pour une incertitude δ sur l'échelle d'énergie de 0.1 %.

En utilisant l'anticompteur K_S, la variation $\Delta(c\tau)$ se traduit par

$$N_S \to N_S \left[1 + \Delta(c\tau) \frac{e^{-c\tau_{max}}}{1 - e^{-c\tau_{max}}}\right] \tag{3.9}$$

qui diminue par plusieurs dizaines la sensibilité sur N_S. En effet, seule la coupure définissant la fin de le région fiducielle est appliquée sur la durée de vie reconstruite (typiquement à 3.5). La sensibilité est donc faible car très peu d'évenements sont affectés par cette coupure. La réduction de cette sensibilité est une des principales raisons pour choisir un intervalle fiduciel d'une longueur 3.5 durées de vie au lieu d'une longueur proche de 2 durées de vie qui donnerait presque la même erreur statistique après pondération.

3.5.2 La région fiducielle K_L

On peut s'attendre naïvement à ce que l'effet de l'échelle d'énergie soit moins important en K_L. Un décalage global de l'intervalle fiduciel ne devrait pas modifier fortement le nombre de K_L comptés, puisque les pertes (ou gains) en début d'intervalle seront compensés par les gains (ou pertes) sur la fin. Si l'acceptance du détecteur était indépendante du temps de vol, le nombre de K_L serait ainsi complètement invariant par changement de l'échelle d'énergie. Il faut noter que ceci est vrai quelle que soit la pondération utilisée, car le poids est calculé avec le durée de vie reconstruite. En pratique, l'acceptance du détecteur étant une fonction à la fois du point de désintégration et de l'énergie du kaon, la compensation suggérée sera seulement partielle, et variera selon l'intervalle en énergie étudié.

L'aspect général de la fonction d'acceptance peut se décrire à l'aide d'arguments cinématiques simples. Les pertes de kaons à basse énergie sont dominées par l'ouverture angulaire d'un ou plusieurs photons; l'acceptance augmente donc pour ceux qui se désintègrent près du détecteur. Pour les kaons à haute énergie, les pertes sont dominées par le tube à vide. C'est donc plutôt les vertex loin du calorimètre qui seront favorisés. La figure 3.4 montre la distribution du temps de vol observé, pour des événements K_L simulés entre 70 et 80 GeV d'une part, et entre 160 et 170 GeV d'autre part. La variation avec le temps de vol provient la la variation de l'acceptance du détecteur avec la position longitudinale du vertex. Dans les deux cas, la différence entre les valeurs extrêmes de l'acceptance est d'environ un facteur 2. Pour les intervalles d'énergies intermédiaires, la variation de l'acceptance avec le temps de vol est significativement plus faible.

Un modèle simplifié où les acceptances $\mathcal{A}$ varient de façon linéaire avec $c\tau$ donne $N_L \to N_L[1 + \Delta\mathcal{A} \times \Delta(c\tau)]$, où $\Delta\mathcal{A}$ est la différence d'acceptance pour $c\tau = 0$ et $c\tau = c\tau_{max}$. Il est alors facile de se convaincre que la sensibilité à l'échelle d'énergie est alors dominée par les variations en K_L dans les régions où l'acceptance varie fortement avec le temps de vol.

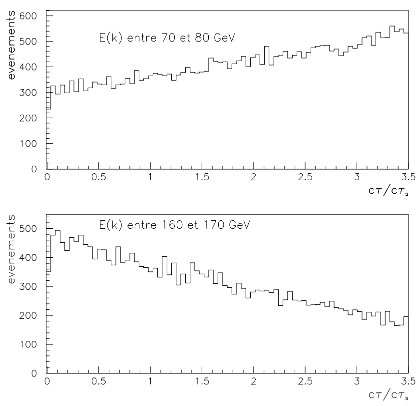


Fig. 3.4: Nombre de K_L détectés en fonction du temps de vol pour les deux intervalles extrêmes en énergie.

3.5.3 Effet sur le double rapport

La figure 3.5 illustre le changement induit sur le rapport K_L/K_S par une mauvaise estimation de l'échelle d'énergie, en utilisant une paramétrisation simple de l'acceptance du détecteur avec le temps de vol et l'énergie.

L'effet moyen intégré sur l'énergie des kaons est faible : Le double rapport change par environ 0.5δ. Par contre, on peut noter qu'à cause de l'effet d'acceptance discuté ci dessus, les variations pour les valeurs extrêmes en énergie sont beaucoup plus grandes. En fonction de l'énergie, on induit une variation pic à pic allant jusqu'à 10δ. La sensibilité de ε'/ε étant évidemment six fois moindre, il faut fixer l'échelle d'énergie à quelques 10^{-4}. On peut noter que la distance absolue entre la position réelle de l'AKS et du calorimètre est connue à mieux que 1 cm, ce qui contribue à une incertitude ultime sur l'échelle d'énergie de moins que 10^{-4}.

L'échelle d'énergie intervient aussi dans la coupure utilisée pour définir la région fiducielle en énergie. Les spectres de K_L et K_S en énergie étant assez proches, la sensibilité du double rapport à cet effet est assez faible: $\Delta R \sim 0.2 \times \delta$.

3.6 Taille transverse du calorimètre

La discussion ci-dessus suppose que la taille transverse du calorimètre est parfaitement connue. Après avoir fixé la bonne échelle de distance avec la position de l'AKS en modifiant l'échelle d'énergie, un changement $S \to S\,(1+s)$ sur la taille transverse du calorimètre devient un changement $E \to E\,(1-s)$ sur la seule échelle d'énergie, et

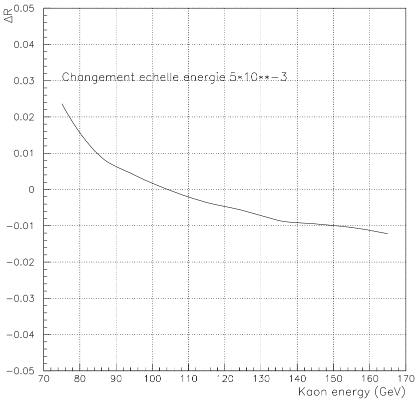


Fig. 3.5: Variation du rapport K_L/K_S dans le mode neutre en fonction de l'énergie, induite par un décalage de l'échelle d'énergie de 0.5 %.

donc la durée de vie est modifiée par :

$$c\tau \rightarrow c\tau \times (1 + s) \tag{3.10}$$

Si on choisit une région fiducielle suffisamment longue, l'effet sur le nombre de K_S détectés est négligeable. Par contre comme on a changé l'unité de temps de vol propre, on a un effet direct sur le nombre de K_L de

$$N_L \rightarrow N_L \times (1 - s) \tag{3.11}$$

Par conséquent, le changement du double rapport est aussi de $(1 - s)$. Il s'agit donc de connaître la taille transverse du calorimètre à quelques 10^{-4}.

3.7 *Linéarité*

Comme l'a montré la figure 3.5, les effets d'incertitude sur l'échelle d'énergie étant opposés à haute et basse énergie, ils se compensent partiellement en intégrant la variation produite sur tout l'intervalle en énergie.

Un effet de non linéarité, ou variation différentielle de l'échelle d'énergie, peut modifier le commentaire précédent. Ainsi, dans un modèle simplifié où la réponse change linéairement avec l'énergie, la variation produite à faible énergie et celle produite à haute énergie produiront toutes deux un biais de même signe sur le double rapport. La figure 3.6 montre l'effet induit sur le double rapport si on suppose une non linéarité de 1% sur la mesure de l'énergie totale du kaon entre 70 et 170 GeV, en utilisant le même modèle que pour le calcul de la sensibilité à l'échelle d'énergie. Une telle non linéarité induit un changement de 6×10^{-3} environ sur le double rapport R. Pour obtenir un changement sur R de moins que de 6×10^{-4} (ce qui correspond à un effet de 10^{-4} sur ε'/ε), il faut donc une non linéarité sur l'énergie totale du kaon de moins que 0.1 % entre 70 et 170 GeV. Comme l'énergie du kaon est mesurée avec quatre photons, cela correspond environ à une non linéarité de 0.4 % sur le spectre des photons, qui va de 3 à 100 GeV.

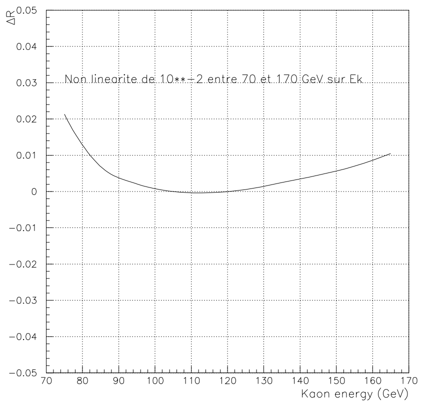


Fig. 3.6: Variation du rapport K_L/K_S en fonction de l'énergie du kaon, induite par une non linéarité de 1 % sur la mesure de l'énergie total du kaon entre 70 et 170 GeV.

3.8 Uniformité du calorimètre

Si la réponse du calorimètre est corrélée significativement à la position du point d'impact du photon, la position du vertex reconstruit va dépendre de l'illumination du calorimètre et donc indirectement de l'énergie du kaon ainsi que de son point de désintégration. Ceci produit donc des effets similaires à la non linéarité. La partie la plus critique concerne la dépendance en rayon (dans le plan transverse) de la réponse du calorimètre. En effet, le rayon d'impact des photons sur le calorimètre dépend fortement de l'énergie du kaon (le rayon diminue lorsque l'énergie augmente) et de la position du vertex de désintégration (le rayon diminue quant le kaon est plus proche du calorimètre). On peut montrer que, si la réponse du calorimètre varie en moyenne de 0.5 % entre le rayon interne et le rayon externe, le double rapport mesuré change par 0.1 % en moyenne, avec des variations extrêmes de 5×10^{-3} en fonction de l'énergie. Ceci limite donc à quelques pourmilles les structures tolérables dans l'uniformité de la calibration du calorimètre. Une dispersion complétement aléatoire de 0.5 % dans la réponse des cellules est par contre moins dangereuse.

3.9 Conclusions

La détection des modes neutres impose plusieurs contraintes sur les performances du calorimètre. Ainsi pour obtenir une erreur systématique sur ε'/ε de l'ordre de 10^{-4}, on s'attend à devoir satisfaire les contraintes suivantes :

- L'échelle d'énergie globale doit être ajustée à quelques 10^{-4}. Cet ajustement est réalisé sur les événements $\pi^0\pi^0$ eux mêmes.
- La taille transverse du calorimètre doit être connue à 3×10^{-4}.
- La non linéarité sur la mesure de l'énergie des photons doit être inférieure à environ 4×10^{-3} entre 5 et 100 GeV.
- L'intercalibration du calorimètre doit garantir l'absence de structures en fonction du point d'impact dans le calorimètre plus grande que quelques pourmilles.

Les sensibilités ci dessus ne sont essentiellement pas affectées par le choix de la méthode de pondération utilisée.

4. ETUDE DU CALORIMÈTRE À KRYPTON LIQUIDE EN FAISCEAU D'ÉLECTRONS

Les modes neutres sont identifiés à l'aide du calorimètre à krypton liquide. Le détecteur joue aussi un rôle important dans la réjection du bruit de fond $K_L \rightarrow 3\pi^0$ sous le signal en deux pions neutres, ainsi que le bruit de fond K_{e3} sous le signal en deux pions chargés.

Ce chapitre décrit plus un détail le détecteur. La méthode de reconstruction de l'énergie et de la position des gerbes est exposée et les performances obtenues avec un faisceau test d'électrons sont décrites.

4.1 La calorimétrie en physique des hautes énergies

La calorimétrie est un outil de détection d'usage fréquent en physique des particules. Le principe de la calorimétrie est le suivant: intercepter des particules dans un bloc de matière, afin que l'énergie de celles-ci se dissipe dans ce milieu, sous forme de cascades de particules secondaires. Le calorimètre permet la mesure de la fraction de l'énergie dissipée qui interagit avec un milieu actif et produit des signaux de scintillation ou d'ionisation.

Les processus principaux mis en oeuvre dans le déclenchement d'une cascade dépendent des énergies en jeu: à haute énergie, les photons créent des paires électron-positron, et ceux-ci émettent des photons par *brehmsstrahlung*; à des énergies intermédiaires interviennent d'autres processus comme la diffusion Compton, l'excitation atomique et l'ionisation des atomes et molécules du milieu. La figure 4.1 est une représentation schématique du déclenchement d'une cascade électromagnétique.

On définit l'énergie critique comme celle en dessous de laquelle le processus d'ionisation devient dominant par rapport au *brehmsstrahlung*; typiquement, la cascade s'arrête quand les particules secondaires ont des énergies comparables à l'énergie critique.

La calorimètrie est donc un processus stochastique: on mesure l'énergie de la particule initiale comme la somme de signaux provenant des processus impliquant les nombreuses particules secondaires. Un avantage d'une telle méthode tient au fait que l'incertitude sur la mesure diminue avec le nombre de particules secondaires, et donc typiquement avec l'énergie de la particule initiale.

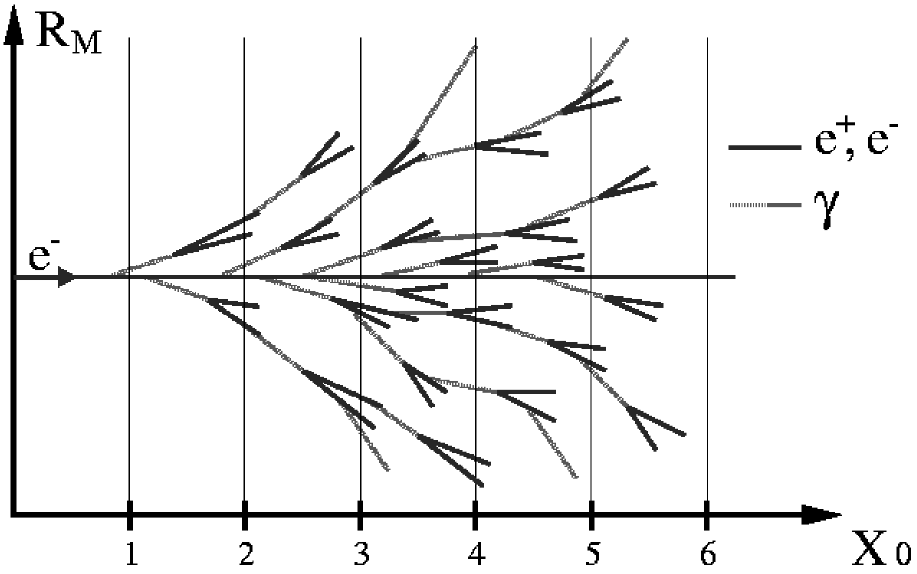


Fig. 4.1: Déclenchement d'une gerbe. Les quantités X_0 et R_M sont définies dans le texte.

Le calorimètre à krypton liquide de NA48 est du type homogène, pour lesquels le milieu actif est également milieu absorbeur. Ceci est souvent les cas pour les calorimètres électromagnétiques, qui offrent une détection précise de photons et d'électrons. Les cascades électromagnétiques présentent des caractéristiques relativement bien définies: les profils transverses sont essentiellement indépendants des énergies impliquées, et les dimensions longitudinales n'ont qu'une faible dépendance avec l'énergie. Pour caractériser les cascades éléctromagnétiques, on définit les deux quantités suivantes:

- La *longueur de radiation* X_0 donne l'échelle typique de la distribution de probabilité de rayonnement pour un électron:

$$\frac{dE}{dx} = -\frac{E}{X_0} \tag{4.1}$$

avec x souvent exprimé en masse par unité de surface transverse, g/cm^2. Ainsi, après avoir traversé une distance $x = X_0$ dans le milieu, l'énergie de l'électron sera $1/e$ de son énergie initiale. Clairement, la longueur de radiation dépend des propriétés électromagnétiques du milieu. Pour un milieu homogène elle s'exprime en fonction de ses nombres atomiques selon

$$\frac{1}{X_0} = \frac{4\alpha N_A Z\left(Z+1\right) r_e^2 \ln\left(183 Z^{-\frac{1}{3}}\right)}{A} \tag{4.2}$$

où α est la constante de structure fine, N_A est le nombre d'Avogadro, Z le nombre atomique, A le poids atomique, et r_e le rayon classique de l'électron. On peut montrer que la longueur de radiation est liée à la probabilité pour un photon de produire une paire électron-positron par un facteur 7/9.

- Le *rayon de Molière* R_M, qui est donné par le rapport entre l'énergie critique du milieu et la longueur de radiation. On peut montrer que R_M est raisonnablement approché par l'expression

$$R_M = 0.0265 X_0 \left(Z + 1.2\right) \tag{4.3}$$

  R_M est une bonne mesure des dimensions transverses d'une gerbe électromagnétique. Environ 90 % de l'énergie de la particule incidente se dissipe à l'intérieur d'un cylindre de rayon R_M. Il faut cependant tenir compte du profil transverse d'une gerbe qui a deux composants facilement distinguables: un coeur de gerbe, qui regroupe l'essentiel de l'énergie dissipée, et qui est presque entièrement contenu dans un R_M, et un halo de gerbe, qui se propage dans les directions transverse bien au-delà de l'échelle transverse caractéristique. Le halo ne contient qu'une faible fraction de l'énergie initiale.

Le tableau 4.1 montre quelques chiffres caractéristiques du krypton liquide. Le calorimètre à krypton liquide est adapté pour la mesure des gerbes électromagnétiques. Avec une profondeur de 125 cm, qui correspondent à environ 27 longueurs de radiation, les gerbes sont pour l'essentiel contenues dans le milieu actif. La segmentation transverse, par des cellules de $2 \times 2\ cm^2$, est adaptée aux dimensions des gerbes dans le krypton.

Par contre, le calorimètre à krypton liquide n'est pas optimisé pour la détection ni pour la mesure des gerbes hadroniques. Etant quasi homogène, le rapport e/h n'est pas compensé et les 125 cm de profondeur du krypton ne représentent que deux longueurs d'interaction nucléaire. Des fluctuations importantes ont lieu dans le développement des gerbes hadroniques, allant des gerbes qui ne se développent que très tardivement dans le krypton et n'y déposent que très peu d'énergie, jusqu'aux gerbes contenant des composantes électromagnétiques considérables (par production de π^0).

4.1.1 La calorimétrie et la mesure d'énergie

On peut paramétriser la précision sur la mesure de l'énergie dans un calorimètre comme suit:

$$\frac{\sigma\left(E\right)}{E} = \frac{A_S}{\sqrt{E}} \oplus \frac{A_N}{E} \oplus A_L \log\left(E\right) \oplus A_C \tag{4.4}$$

où les paramètres utilisés représentent les contributions suivantes:

Longueur de radiation (X_0)	4.7 cm
Rayon de Molière (R_M)	6.1 cm
Energie d'ionisation	18.6 eV
Longueur d'interaction nucléaire (λ_I)	60 cm
Energie critique (E_c)	21.51 MeV

Tab. 4.1: Caractéristiques du krypton liquide.

- A_S, nommé couramment terme d'échantillonnage, quantifie l'impact des fluctuations stochastiques sur la résolution en énergie. Celles-ci ont deux sources: les variations sur le nombre de particules secondaires produites, et les variations sur la fraction d'énergie utilisée pour la mesure de l'énergie (dues entre autre à des fuites transversales). Comme nous le verrons par la suite, l'intervalle d'énergie de l'expérience va de quelques GeV à une centaine de GeV. Etant donné que l'énergie d'ionisation du krypton est de 18.6 eV, et que la part de matière inerte à l'intérieur du cryostat est extrêmement faible, la contribution dominante au terme d'échantillonnage provient des fluctuations sur la part de signal effectivement utilisée pour la mesure de l'énergie: on somme l'énergie déposée à l'intérieur d'un cercle tracé autour du point d'impact des particules sur la face avant du calorimètre[55].

- A_N tient compte de l'effet du bruit sur la lecture du signal. Sa contribution diminue donc rapidement avec l'énergie. Dans le cas du calorimètre à krypton liquide de NA48, le bruit dominant provient de la chaîne électronique. On voit alors que le rayon du cercle précédemment défini est un compromis entre les contributions de bruit et d'échantillonnage. Comme nous le verrons par la suite, le compromis optimum s'obtient pour un rayon d'à peu près deux fois R_M.

- A_L représente les fuites longitudinales correspondant à un développement incomplet des gerbes dans le milieu actif. Dans le cas de NA48, le krypton représente 27 X_0, et on s'attend donc à ce que ces fuites soient négligeables. Ce terme sera donc ignoré dans toute la suite de l'exposé.

- finalement, A_C, ou *terme constant*, quantifie la dégradation de la mesure produite par les incertitudes dans l'évaluation du rapport entre le signal et l'énergie. Plusieurs éléments contribuent au terme constant, et se manifestent typiquement sous la forme d'incertitudes résiduelles dans l'étalonnage relatif entre les canaux du détecteur.

Numéro de run	énergie (GeV)	électrons par burst	cellules touchées
5053	15	3500	297
5054	15	3200	396
5055	25	2700	1035
5056	50	1400	368
5064	100	1100	159
5065	100	1000	80

Tab. 4.2: Description des faisceaux d'électrons.

4.2 Opération du calorimètre et reconstruction neutre

Ce paragraphe décrit à l'aide des données prises en faisceau d'électrons les caractéristiques principales de l'algorithme de reconstruction de l'énergie et des positions des gerbes dans le calorimètre. L'étude des performances en temps du détecteur est décrite dans [57]. En 1997, suite à un problème sur certaines capacités de blocage, la haute tension a été limitée à 1500 V. Ce problème a été réparé durant l'hiver 1997-1998, ce qui a permis d'opérer le calorimètre à 3000 V en 1998. Les conséquences seront décrites dans la suite.

4.2.1 Faisceau d'électrons

Pendant la prise de données 1997, un faisceau d'électrons fut utilisé pour étudier et mettre au point la reconstruction neutre. Le faisceau s'obtient par collimation d'électrons produits par collision des protons du SPS sur des cibles situées en amont de la ligne de faisceau de NA48, et dirigés vers le calorimètre à l'aide d'aimants. Les courants sur les aimants de collimation étaient changés entre deux *bursts*, afin de déplacer la région illuminée sur le calorimètre. Les électrons balayèrent principalement une colonne verticale autour du centre du calorimètre. En tout, quatre faisceaux, à 15, 25, 50 et 100 GeV d'énergie furent utilisés. Pour les trois premières énergies, l'aimant du spectromètre a été éteint. De cette façon, les électrons étaient reconstruits comme des traces droites dans les chambres à fils. L'aimant fut ensuite alimenté pour une partie des données en faisceau à 100 GeV. La condition de déclenchement utilisée fut "LKr biais minimum" (voir 2.4.1), avec un seuil abaissé par rapport à sa valeur nominale, afin d'enregistrer les électrons à 15 GeV. Le tableau 4.2 indique les données accumulées pour chaque type de faisceau, et la figure 4.2 montre les régions du calorimètre illuminées par les différents faisceaux.

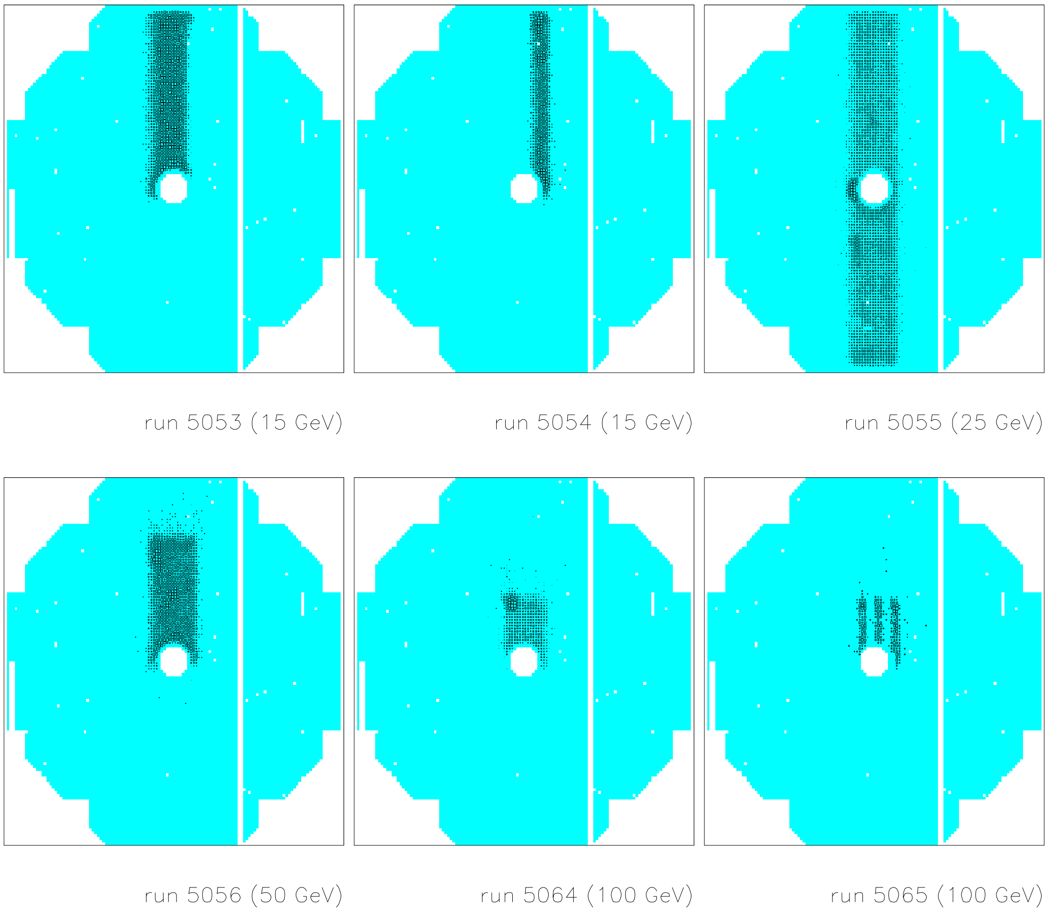


Fig. 4.2: Carte des régions du calorimètre illuminées par les faisceaux d'électrons.

4.2.2 La chaîne d'électronique

La part d'énergie déposée dans une cellule, et qui est dissipée sous forme de charge d'ionisation, s'obtient en intégrant le courant induit sur l'anode pendant le temps requis pour que les électrons secondaires produits dérivent vers l'anode. Dans le cas du krypton liquide, ce temps est de l'ordre de 3.5 μs pour des électrodes soumises à une tension de 1500 V. Etant donnés les hauts taux de comptage auxquels sont soumis les détecteurs, il convient de réduire autant que possible le temps de mesure du signal. La méthode employée dans NA48 consiste à utiliser la lecture du courant initial. Si on considère que l'ionisation dans l'espace entre deux électrodes est uniforme, le courant induit sur l'anode aura, en fonction du temps, une forme triangulaire (figure 4.4). La charge totale déposée par ionisation, qui est l'intégrale de cette courbe, est proportionnelle à la hauteur du triangle et le courant initial est proportionnel à

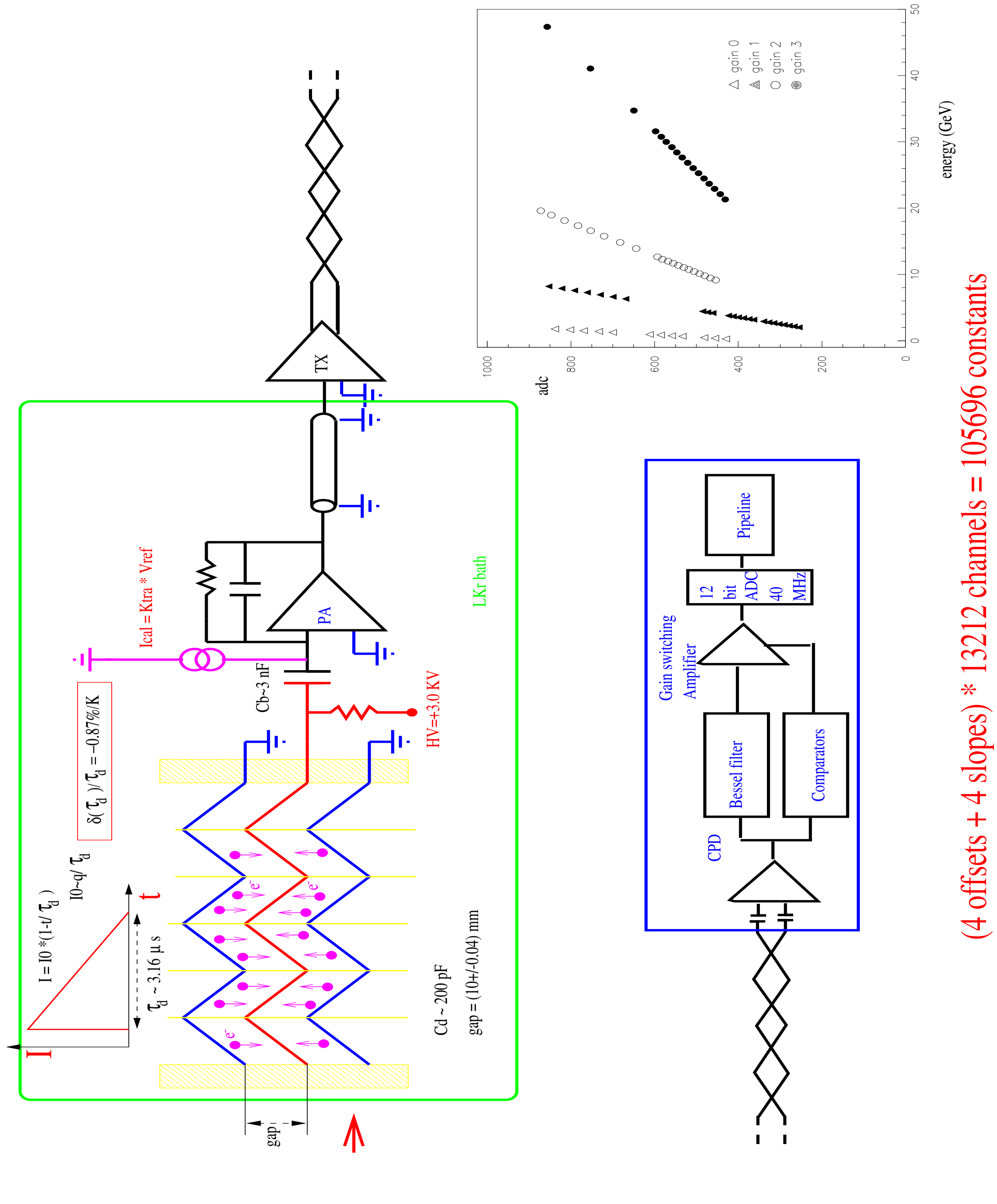


Fig. 4.3: La chaîne d'électronique.

l'énergie déposée dans le krypton.

La figure 4.3 montre un schéma de la chaîne électronique pour une voie du calorimètre. Chaque anode est connectée à un préamplificateur de charge (PA). Ceux-ci sont plongés dans le krypton, ce qui permet de réduire le temps de transfert et exploite le fait que le bruit dans les circuits JFET est réduit aux températures voisines de celle du krypton liquide. L'intégration du courant se fait pendant un temps d'environ 150 ns.

Le signal en sortie des préamplificateurs est transmis à des circuits transceivers, qui sont placés en sortie du cryostat. Les transceivers produisent une compensation de pôle zéro, et accélèrent le signal de 150 à 10 ns environ. Afin de minimiser le bruit cohérent et la diaphonie pendant la transmission, le signal en sortie des transceivers est transmis en forme différentielle, à travers des câbles torsadés. La partie supérieure de la figure 4.4 montre les deux composantes du signal en sortie des transceivers.

Des cartes CPD (acronyme pour "Calorimeter Pipelined Digitiser") produisent la mise en forme et la numérisation du signal (voir 2.3.7). Les diagrammes en bas de la figure 4.4 représentent le signal après la mise en forme. Elle produit un pic, avec une largeur à mi-hauteur de 70 ns environ, dont la hauteur est proportionnelle au courant initial. On remarque aussi la présence d'un "undershoot", d'environ 3 % d'amplitude par rapport au pic, avec une durée donnée par le temps de dérive.

Pour la numérisation, un échantillonnage est produit toutes les 25 ns, codé selon le format suivant: 2 bits représentent le gain, et 10 bits la hauteur du signal. Le choix du gain est fait en temps réel par la logique du circuit CPD, en fonction de la dérivée du signal. Pour chaque canal sélectionné par déclenchement, on enregistre dix échantillons autour du temps de l'événement. La figure 4.5 montre deux exemples d'échantillonnage, avec et sans changement de gain.

Etant donné le nombre important de canaux du calorimètre, il est nécessaire de réduire en ligne le volume de données à enregistrer. La réduction est produite par la *suppression de zéro*. L'algorithme est implémenté en deux étapes:

- identification des canaux germes, pour lesquels l'énergie déposée dépasse un certain seuil. Ce seuil dépend du déclenchement, et a été fixé à 100 MeV pour le déclenchement neutre, et à 1 GeV pour le déclenchement chargé.

- l'expansion de halo enregistre les données d'un ensemble de canaux autour de ceux dépassant le seuil. La figure 4.6 montre les canaux lus par une expansion de halo.

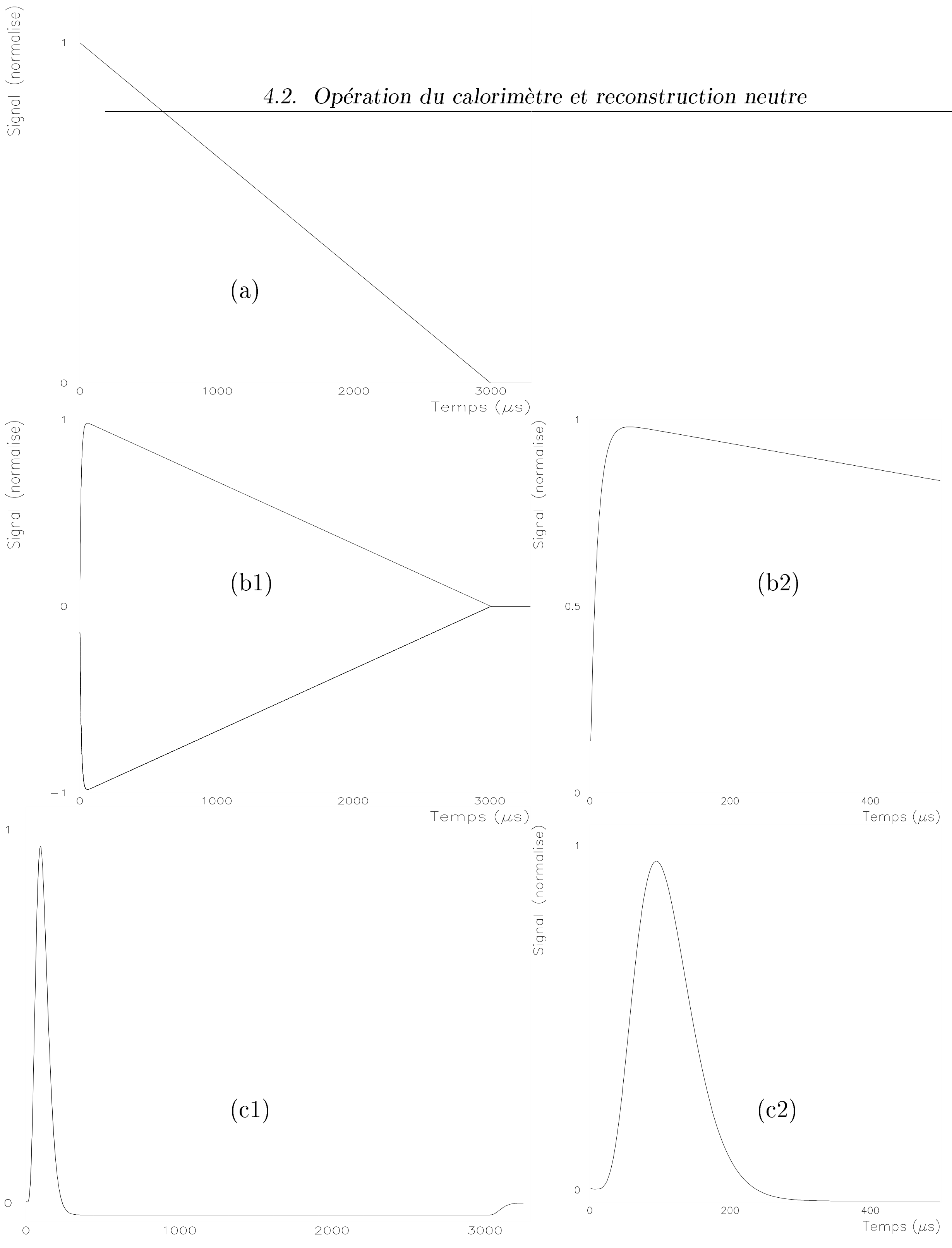


Fig. 4.4: Evolution du courant induit sur l'anode, pour un temps de dérive de 3 μs (a). Signal en sortie des transceivers (b), et après mise en forme par les CPD (c).

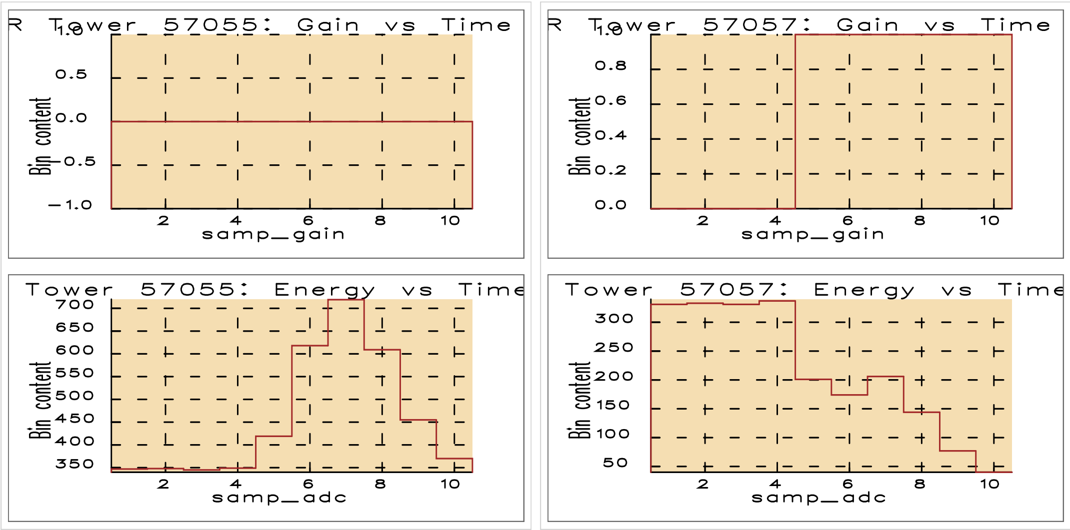


Fig. 4.5: *Echantillonnage du signal. A gauche: cellule en gain zéro. A droite: changement de gain à partir de l'échantillon* 5*. Dans les deux cas, le maximum du signal a lieu à l'échantillon* 7*.*

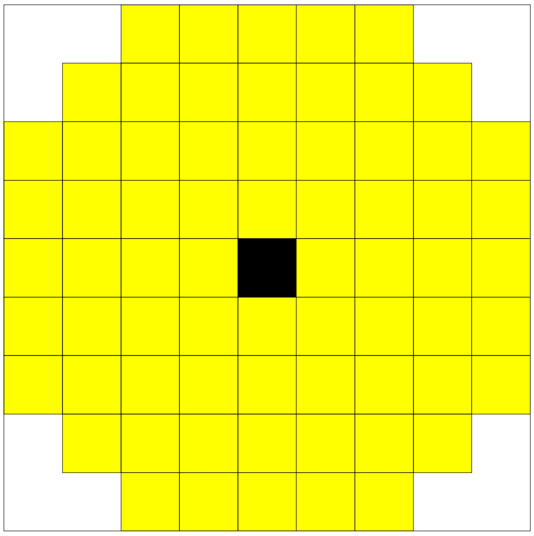


Fig. 4.6: *Représentation de l'expansion de halo (en gris), autour d'une cellule germe (en noir). Au total, 69 canaux par cellule germe sont enregistrés par la suppression de zéro.*

4.2.3 La reconstruction du signal

La mesure de l'énergie déposée dans une cellule se fait à partir des échantillons numérisés du signal, produits par l'électronique des cartes CPD à une fréquence de 40 MHz. La conversion en énergie d'un échantillon requiert deux constantes: une pente g, d'unités GeV/ADC, et un piédestal p en unités d'ADC. Comme le choix du gain se fait en mode dynamique, il faut utiliser pour chaque échantillon les valeurs de g et p correspondant à son gain. L'énergie correspondant à un échantillon i, numérisé en gain n, est donnée par l'expression

$$E_i = g_n \times (ADC_i - p_n) \tag{4.5}$$

Ainsi, on dispose d'une succession d'échantillons asynchrones, disposés autour du temps du déclenchement. Afin d'évaluer le maximum du signal (qui est une mesure de l'énergie déposée dans la cellule) on utilise la méthode du *filtrage optimal*[56][54]: la hauteur E et le temps t du signal s'obtiennent par interpolation, à partir d'un ensemble d'échantillons E_i, situés autour de l'échantillon à valeur maximale,

$$E = \sum_i E_i a_i \tag{4.6}$$

$$t = \frac{1}{E} \sum_i E_i b_i \tag{4.7}$$

avec des coefficients optimaux a_i et b_i qui s'obtiennent à partir de la forme du signal s, et en minimisant leur produit interne par rapport à la fonction d'autocorrélation du bruit R,

$$\begin{array}{lll} \sum_i a_i s_i = 1 & \sum_i a_i s'_i = 0 & \\ \sum_i b_i s_i = 0 & \sum_i b_i s'_i = -1 & \\ \sum_i a_i R_{ij} a_j & \sum_i b_i R_{ij} b_j & \mathit{minimales} \end{array} \tag{4.8}$$

Pour la reconstruction du signal, trois échantillons sont utilisés, centrés autour de l'échantillon maximum. Dans quelques cas (environ 1 %) seuls deux échantillons sont pris en compte pour éviter des problémes induits par le changement de gain (l'échantillon situé juste après un changement de gain n'est pas correctement mesuré).

4.2.4 Le système de calibration

Pour évaluer la dispersion des gains de chaque canal de lecture, on injecte à l'entrée des préamplificateurs un courant connu produit par le système de calibration. Le signal en sortie de la chaîne de lecture est reconstruit en utilisant la même méthode du filtrage optimal que pour les données.

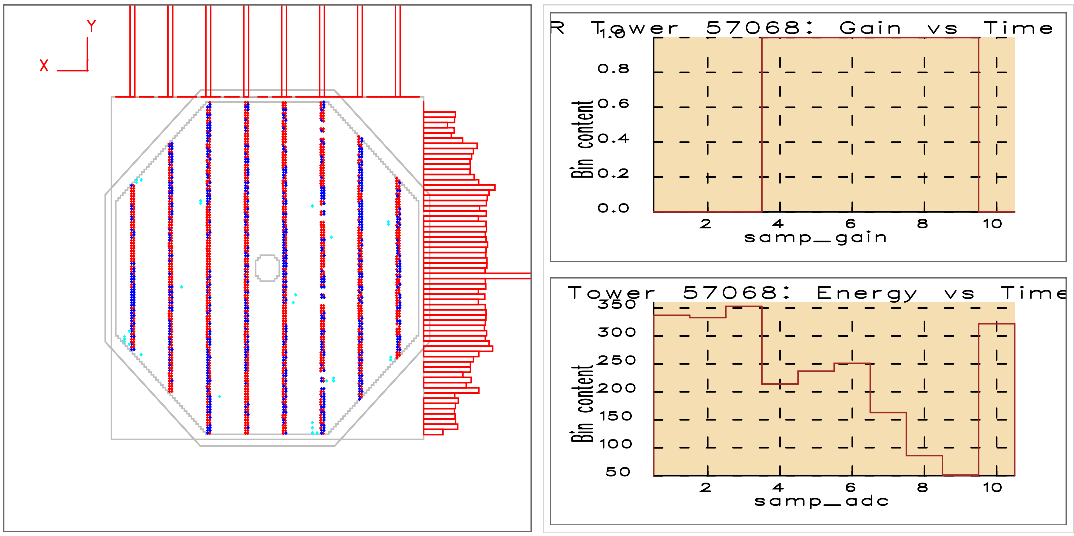


Fig. 4.7: A gauche: carte des cellules du calorimètre. Une colonne de 2×128 *cellules est pulsée par la calibration électronique. Le pulse injecté produit un signal qui est mis en forme en gain* 1*, comme on voit sur la figure de droite.*

Les impulsions de calibration sont déclenchées par colonnes de cellules. La figure 4.7 montre une carte de l'ensemble des cellules sur lesquelles est injecté l'une de ces impulsions.

La calibration électronique permet, en ajustant pour chaque gain le rapport entre le signal injecté et le signal reconstruit, de produire une paire de constantes: une pente et un piédestal. Chaque canal possède ainsi huit constantes de calibration.

La figure 4.8 montre les distributions des piédestaux pour les canaux calibrés du calorimètre. On remarque que les valeurs typiques du piédestal pour le gain zéro sont de l'ordre de 330 unités d'ADC, valeur qui est bien supérieure à celle des gains supérieurs. Ceci permet la lecture de l'"undershoot" après le signal. Il convient de signaler que les piédestaux obtenus à partir des ajustements de calibration ne sont pas utilisés pour le gain zéro. Le signal de calibration à basse énergie est en effet distordu par un bruit de "pick-up", entraîné par le signal du déclenchement, dont l'effet est négligeable pour les gains supérieurs, mais qui peut biaiser l'évaluation des piédestaux pour les faibles signaux. Par conséquent, les piédestaux du gain zéro sont évalués en utilisant les valeurs moyennes du signal enregistré pour les événements d'un lot de déclenchement dit aléatoire. Typiquement, une quinzaine d'événements aléatoires sont déclenchés par burst, et tous les canaux du calorimètre sont enregistrés. Ceci permet aussi de faire un suivi détaillé en temps de l'évolution des piédestaux du gain zéro.

La figure 4.8 montre aussi les distributions des quatre pentes. On voit que les

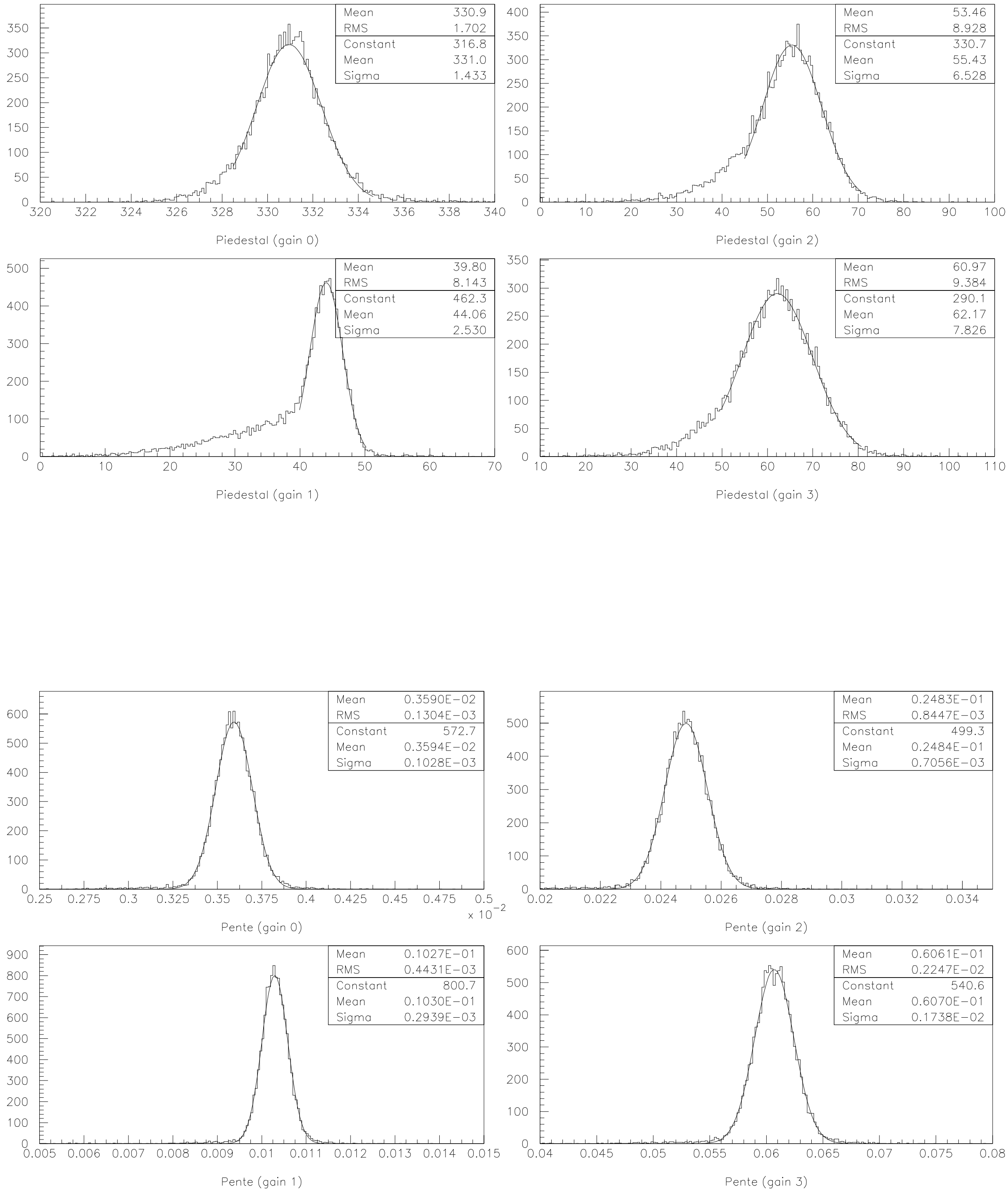


Fig. 4.8: En haut: distribution par gain des piédestaux. En bas: pentes par gain.

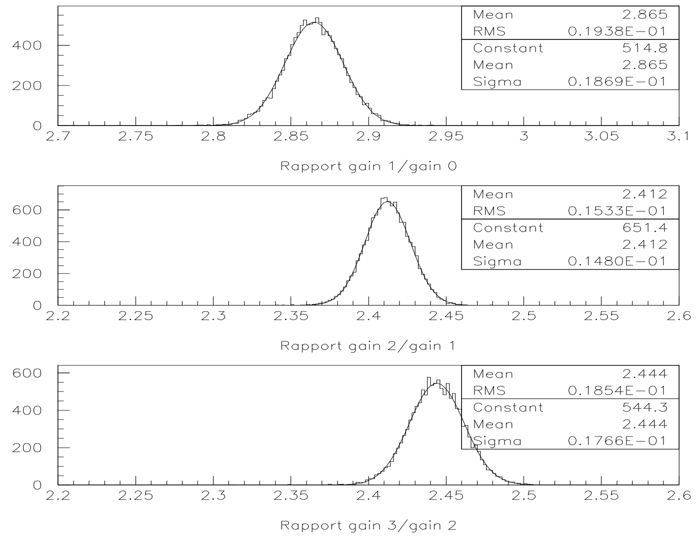


Fig. 4.9: Distribution des rapports entre gains consécutifs.

écarts type des pentes sont de l'ordre de 3 %, pouvant aller bien au-delà pour quelques canaux, ce qui fait des écarts quadratiques de 5 %, environ. Par contre, le rapport entre les pentes est bien plus stable, puisque l'essentiel de la chaîne électronique est commune. La figure 4.9 montre les rapports entre les pentes obtenues pour des gains consécutifs. Les dispersions sont de l'ordre de 0.6 %, avec un nombre très réduit de canaux en dehors de l'écart normal.

De cette façon, quand certains canaux ne sont pas calibrés pour tous leurs gains (ce qui peut être le cas de canaux qui ne reçoivent pas certaines configurations des impulsions de calibration), on peut utiliser les rapports des pentes pour estimer avec une bonne certitude les pentes manquantes. Pour les canaux qui ne reçoivent aucune calibration, il faut donc utiliser les valeurs moyennes de pentes.

Cependant, ceci ne concerne qu'une faible fraction des canaux du calorimètre. La figure 4.10 montre la carte des canaux qui n'ont pas été connectés à la tension de référence de la calibration. On distingue clairement des structures par blocs de 2×2 canaux, ainsi que des structures par colonnes. Ces 212 canaux sont donc calibrés à l'aides des valeurs moyennes des rampes et des piédestaux.

D'autre part, comme les tolérances sur les circuits de calibration sont de l'ordre de 3 %, il est important de connaître pour chaque canal le rapport i/V, ou transconductance. Ce rapport permet de calculer à partir de la tension de référence V du système de calibration, quel est le courant i effectivement injecté à l'entrée de préamplificateur d'un canal donné.

Ces rapports $\mu A/V$ des circuits de calibration ont été mesurés à la fois à température ambiante et en plongeant les circuits dans un bain d'argon liquide pour simuler

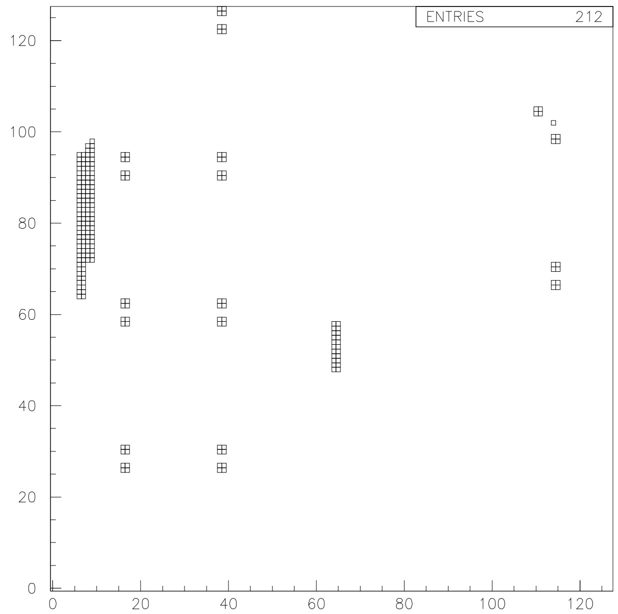


Fig. 4.10: Carte des canaux sans tension de référence.

les conditions d'opération dans le krypton. La figure 4.11 montre la distribution des valeurs de transconductance ainsi obtenues, ainsi que le rapport entre les deux mesures. La plupart des mesures dispersent autour d'une valeur centrale commune, avec un écart d'environ 3 %, mais les valeurs pour certains canaux sont assez éloignées, et on distingue une seconde population d'entrées, avec des valeurs environ 20 % plus petites. Ces canaux se trouvent sur les "bus courts", situés au-dessus et au-dessous du tube à vide, et qui par construction doivent regrouper un nombre plus petit de canaux.

Il y a un décalage global entre les deux mesures, d'environ 2 %, on voit que la partie gaussienne de la dispersion du rapport est de 0.5 % environ. Des épaules sont présentes des deux côtés de la distribution , et quelques canaux se trouvent bien à l'écart des valeurs typiques, donnant une dispersion quadratique de presque 0.9 %.

4.2.5 Identification des gerbes

L'identification des gerbes se fait à partir des cellules centrales. La cellule centrale d'une gerbe est un maximum local du dépôt d'énergie, avec une énergie supérieure à un certain seuil, fixé par la valeur moyenne sur les huit cellules qui l'entourent. Ce critère utilise la fraction importante de l'énergie de la gerbe qui est déposée dans la cellule centrale, comme on voit dans la figure 4.12. Ensuite, l'énergie totale de la gerbe est obtenue comme la somme des énergies déposées sur l'ensemble de cellules

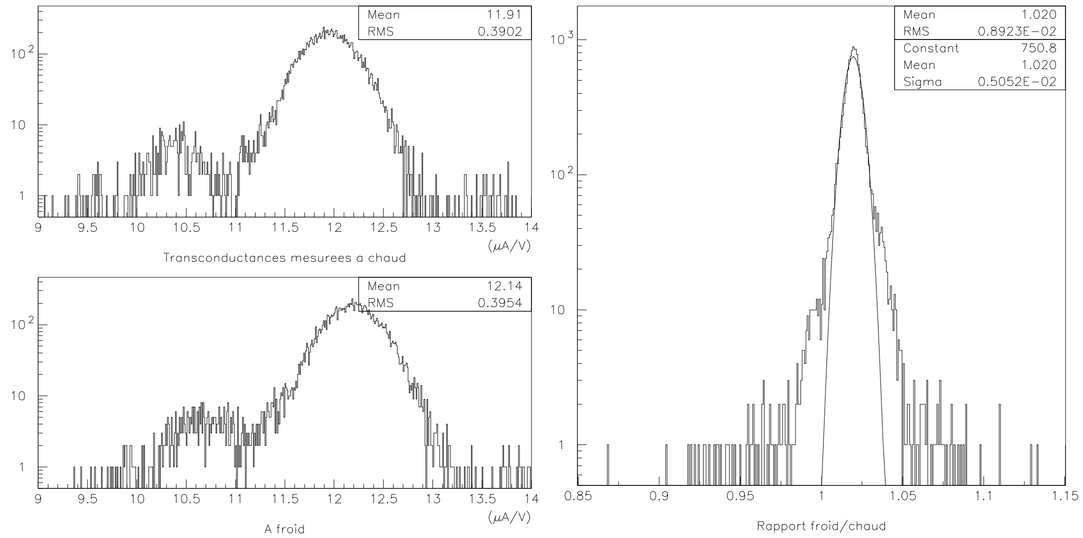


Fig. 4.11: A gauche: transconductances mesurées à chaud et à froid. A droite: rapport entre les deux mesures.

dont le centre se trouve à une distance inférieure à 11 cm du barycentre (X, Y) de la gerbe. Les coordonnées du barycentre s'obtiennent à partir du nonet de 3×3 cellules autour de la cellule centrale:

$$X = \frac{\sum\limits_{3\times3} E_i x_i}{\sum\limits_{3\times3} E_i}, Y = \frac{\sum\limits_{3\times3} E_i y_i}{\sum\limits_{3\times3} E_i} \tag{4.9}$$

4.2.6 La reconstruction de l'énergie

La figure 4.12 illustre l'énergie contenue dans des boîtes de diverses tailles autour du centre de la gerbe, pour le faisceau d'électrons de 100 GeV. On peut faire quelques constatations sur le profil d'une gerbe d'électron:

- Les fluctuations importantes de la fraction d'énergie déposée dans la cellule centrale, qui varie de 15 % à 45 % environ, s'interprètent sans problème à partir de la granularité du calorimètre.

- 95 % de l'énergie de la gerbe déposée à l'intérieur du cercle de 11 cm est contenue dans une boîte de 7×7 cellules autour de la centrale. Une telle boîte, qui a une surface équivalente à celle d'un cercle d'environ 7.8 cm de rayon, est à comparer à la valeur du rayon de Molière cité dans le tableau 4.1.

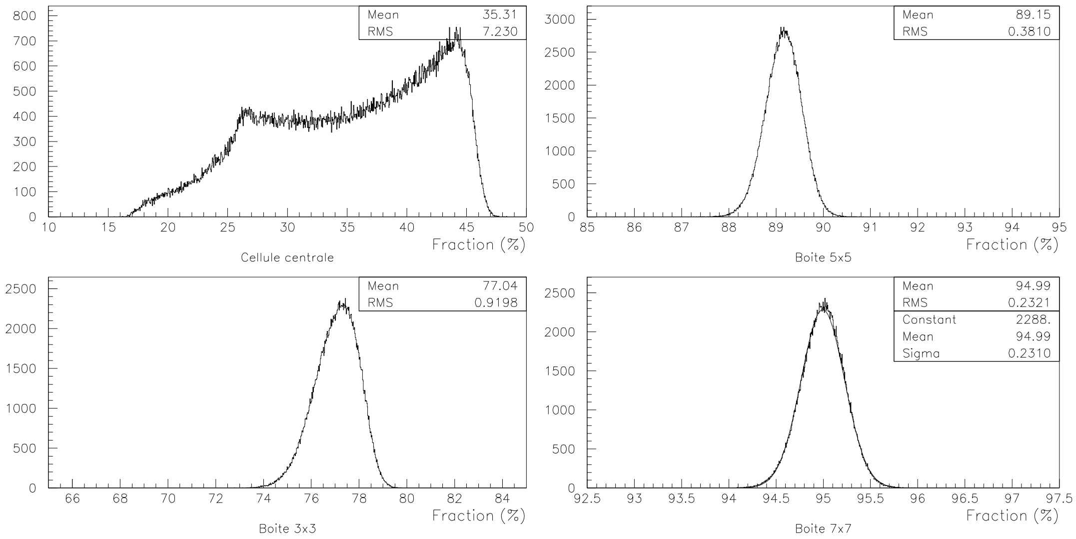


Fig. 4.12: Faisceau d'électrons à 100 *GeV : fraction de l'énergie totale d'une gerbe contenue dans la cellule centrale, puis dans des boîtes de* 3×3, 5×5 *et* 7×7 *cellules autour.*

La forme gaussienne de la fraction d'énergie contenue dans la boîte de 7×7 cellules suggère que cette surface est déjà un choix raisonnable pour la mesure de l'énergie de la gerbe. Elle présente aussi l'avantage d'être entièrement contenue dans la propagation du halo à partir d'une seule cellule germe, (voir figure 4.6), ce qui assure que l'énergie des 49 cellules de la boîte a été enregistrée. Cependant, la part d'échantillonnage dans la précision de la mesure diminuera en sommant l'énergie sur une surface plus grande, d'où l'avantage de sommer l'énergie sur la surface d'un cercle de 11 *cm*. Comme le déclenchement neutre utilise un seuil de 100 MeV pour la propagation du halo, on voit que même une gerbe à quelques GeV aura plusieurs cellules germe, ce qui assure la lecture de toutes les cellules incluses dans le cercle. Par contre, ceci n'est pas forcément le cas pour le déclenchement chargé, pour lequel le seuil est fixé à 1 GeV.

L'énergie mesurée à partir de l'ensemble des cellules doit être corrigée pour un certain nombre d'effets décrits ci dessous.

Corrections en fonction de la position

Comme la cellule centrale contient une fraction très importante de l'énergie de la gerbe, la mesure est sensible aux effets de position du coeur de la gerbe dans la cellule centrale.

La figure 4.13 représente la variation du signal en fonction de la position horizontale du barycentre de la gerbe dans la cellule centrale. Deux effets sont présents:

- L'effet dominant est produit par la bande passante limitée de l'électronique de

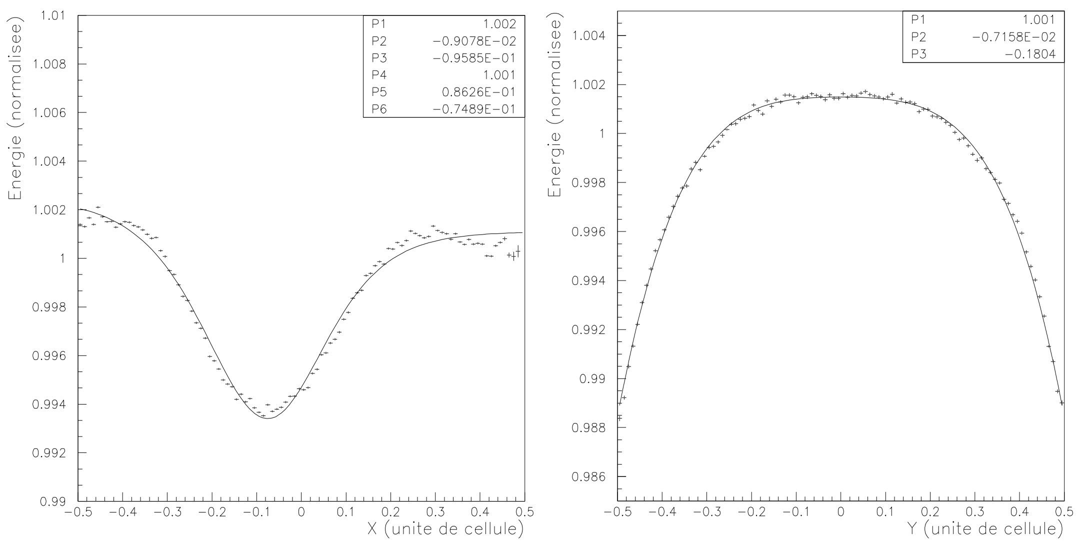


Fig. 4.13: A gauche: variation de l'énergie mesurée, en fonction de la position horizontale du barycentre, par rapport au centre de la cellule centrale (faisceau à 25 *GeV). A droite: variation verticale du signal.*

lecture, qui a un temps d'intégration de l'ordre des dizaines de ns. Les charges induites par des électrons proches de l'anode, ne seront que partiellement mesurées par l'électronique.

- Les électrodes constituent un milieu passif: les parties de la gerbe qui se forment dans les rubans contribuent peu au signal. Cet effet pourrait être dominant si les gerbes pouvaient se développer en parallèle aux électrodes, et ce d'autant plus que la structure du calorimètre est projective, mais est réduit par la disposition en accordéon des cellules.

Il convient de remarquer que la position de perte maximale est décalée par rapport au centre de la cellule. Ceci est une conséquence de la structure en accordéon: le décalage correspond à la position du coeur de la gerbe par rapport aux électrodes (voir figure 4.14). La fonction de correction utilisée dans la figure 4.13 utilise les suivants paramètres: hauteur asymptotique du signal vers les cathodes à gauche et à droite, position et profondeur de la perte d'anode, et largeurs de la perte à gauche et à droite.

La variation suivant la position verticale, illustrée sur la figure 4.13, est dominée par la diminution du signal à la frontière entre deux cellules. En effet, les rubans mesurent 1.8 cm de hauteur, et on trouve donc une séparation verticale d'environ 2 mm entre deux électrodes. Les éléments de la gerbe qui s'y développent ne contribuent pas au signal, ce qui entraîne des pertes allant jusqu'à 1%. Cette variation étant

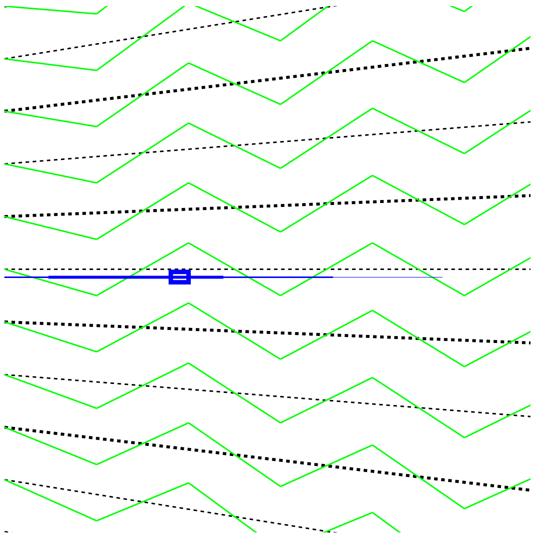


Fig. 4.14: Schéma de la structure projective et en accordéon des électrodes le long de la direction horizontale Les lignes en clair représentent les électrodes, et les lignes hachurées suivent la projectivité. Une trace illustre le décalage par rapport à la position des électrodes entre le point d'entrée et le coeur de la gerbe.

symétrique par rapport au centre de la cellule, la fonction de correction appliquée est un polynôme pair, $E = p_1 + p_2 y^2 + p_3 y^4$.

Après ces corrections, les variations résiduelles de la mesure de l'énergie avec le point d'impact dans la cellule sont inférieures à quelques pourmilles et ne contribuent pas de manière significative à la résolution en énergie.

Les cellules mortes

Une fois le cryostat fermé, il n'est plus possible d'intervenir sur les composants éléctroniques placés dans le krypton. Ceci est notamment le cas pour les préamplificateurs. Une petite fraction d'entre eux a cessé de fonctionner pendant le refroidissement. La figure 4.15 montre la carte des canaux pour lesquels le préamplificateur n'a pas fonctionné pendant la prise de données 1997. Si on exclut la colonne de 24×2 cellules situées à la périphérie du côté Salève du calorimètre, qui n'a quasiment aucun impact sur l'efficacité de reconstruction neutre (puisque aucune gerbe entièrement contenue ne se développe à moins de deux cellules de distance de cette colonne) on trouve un total de 29 canaux (sur 12876) qui ont été affectés par les pannes de préamplificateur pendant la prise de données 1997, soit un peu plus de 0.2 % des canaux.

D'autres dommages peuvent se produire: la numérisation du signal de certains

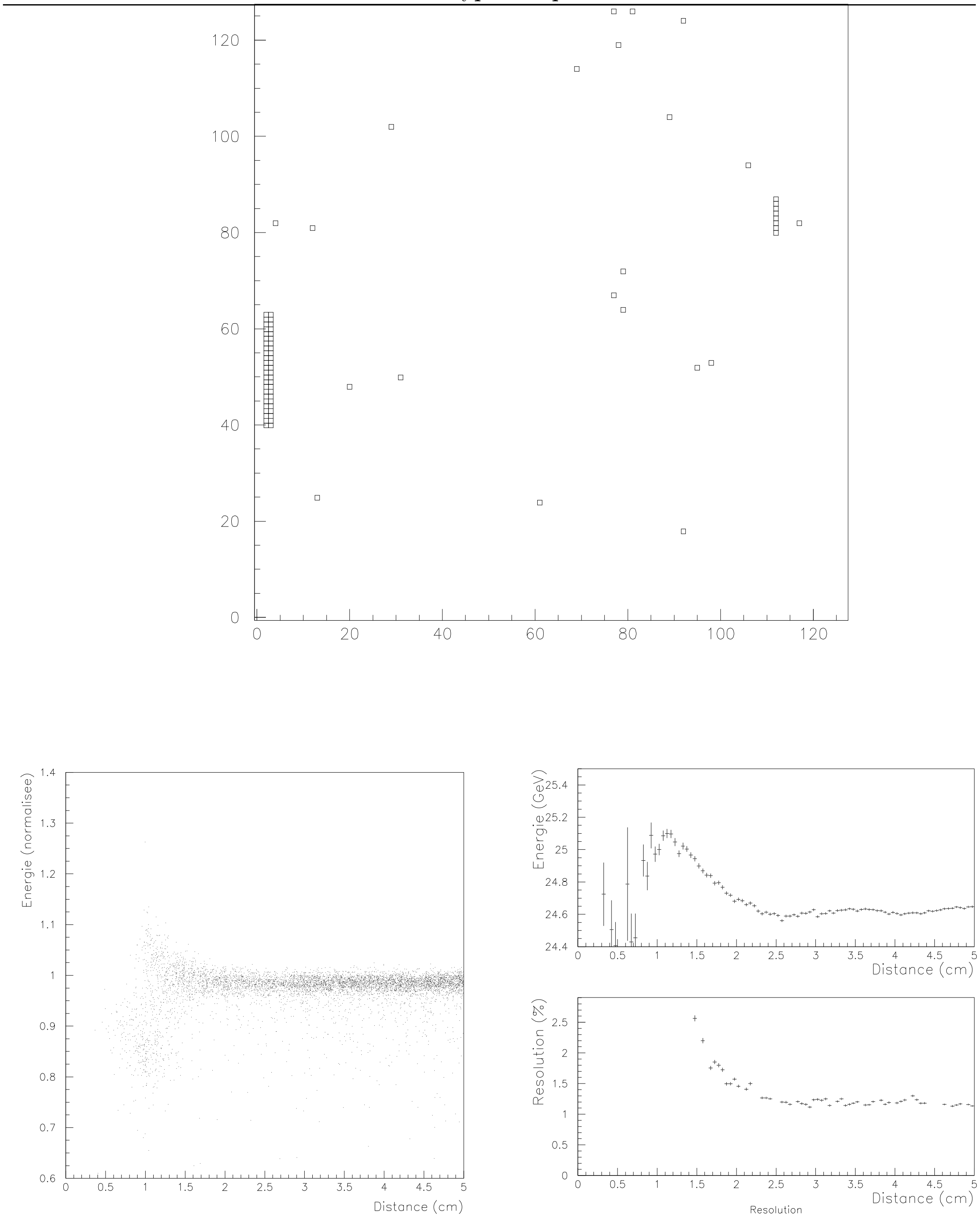


Fig. 4.15: En haut: carte des cellules avec préamplificateur mort. En bas: A gauche: énergie reconstruite en fonction de la distance au centre de la cellule morte la plus proche (a); énergie moyenne et résolution sur l'énergie en fonction de cette distance (b).

canaux pouvait rester bloquée, soit pour certains des gains, soit pour les piédestaux. Ce problème pouvait être réparé en intervenant au niveau des cartes CPD au moment des arrêts de faisceau. Certaines cartes CPD ont aussi été remplacées à la suite d'un malfonctionnement cohérent dans le traitement du signal de certains canaux. En particulier, les 64 canaux du CPD numéroté 56 ont développé un fonctionnement erratique pendant la prise de données de numéro 4996. La carte CPD fut remplacée lors de l'arrêt de machine suivant, qui eut lieu au numéro de run 5019. Les donnés prises entre ces deux périodes ont ensuite été processées en considérant que les 64 cellules de ce CPD étaient mortes.

Dans ces cas, la reconstruction doit compenser le signal qui est perdu dans les cellules affectées. La méthode utilise le profil typique des gerbes de photons pour évaluer l'énergie manquante. Les études entreprises montrent que la qualité de l'algorithme de compensation est une fonction de la distance entre le centre de la cellule morte et le coeur de la gerbe. La figure 4.15 montre la résolution de l'énergie reconstruite en fonction de la distance à la cellule morte la plus proche, pour le faisceau d'électrons à 50 GeV. On constate qu'une coupure à 2 cm par rapport à la cellule morte la plus proche ne compromet ni la mesure d'énergie, ni la précision de la mesure. Une telle coupure a un effet réduit sur la sélection des événements neutres : la perte d'acceptance reste de l'ordre de 2% sans introduire de biais entre K_S et K_L.

La charge d'espace

Comme en 1997 les électrodes étaient portées à une tension de 1500 volts, on s'attend à avoir un effet de charge d'espace[58]: les ions de krypton dérivent lentement vers les cathodes, à une vitesse de plusieurs ordres de grandeur inférieure à celle des électrons, et qui sera d'autant plus petite que la tension entre les électrodes est faible. Dans le calorimètre, le temps de dérive des ions est de l'ordre de la seconde, tandis que celui des électrons est d'environ 3 μs. L'accumulation des ions produit donc une distorsion du champ électrique, qui sera fonction de la distance aux électrodes, et aussi du nombre d'ions présents à un temps donné. L'effet de charge d'espace va donc se manifester comme une atténuation du signal, qui sera d'autant plus importante que la charge déposée augmente, c'est à dire en fonction du temps dans le burst. L'effet est plus grand près de l'anode, où la distortion du champ électrique est aussi plus importante. En utilisant le faisceau à 100 GeV, la figure 4.16 montre le signal en fonction de la position, pour des électrons de la première et dernière partie du burst. On y aperçoit clairement la perte de signal près de l'anode, qui va de 0.4 % au début du burst, jusqu'à plus de 1 % à sa fin. L'effet de charge d'espace est aussi présent pour les autres faisceaux d'électrons, mais avec des intensités moindres. On voit à partir du tableau 4.2, qui indique le nombre d'électrons produits par burst, que la charge totale envoyée sur le calorimètre est plus importante pour le faisceau à 100 GeV que pour les autres.

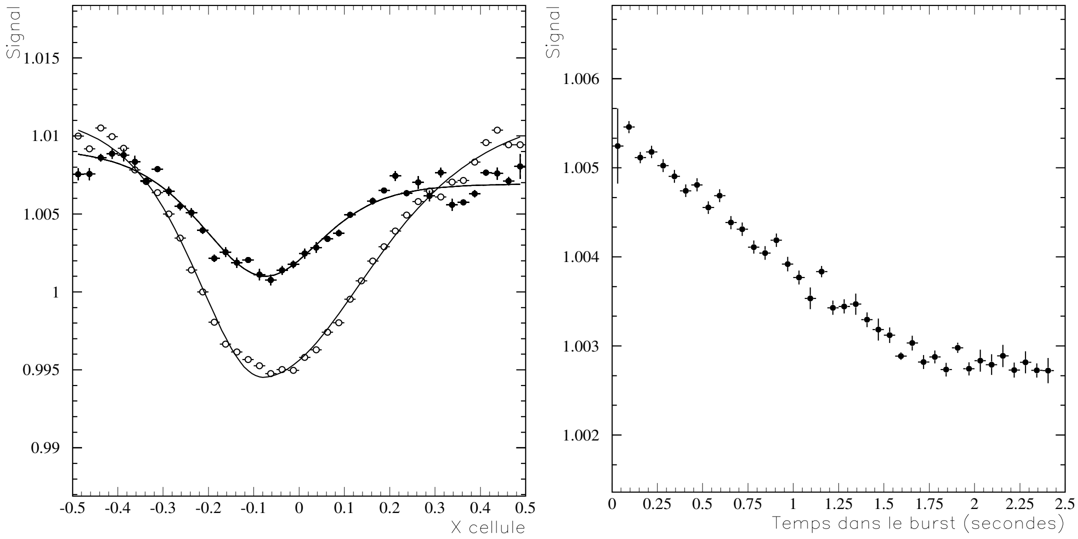


Fig. 4.16: Variation du signal en fonction de la position horizontale dans la cellule centrale, pour un faisceau d'électrons à 100 *GeV. Dans la figure à gauche, les points en noir représentent le signal d'électrons pendant les premières* 0.25 *secondes, et ceux en blanc la dernière seconde du burst. La figure à droite montre la perte moyenne de signal, d'environ* 0.3 *%, en fonction du temps dans le burst.*

Comme les conditions en faisceau d'électrons ne sont pas représentatives du faisceau de kaons, pour l'étude de ce faisceau on se restreint à considérer seulement les événements provenant du début du burst, qui n'est pas affecté par l'effet de charge d'espace. Dans le chapitre suivant, l'effet de charge d'espace en faisceau de kaons sera décrit, puis corrigé.

4.3 Les performances du calorimètre

4.3.1 Le bruit d'électronique

La mesure de l'énergie est sensible aux effets du bruit dans la chaîne électronique. On peut distinguer un bruit incohérent (les fluctuations entre cellules voisines sont indépendantes) et un bruit cohérent.

- Le bruit incohérent a une structure intrinsèque en temps qui lie le signal mesuré par un échantillon aux échantillons suivants. Cette structure provient du temps caractéristique utilisé pour la mise en forme du signal.

- Un bruit cohérent, qui affecte simultanément des canaux voisins.

Pour caractériser la structure en temps du bruit, on définit la fonction d'autocorrélation du bruit $G(i)$, qui quantifie le lien entre le signal mesuré à un échantillon s_0 et aux échantillons suivants s_i,

$$G(i) = \frac{\langle s_0 s_i \rangle - \langle s_0 \rangle \langle s_i \rangle}{\sigma(s)^2} \tag{4.10}$$

Comme on voit, G se construit à partir d'une colonne de la matrice d' autocorrélation du bruit R, utilisée dans le calcul des coefficients du filtrage optimal, au paragraphe 4.2.4. Par définition, on doit avoir $G(0) = 1$, et on s'attend à ce que toute corrélation s'atténue avec le temps, $G(\infty) \to 0$.

Comme la corrélation entre échantillons consécutifs est très sensible à la présence de signaux, pour mesurer la fonction d'autocorrélation il convient d'utiliser des données du calorimètre prises sous des conditions d'activité aussi faible que possible. Un outil convenable est fourni par les événements du déclenchement aléatoire, qui sont utilisés dans l'analyse ε' pour estimer l'effet de l'activité accidentelle sur la détection des modes en deux pions. Comme l'activité en double faisceau de kaons n'est pas négligeable, il est préférable d'utiliser le déclenchement aléatoire en faisceau K_S: quand le faisceau K_L est bloqué, les taux de comptage des détecteurs sont plusieurs ordres de grandeur inférieurs.

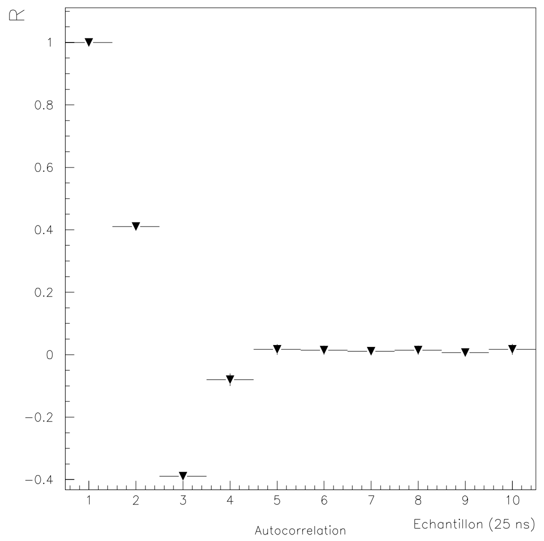


Fig. 4.17: Fonction d'autocorrélation du bruit.

La figure 4.17 montre la fonction d'autocorrélation, mesurée en faisceau K_S, et obtenue en calculant les écarts quadratiques des coups d'ADC mesurés pour des échantillons consécutifs. Les points de la figure s'obtiennent en moyennant les valeurs de $G(i)$ obtenues pour les canaux lus du calorimètre.

La présence d'une corrélation est visible dans les valeurs non nulles de $G\,(1)$ et $G\,(2)$. Par conséquent, l'intégration du signal par l'électronique de lecture montre un effet corrélé sur des échantillons séparés par 25 ns.

Comme le filtrage optimal utilise trois échantillons consécutifs pour interpoler la hauteur du signal, leur corrélation est donnée par $G\,(0,1,2)$. D'une certaine façon, l'anticorrélation du troisième échantillon compense partiellement la corrélation du second. On s'attend alors à ce que la sensibilité du filtrage optimal au bruit soit réduite par rapport à l'estimation naïve de l'effet d'une interpolation à partir de trois mesures[56]. Les coefficients de sensibilité dépendront des temps caractéristiques de l'électronique de chaque voie; on s'attend, en moyenne, à une sensibilité d'environ 0.85: le bruit sur la mesure du maximum du signal est environ 0.85 le bruit sur la mesure d'un échantillon.

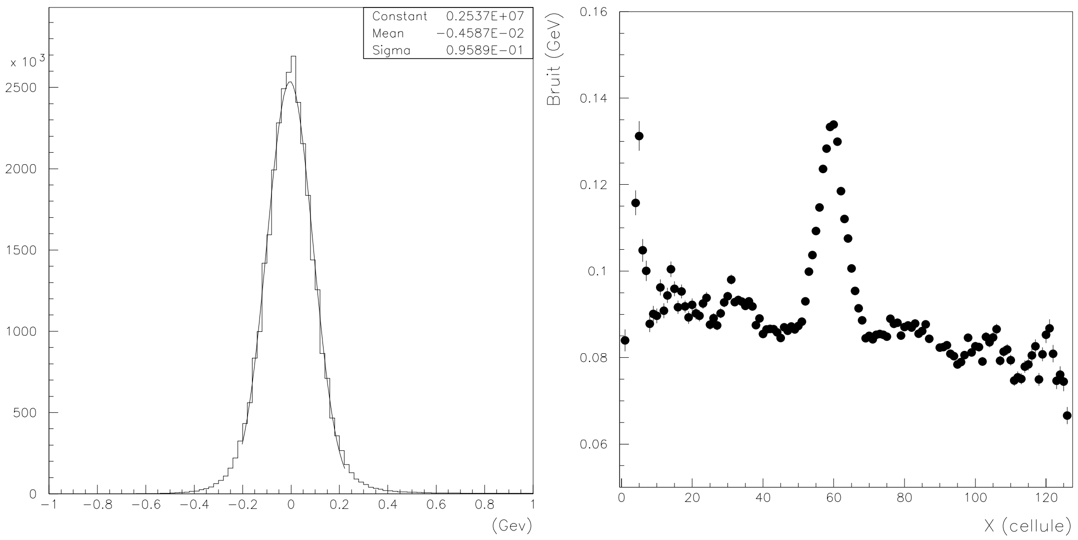


Fig. 4.18: A gauche: valeur moyenne de l'énergie sur les deux premiers échantillons des gerbes, E_2. La largeur obtenue doit être multipliée par un facteur d'échelle d'énergie de 1.15*, qui correspond à la perte de signal en opérant la haute tension à* 1500 V*. A droite: Largeur de la distribution E_2, par colonne.*

Pour la mesure directe du bruit, on utilise une variable nommée E_2, enregistrée dans le format `CoMPACT` pour chaque gerbe, et qui est la moyenne du signal mesuré sur les deux premiers échantillons pour les cellules contenues dans une gerbe (voir figure 4.18).

Le but principal de E_2 est de fournir un contrôle en temps de la stabilité des piédestaux: si les piédestaux sont correctement évalués, la valeur centrale de la distribution de E_2 doit être nulle. Les piédestaux sont évalués sur des plages en temps de l'ordre de quelques jours (correspondant aux plages en temps également utilisées pour l'évaluation des autres sept constantes de calibration). Des variations sur des échelles de temps plus courtes peuvent avoir lieu, notamment liées aux variations de la température des cartes CPD. E_2 permet donc de faire un suivi plus fin de la stabilité des piédestaux.

Clairement, la définition de E_2 comme une moyenne sur deux échantillons a été choisie pour améliorer la précision de la mesure du piédestal; dans notre cas, cela implique que E_2 est sensible à leur corrélation en temps. Ainsi, en prenant le facteur $G(2) = 0.4$ de corrélation entre deux échantillons consécutifs, et si le bruit blanc qui affecte la mesure d'un échantillon i est σ_i, alors le bruit sur la somme de deux échantillons sera amplifié d'un facteur $\sqrt{2.8}$.

Pour une gerbe composée de N cellules, on s'attend à un bruit total amplifié par un facteur $\sqrt{N}$. Cependant, E_2 est également sensible à la corrélation spatiale du bruit entre cellules voisines. Pour N cellules liées par une structure de bruit cohérent, celui-ci s'amplifie d'un facteur N. Par conséquent, si on suppose que les structures spatiales et en temps du bruit sont les mêmes pour toutes les cellules utilisées dans la mesure de E_2, on a

$$\sigma(E_2) = \frac{\sqrt{2.8}}{2}(\sqrt{N}\sigma_{NC} \oplus N\sigma_C) \tag{4.11}$$

pour un terme de bruit incohérent σ_{NC} et un bruit cohérent σ_C par cellule.

La largeur de la figure 4.18 donne un bruit effectif sur la mesure de l'énergie d'environ 125 MeV.

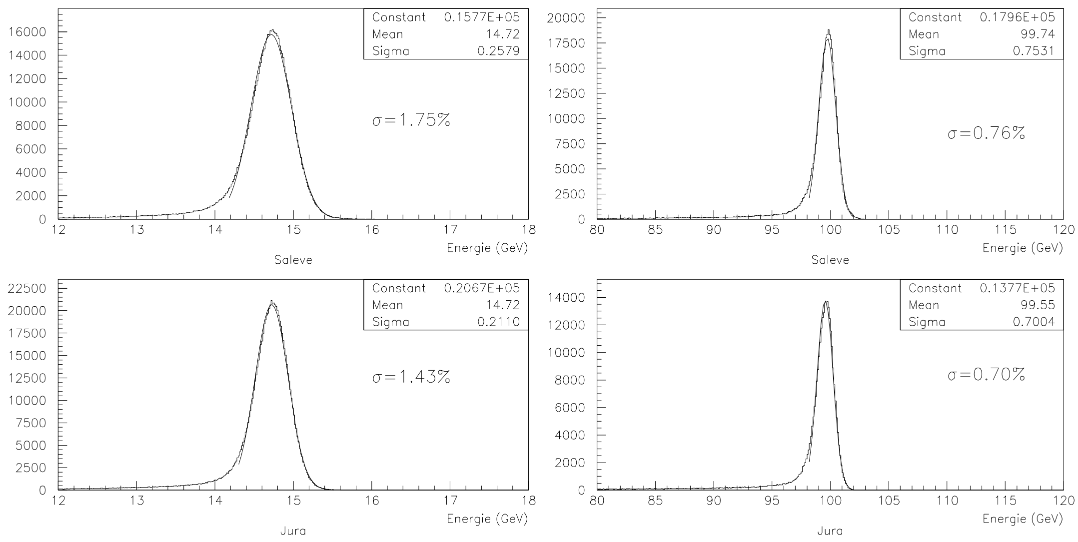


Fig. 4.19: Résolution en énergie pour les gerbes du côté Salève et Jura, et pour les faisceaux d'électrons à 15 et 100 GeV.

A une haute tension de 1500 V, le signal est réduit de 20% par rapport à 3000 V (à cause du changement dans la vitesse de dérive). Par conséquent, en 1997 le bruit électronique effectif, exprimé en MeV, est 20% plus élevé que la valeur qui peut être obtenue avec une haute tension "nominale" de 3000 V.

Dans la pratique, la part de bruit cohérent dans E_2 varie selon l'emplacement des gerbes dans le calorimètre, La figure 4.18 montre la variation de la largeur normale de E_2, en fonction de la colonne du calorimètre. On y aperçoit des structures à bruit cohérent plus important, en particulier pour la colonne S1 (correspondant aux indices $X = 56$ à $X = 63$). Le bruit cohérent sur S1 affecte directement l'étude des performances du calorimètre en faisceau d'électrons. L'origine de ce bruit cohérent est mal connue, mais il semble toutefois provenir de l'intérieur du cryostat (ou y avoir été amplifié). Les valeurs typiques du bruit sont $\sigma_{NC} \sim 2.9$ (en unités d'ADC), et σ_C varie selon les résgions du calorimètre entre 0.05 et 0.2 ADC.

La figure 4.19 montre l'énergie mesurée pour les faisceaux à 15 et 100 GeV, pour les gerbes dont la cellule centrale se trouve du côté Jura ou Salève du détecteur. Si à 100 GeV la différence en résolution n'est pas significative, ceci n'est clairement pas le cas à plus basse énergie, où la mesure est bien plus sensible aux effets de bruit cohérent sur la colonne S1. Pour vérifier les performances ultimes de calorimètre, il convient donc de se restreindre à utiliser les gerbes situées sur la moitié Jura du détecteur, et dont la cellule centrale n'est pas voisine de la colonne S1. Bien sûr, cette coupure ne diminue l'effet du bruit cohérent que par rapport à la fraction de cellules de la gerbe qui ne se trouvent pas sur la colonne S1, mais étant donnée la bande étroite du calorimètre illuminée par les faisceaux d'électrons, il n'est guère possible de faire une coupure plus restrictive sans compromettre le pouvoir statistique de l'étude. L'étude de la résolution en faisceau de kaons décrite dans le chapitre suivant prendra en compte l'effet du bruit cohérent.

4.3.2 La résolution en énergie

La figure 4.20 montre les distributions d'énergie pour les gerbes lues en faisceau d'électron. Les queues des distributions vers les faibles énergies ont essentiellement deux origines:

- le faisceau est partiellement contaminé par des pions. Ceux-ci sont plus nombreux à haute énergie, car leur probabilité de s'être désintégré avant d'atteindre le calorimètre diminue avec leur énergie. De plus, le déclenchement de biais minimum requiert que les pions déposent une quantité suffisante d'énergie dans le krypton (10 GeV), et ceci sera plus souvent le cas pour un pion à haute énergie.

- les électrons peuvent rayonner un photon par *brehmsstrahlung* avant de passer dans le dernier aimant de déflection.

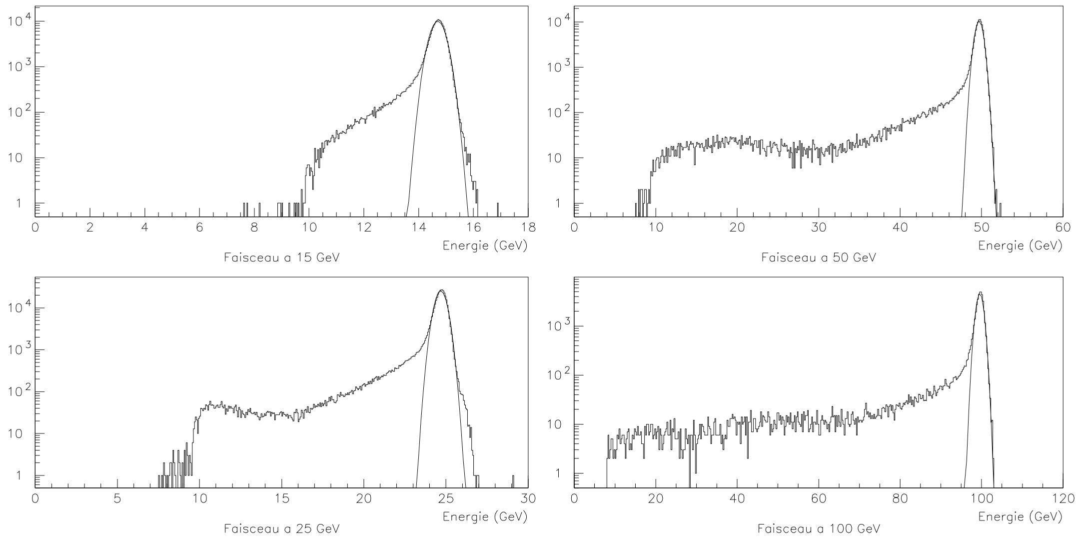


Fig. 4.20: Distributions de l'énergie déposée dans le calorimètre pour les quatre faisceaux d'électrons, à 15, 25, 50 *et* 100 GeV*, respectivement. On distingue le seuil de la condition de déclenchement à* 10 GeV*, et les queues de pions et de brehmsstrahlung.*

La figure 4.21 représente l'énergie mesurée par le calorimètre en fonction de la position verticale, pour deux déversements différents du faisceau à 50 GeV. On y distingue clairement trois populations différentes d'événements: les électrons pour lesquels 50 GeV sont déposés dans le krypton, les pions qui se trouvent à la même position mais déposent une fraction substantiellement moindre d'énergie, et les électrons qui ont perdu une part de leur énergie par brehmsstrahlung, et qui s'éloignent de la position centrale du faisceau.

Le profil des électrons qui rayonnent s'explique facilement: Plus l'énergie du photon rayonné est grande, plus l'énergie de l'électron est réduite et plus cet électron est défléchi par le champ magnétique, donc plus le point d'impact de l'électron sur le calorimètre est dévié par rapport à la position nominale du faisceau.

Les événements avec rayonnement peuvent être identifiés à l'aide du spectromètre; cependant, comme l'aimant n'a pas été alimenté pour l'essentiel du faisceau d'électrons, cette possibilité ne concerne qu'une faible partie des données[1]. La figure 4.22 montre la corrélation entre la mesure de l'énergie et celle de l'impulsion, pour les bursts du faisceau à 100 GeV avec aimant. On distingue clairement plusieurs populations:

[1] Ce choix volontaire est motivé par l'intérêt de disposer d'un faisceau dont les trajectoires ne sont pas trop éloignées des lignes de projectivité du calorimètre. Le chapitre suivant contient une étude détaillée de l'effet de l'aimant sur les études du détecteur.

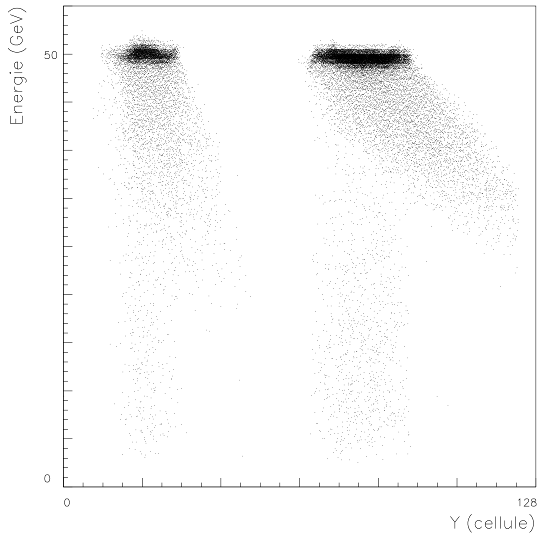


Fig. 4.21: Energie en fonction de Y, pour deux positions du faisceau sur le calorimètre. On distingue les queues de pions, et celles de brehmsstrahlung.

- une ellipse centrée à $E = p = 100\ GeV$, qui correspond aux électrons sans radiation, et correctement identifiés par les deux détecteurs.
- une longue queue d'événements avec $E = p < 100\ GeV$. Ce sont les électrons ayant rayonné, et pour lesquels les deux détecteurs mesurent une énergie moindre.
- une distribution oblique d'entrées, avec $E + p = 100\ GeV$. Correspond aux événements pour lesquels l'association de la trace s'est faite avec la gerbe du photon rayonné. Ce cas ne concerne qu'une faible fraction des événements produits. En sommant l'énergie de la gerbe et l'impulsion de la trace, on retrouve correctement l'énergie du faisceau.

En absence d'aimant, l'étude du faisceau d'électrons doit utiliser des coupures purement calorimètriques pour réduire l'effet du brehmsstrahlung. La structure de la figure 4.21, qui montre que les queues de brehmsstrahlung tendent à éloigner l'électron du centre du faisceau, suggère de calculer pour chaque *burst* la position moyenne du faisceau, et de rejeter les événements pour lesquels le point d'impact est plus excentré que cette position moyenne. Il convient aussi de mesurer la résolution en énergie à partir d'ajustements gaussiens, restreints à l'intervalle situé entre -2.0 et $+2.5$ écarts standard par rapport à la valeur centrale. Cet intervalle asymétrique diminue la sensibilité à l'épaule du brehmsstrahlung.

De même, les données prises avec champ magnétique peuvent être utilisées pour évaluer la résolution du spectromètre: en prenant les électrons dont l'énergie est

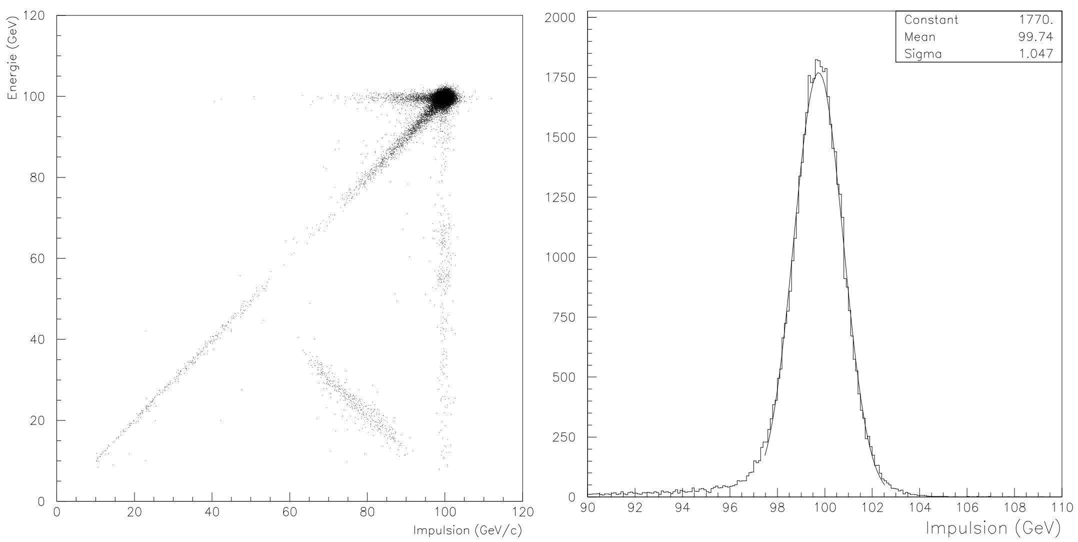


Fig. 4.22: A gauche: Energie de la gerbe en fonction de l'impulsion de la trace. A droite: résolution en impulsion du faisceau à 100 *GeV.*

dans un intervalle allant de -2.0 à $+2.5$ écarts standard, on obtient la distribution d'impulsion de la figure 4.22. L'ajustement à une gaussienne donne une largeur de 1.045 %. La paragraphe 5.2 décrit plus en détail les contributions à la résolution du spectromètre.

Afin d'évaluer la précision de la mesure d'énergie à l'aide du calorimètre, il convient de définir un échantillon d'événements représentatif du fonctionnement du détecteur. La liste des critères est inspirée des caractéristiques des faisceaux d'électrons qui ont été décrites dans les paragraphes précédents :

- Au moins 90 cellules doivent avoir été inclues dans la propagation du halo pour la gerbe candidat. Ceci réduit les biais crées par les pertes latérales, en particulier à proximité du tube à vide.
- Seuls les événements enregistrés pendant les premières 0.25 s du *burst* sont utilisés. Ceci réduit l'effet de charge d'espace, dont l'amplitude est différente pour les quatre faisceaux utilisés.
- Les gerbes candidates doivent se développer sur le côté Jura du calorimètre, et la cellule centrale ne doit pas être voisine de la colonne S1.
- La position verticale Y de la gerbe doit être moins excentée que la valeur centrale du profil du faisceau pour ce *burst*:

$$|Y| < \left| \frac{1}{N} \sum_{burst} Y_i \right| \tag{4.12}$$

Energie (GeV)	Résolution (%)
15	(1.407 ± 0.004)
25	(1.118 ± 0.002)
50	(0.818 ± 0.003)
100	(0.678 ± 0.004)

Tab. 4.3: Résolutions en énergie en faisceau d'électrons.

La figure 4.23 montre les distributions d'énergie, pour chacun des quatre faisceaux d'électrons, et pour les événements qui satisfont les critères précédents. Elle regroupe également les valeurs des ajustements gaussiens de ces distributions, en fonction de l'énergie du faisceau, qui sont résumés sur le tableau 4.3.

Les valeurs obtenues inspirent plusieurs commentaires:

Etant donné que les faisceaux d'électrons n'illuminent pas les mêmes régions du calorimètre (voir figure 4.2), il n'est pas aisé de conclure sur la représentativité des chiffres obtenus. Par exemple, il suffirait que la région côté Jura illuminée par le faisceau à 100 GeV, qui ne concerne que quelques dizaines de cellules, ait une dispersion des constantes de calibration particulièrement peu représentative, pour induire à des conclusions trop hâtives.

De même, les résolutions obtenues à basse énergie sont peut-être trop sensibles au bruit cohérent sur la colonne S1. La coupure utilisée comme exemple dans la figure 4.19 montre bien la diminution de l'effet, mais il n'est pas possible d'exclure complètement toute gerbe dont au moins une partie ne soit sur S1.

Si on considère que la fraction d'énergie contenue dans la cellule centrale varie entre 25 et 45 %, les incertitudes sur la mesure de l'énergie d'une gerbe devraient être dominées par l'incertitude sur la mesure de l'énergie de la cellule centrale. Si cette incertitude résiduelle est de 1 %, l'effet total sur la gerbe ne devrait pas dépasser 0.5 %, environ.

On est tenté, à partir de la figure 4.23, de produire un ajustement à la fonction de résolution 4.4. Il faut cependant tenir compte d'une limitation dans le principe: chaque faisceau d'électrons a illuminé une région particulière du calorimètre, et par conséquent chaque point dans 4.23 est soumis à des conditions différentes, en particulier du point de vue du bruit cohérent, et peut-être aussi de l'uniformité de la calibration pour les cellules concernées. Qui plus est, l'intersection entre les régions correspondant à chaque faisceau ne représente que quelques dizaines de cellules, et n'est donc pas représentative de l'activité générale du détecteur.

L'uniformité de la réponse

Pour compléter ce dernier commentaire, il faut évaluer plus directement la part du terme constant provenant des incertitudes dans l'intercalibration électronique. Une méthode simple consiste à évaluer à l'aide du faisceau d'électrons l'uniformité de la mesure de l'énergie.

Le faisceau à 25 GeV a illuminé environ 2200 cellules. C'est donc le faisceau qui permet d'évaluer l'uniformité sur le plus grand nombre de cellules.

Pour cela, on produit, pour chaque cellule qui est au centre d'au moins 200 gerbes d'électrons, un ajustement gaussien à la distribution de son énergie mesurée, dans un intervalle allant de -2.0 à 2.5 écarts standards par rapport à la valeur centrale. Avec un tel nombre d'entrées par cellule, l'incertitude statistique sur cette évaluation de la valeur moyenne est meilleure que 0.1 %.

La figure 4.24 montre la distribution des valeurs moyennes obtenues par ajustement. La dispersion est de l'ordre de 0.7 %, dont une part gaussienne de 0.5 %. Cette dispersion semble provenir principalement de la dispersion résiduelle sur la méthode d'évaluation des constantes de calibration.

Les fluctuations sur la valeur moyenne de l'énergie sont dominées par celles de la cellule centrale de la gerbe, qui contient entre 25 et 45 % de l'énergie totale, les autre cellules voisines ne comptant au plus que 10 % environ. Pour séparer précisément la contribution de chaque cellule à la dispersion de la mesure d'énergie, on peut pondérer l'énergie mesurée sur une cellule par un facteur de correction, évalué à partir de celle mesurée pour les gerbes dont elle est la cellule centrale. Quelques itérations doivent permettre ainsi d'égaliser la réponse de toutes les cellules concernées.

Comme malgré tout le faisceau d'électrons ne permettrait d'égaliser que 2000 cellules (sur un total de 12000 environ), l'intérêt pratique en faisceau d'électrons est assez restreint. Cependant, le chapitre prochain décrit la mise en oeuvre de cette méthode en faisceau de kaons, qui permettra de mener une étude sur la quasi totalité de la surface efficace du calorimètre.

4.3.3 La mesure de position des gerbes

La segmentation du calorimètre induit des biais sur la définition du barycentre. Les études en faisceau d'électrons permettent d'utiliser l'extrapolation des traces, reconstruites par les chambres à fils, jusqu'à la face avant du calorimètre, et les comparer aux positions données par la reconstruction neutre.

Pendant l'essentiel du faisceau test, l'aimant du spectromètre se trouvait éteint. Le programme de reconstruction des chambres à fils peut donc utiliser les points d'impact sur toutes les chambres pour interpoler des traces droites. Comme la distance entre la dernière chambre et le calorimètre est de deux mètres, à peu près dix fois moindre que la distance entre les chambres 1 et 4, l'incertitude sur l'extrapolation des traces

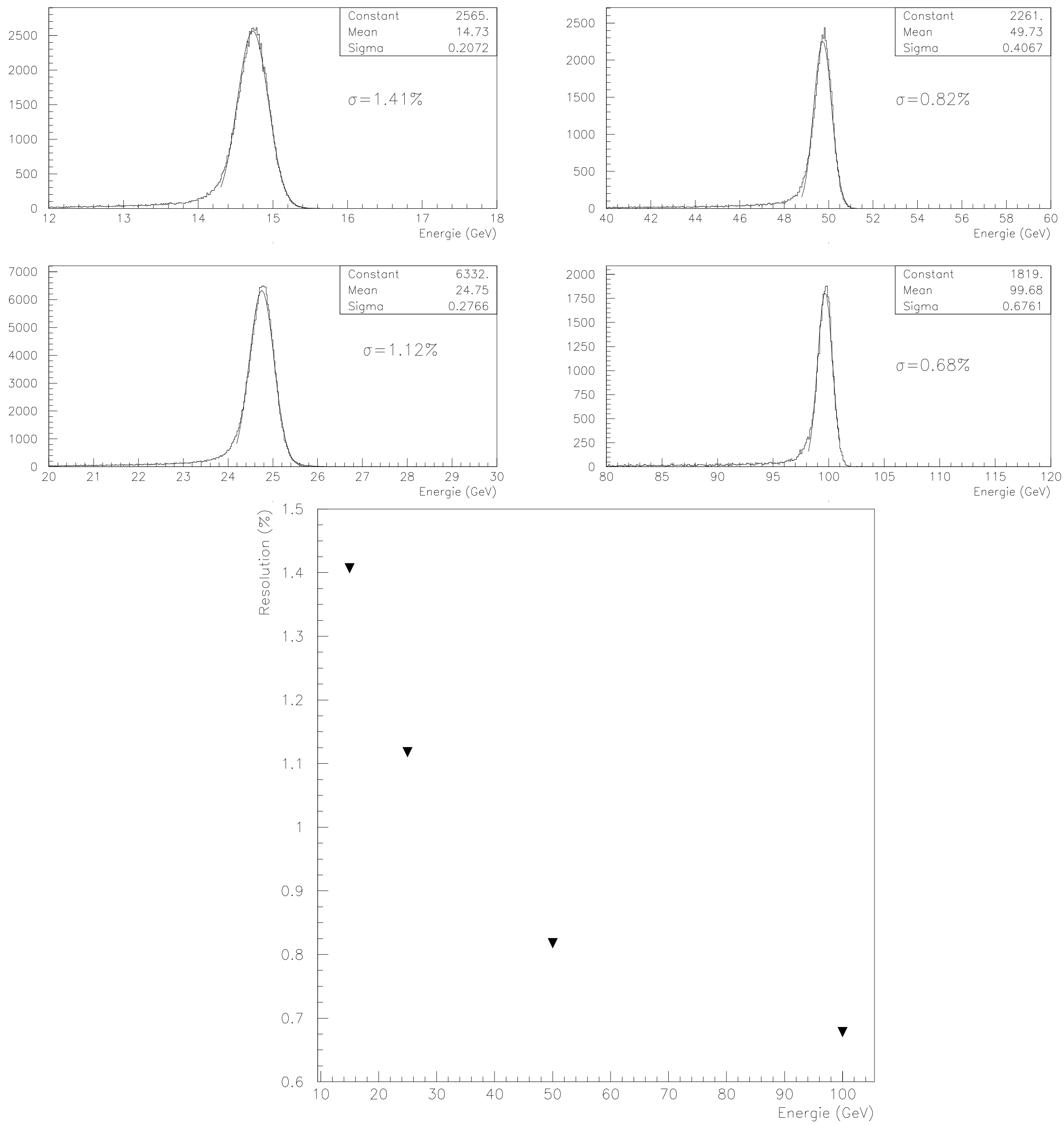


Fig. 4.23: En haut: résolution en énergie pour les quatre faisceaux d'électrons. En bas: Variation de la résolution en fonction de l'énergie.

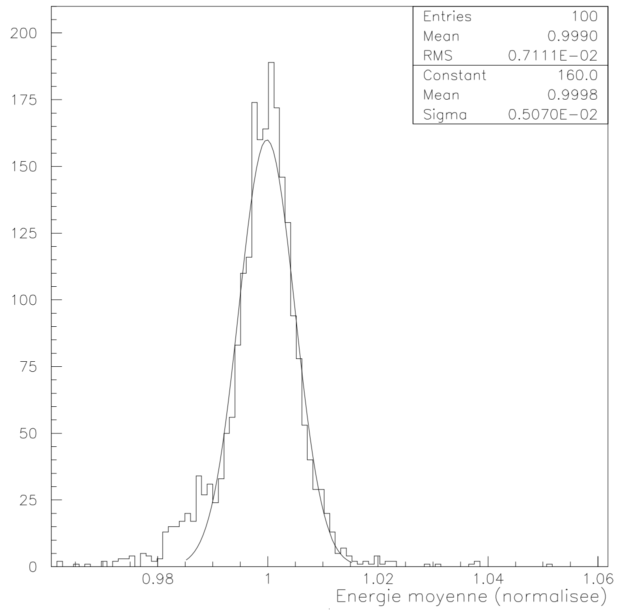


Fig. 4.24: Valeur moyenne de l'énergie par cellule.

est à peine amplifiée par rapport à l'incertitude intrinsèque des positions des points d'impact, qui est de l'ordre de 120 μm.

On définit la position d'une gerbe à partir du centre de gravité de son profil transverse, en utilisant pour cela les neuf cellules situées autour de la cellule plus énergétique. Ceci est bien sûr un estimateur biaisé de la position du coeur de la gerbe, par deux raisons:

- cette définition du centre de gravité possède une discontinuité claire quand le coeur de la gerbe se partage entre deux cellules voisines. Les bords entre deux cellules auront tendance à être sous-representés dans la distribution des centres de gravité.

- A cause de la structure en accordéon les coeurs des gerbes se développent à une distance des électrodes qui n'est pas la même qu'au point d'impact sur la face d'entrée du calorimètre. Cet effet produit donc un décalage horizontal du barycentre par rapport au coeur de la gerbe, et a une faible dépendance avec l'énergie de la particule (qui détermine sa profondeur).

Le faisceau à 100 GeV permet d'illustrer les caractéristiques de la mesure de position. La figure 4.25 montre les distributions des centres de gravité, avant toute correction et de l'extrapolation des traces chargées au niveau de la face avant du calorimètre. Si les positions mesurées par les chambres peuplent de façon uniforme

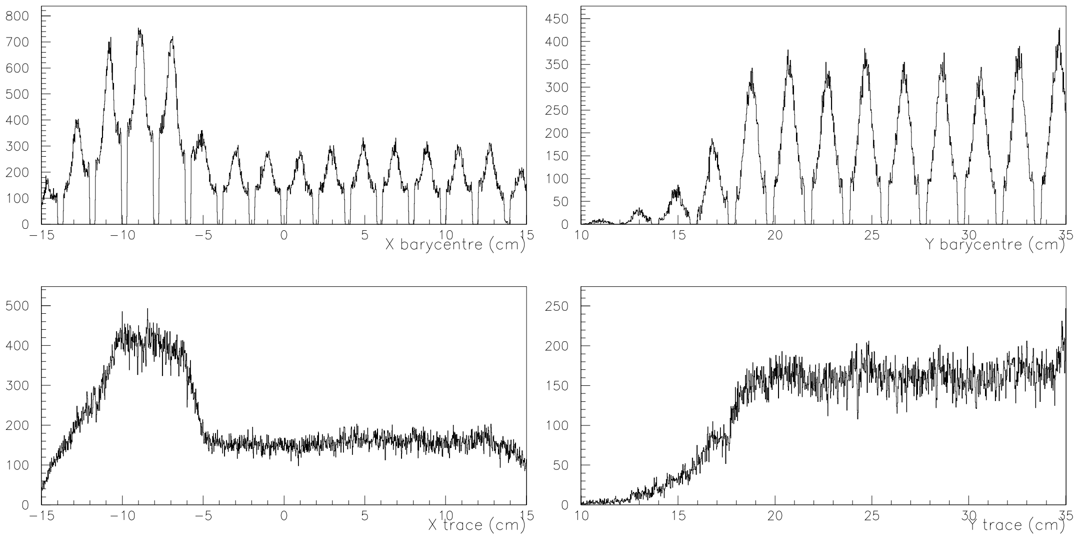


Fig. 4.25: Distributions des coordonnées horizontale et verticale des barycentres des gerbes d'électron (en haut), et distributions de l'extrapolation des traces des électrons (en bas).

toute la cellule centrale, la mesure du barycentre d'énergie tend à sous-représenter les bords de la cellule centrale. Ce biais est induit par la discontinuité dans le choix de la boîte de 3×3 cellules à utiliser pour calculer le barycentre.

En ramenant les deux mesures à la position de la cellule centrale, où on obtient les figures 4.26, on observe clairement les effets décrits précédemment. Pour compenser ces biais on définit alors deux fonctions de correction,

$$X \rightarrow A_X \tanh\left(B_X X + D_X X^2\right) + C_X + E_X X + F_X X^2 \tag{4.13}$$

$$Y \rightarrow A_Y \tanh\left(B_Y Y\right) \tag{4.14}$$

avec des coefficients $A_{X,Y}$ qui dépendent logarithmiquement de l'énergie, pour tenir compte de l'effet de profondeur de la gerbe. Après correction, la corrélation entre les deux mesures de position peut s'observer dans la figure 4.26.

Ce procédé suppose bien sûr une définition commune d'un système de coordonnées pour les deux détecteurs. Ainsi, une mauvaise connaissance des véritables positions et alignements relatifs entre les chambres et le calorimètre se traduirait par d'autres biais sur les mesures de position. Comme le faisceau d'électrons à 25 GeV a illuminé toute la colonne centrale du calorimètre, il permet de mesurer la corrélation entre les deux mesures sur le meilleur bras de levier vertical disponible.

La figure 4.27 montre la différence entre les coordonnées mesurées par le calorimètre et les chambres à fils, en fonction de la position verticale. La variation horizontale se comprend aisément si les repères de coordonnées des deux détecteurs ont

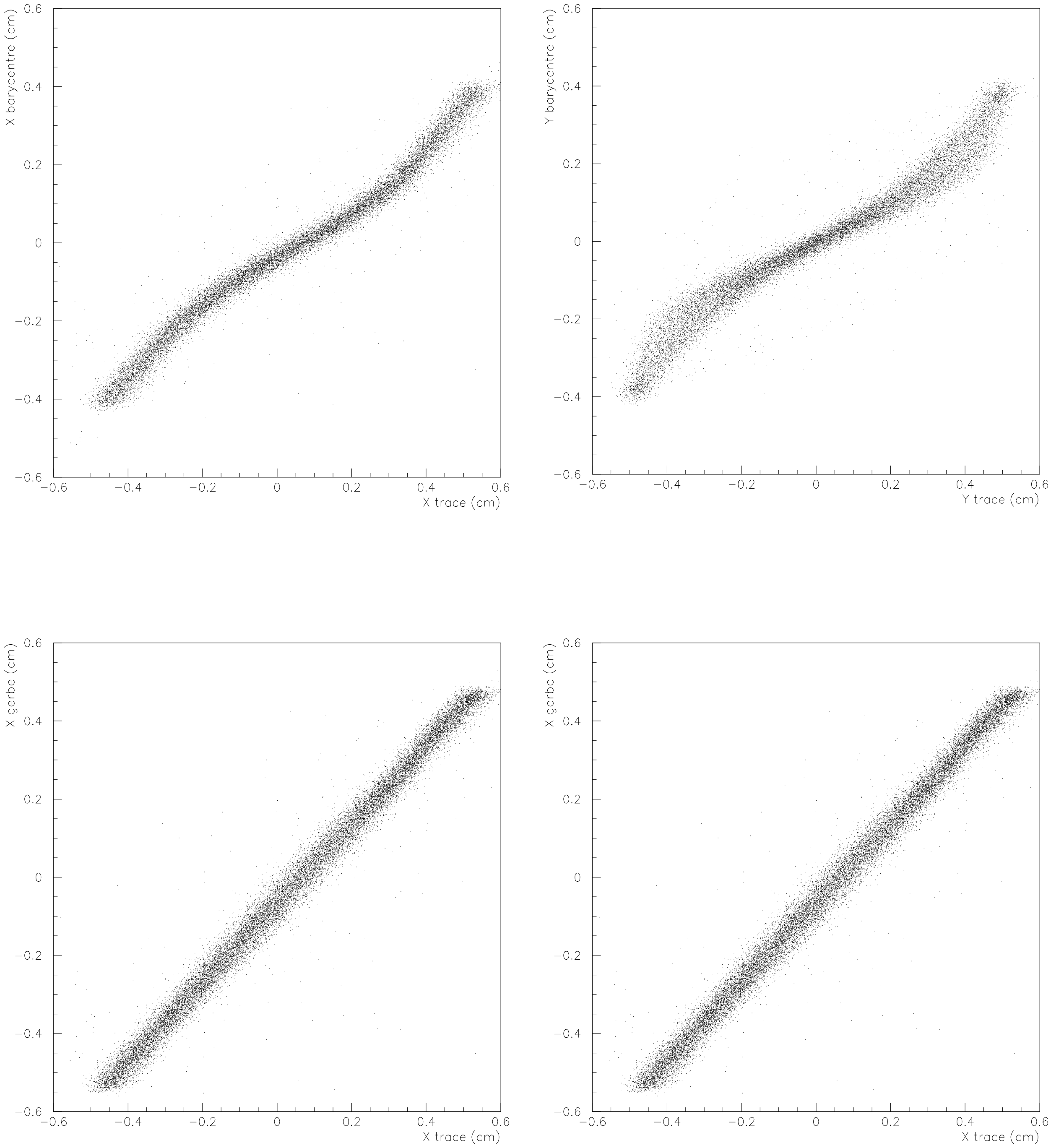


Fig. 4.26: En haut: corrélation entre les mesures de position avec le barycentre de la gerbe et les traces. Les deux mesures sont ramenées à la position de la cellule centrale, et exprimées en unité de cellule $(-0.5, 0.5)$*. En bas: corrélation entre les deux mesures, après correction du barycentre.*

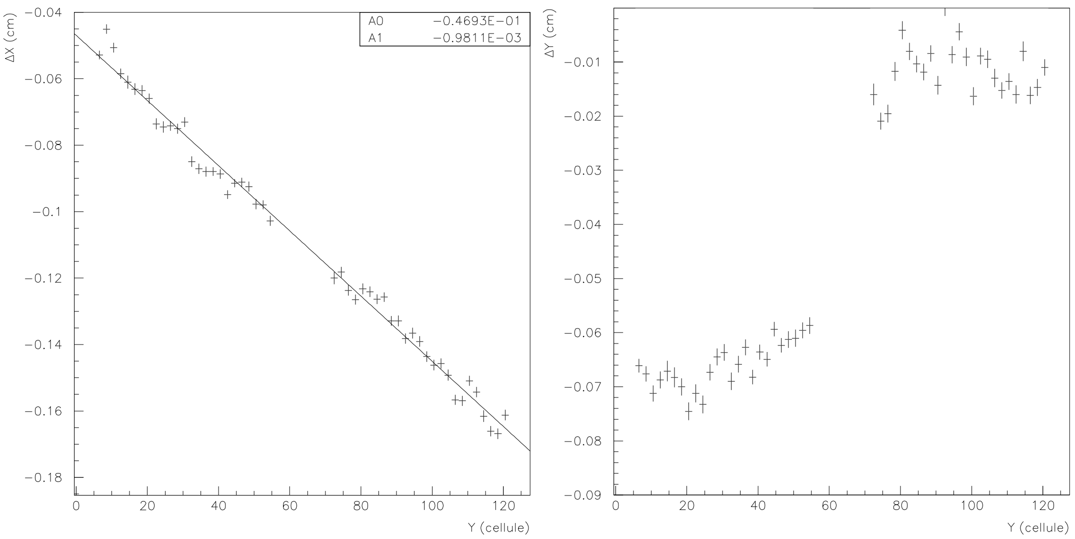


Fig. 4.27: Différence entre les deux mesures de position, en fonction de l'index vertical de la cellule centrale.

une rotation relative et une translation horizontale. Le décalage entre les deux mesures va de 500 μm en bas jusqu'à 1.7 mm en haut du calorimètre, ce qui donne un angle de 0.48 $mrad$ entre les deux détecteurs. La valeur moyenne de la différence est de 1.1 mm, et correspond à l'amplitude de la translation horizontale. Quant à la figure verticale, en plus d'un décalage global d'environ 400 μm, elle semble suggérer une discontinuité dans le repère utilisé par un des deux détecteurs, de l'ordre de 500 μm. Le candidat naturel pour un tel effet est le calorimètre. En effet, celui-ci a été construit en deux moitiés superposées. L'effet observé correspondrait à un léger espacement entre les électrodes aux bords des deux moitiés. Pour confirmer cette hypothèse il faut néanmoins pouvoir étudier l'effet tout le long de l'axe horizontal.

La résolution en position

En corrigeant la position horizontale pour la rotation et la translation décrites, et en soustrayant de la position verticale le décalage entre les moitiés inférieure et supérieure du calorimètre, on peut comparer les mesures de position pour avec celles du spectromètre. La figure 4.28 montre résolutions en position pour les deux coordonnées, et pour les quatre valeurs d'énergie de faisceau, et le tableau 4.4 résume les résultats obtenus.

La résolution en position se paramétrise de façon semblable à l'expression 4.4.

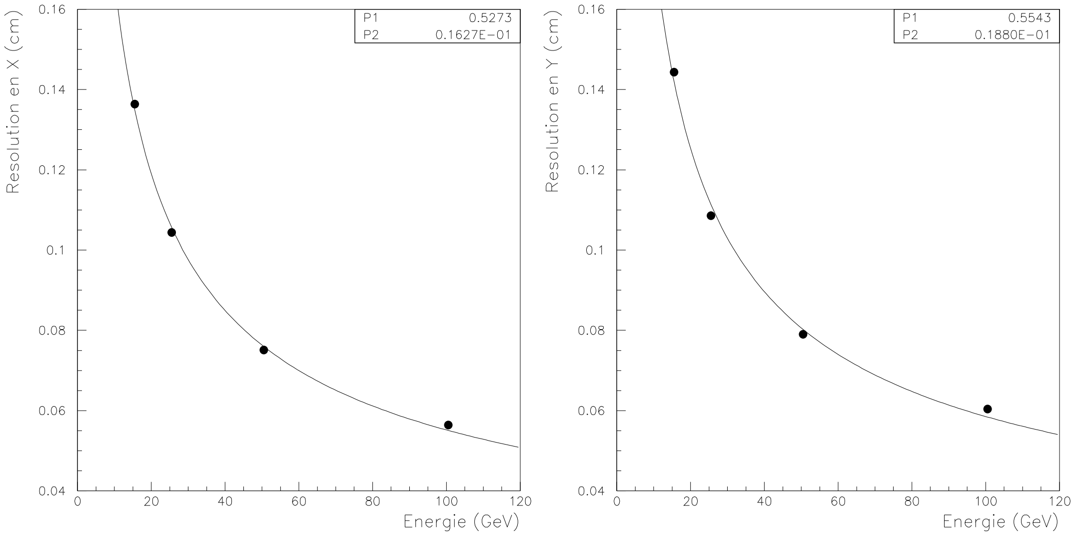


Fig. 4.28: Résolution en position en fonction de l'énergie.

Energie (GeV)	Résolution en X (mm)	Résolution en Y (mm)
15	1.364	1.443
25	1.044	1.086
50	0.751	0.790
100	0.564	0.604

Tab. 4.4: Résolutions en position.

L'ajustement des résultats du tableau 4.4 donne:

$$\sigma(X) \;\; (mm) \;=\; \frac{(5.27 \pm 0.01)}{\sqrt{E}} \oplus (0.163 \pm 0.007) \tag{4.15}$$

$$\sigma(Y) \;\; (mm) \;=\; \frac{(5.54 \pm 0.01)}{\sqrt{E}} \oplus (0.188 \pm 0.007) \tag{4.16}$$

La part d'échantillonnage est semblable pour les positions X et Y, et la résolution en position devient égale ou meilleure que 1 mm pour des énergies au dessus de 25 GeV.

4.4 Stabilité du faisceau

Les études entreprises ont supposé que le faisceau test constitue une source d'électrons monochromatiques, avec une énergie précise. En pratique, il convient de distinguer trois sortes d'incertitudes dans la production du faisceau[68]:

- la collimation: le faisceau est défini par deux collimateurs, C5 et C7. La convolution de leurs ouvertures donne au faisceau une largeur en impulsion de 0.04 % à 25 GeV, et d'environ 0.01 % à 100 GeV. En pratique, la dispersion d'énergie des faisceaux est donc négligéable.

- la stabilité: dominée par la reproductibilité des ajustements. Celle-ci est évaluée à 0.16 % pour le faisceau à 25 GeV, et est proportionnellement meilleure pour les faisceaux à plus grande énergie.

- L'énergie absolue du faisceau: l'incertitude sur la calibration des aimants et sur les alignements peut produire un "offset" de 300 MeV sur l'échelle d'énergie. L'incertitude sur la valeur de l'énergie est alors évaluée à (avec E en GeV)

$$\frac{\Delta\left(E\right)}{E} = -\frac{30\%}{E} \pm 0.5\% \tag{4.17}$$

Ce dernier point en particulier montre que le faisceau d'électrons ne permet pas de faire une étude de la linéarité de la réponse du détecteur à mieux que plusieurs pourmilles.

4.5 Conclusions

Dans ce chapitre, les méthodes utilisées pour la reconstruction des gerbes ont été décrites. Les performances ont été étudiées avec un faisceau d'électrons, ce qui permet une étude détaillée de certaines des corrections. Les performances obtenues sont compatibles avec celles attendues, aussi bien en ce qui concerne la résolution en énergie que la résolution en position. Toutefois, ces études ne concernent que la partie du calorimètre qui a été illuminée par le faisceau d'électrons. Il reste donc à étudier les performances sur l'ensemble de tout le détecteur, entre autres la mesure complète de la taille transverse du calorimètre, l'étude détaillée des non uniformités dans la réponse du détecteur, et l'étude de la linéarité de la réponse en énergie.

Ces études sont décrites dans le chapitre suivant, qui expose en détail les performances mesurées dans le faisceau de kaons, durant la prise de données pour la mesure de ε'/ε.

5. PERFORMANCES DU CALORIMÈTRE À KRYPTON LIQUIDE EN FAISCEAU DE KAONS

L'étude du faisceau d'électrons a permis d'illustrer les principaux éléments de la reconstruction neutre. Le faisceau test n'est toutefois pas entièrement représentatif des conditions réelles de prise de données en faisceau de kaons: les effets liés à l'intensité, aux spectres et à l'illumination de la surface du calorimètre, sont différents en faisceau de kaons et en faisceau test. Il convient aussi de prendre en compte l'étalement de la prise de données physiques sur plusieurs semaines. L'activité et les performances du système sont alors potentiellement soumises à des variations en temps, tandis que l'étude du faisceau d'électrons, qui a été utilisé pendant moins d'une journée, ne produit qu'une image ponctuelle des conditions des détecteurs à un instant donné.

Il est donc important de construire un outil d'analyse qui permette d'évaluer correctement les performances du détecteur dans des conditions représentatives de la prise de données, et de faire un suivi de la qualité de la réponse. Le candidat naturel est donné par l'étude des électrons issus des désintégrations semileptoniques K_{e3}, $K_L \to \pi^{\pm} e^{\mp} \nu_e$.

L'intérêt des événements K_{e3} provient de la présence d'un électron dans l'état final, qui va déclencher une cascade électromagnétique dans le krypton, et y déposer toute son énergie E. Celle-ci peut être comparée à la mesure de l'impulsion p, obtenue avec le spectromètre magnétique. Un électron sera donc identifié quand le rapport E/p est proche de 1, dans la limite des résolutions combinées des deux détecteurs.

La mesure de l'impulsion de la trace de l'électron fixe l'échelle d'énergie pour chaque événement. Les K_{e3} permettent ainsi de faire les analyses détaillées en faisceau test, sous des conditions qui correspondent à l'activité de la prise de données pour la mesure de ε'.

Ce chapitre décrit l'analyse faite avec les événements K_{e3} pour évaluer les performances du calorimètre. Après une description de la sélection d'un échantillon K_{e3}, suit une brève description de l'opération du spectromètre, puis une étude des caractéristiques de la reconstruction neutre qui n'étaient pas accessibles en faisceau d'électrons, comme la charge d'espace.

Sont traités ensuite les aspects signalés dans le chapitre 3: une mesure de la géométrie transverse du calorimètre; une étude de la stabilité en temps des échelles d'énergie neutre et chargée; une description détaillée de la résolution en énergie; finalement une étude de la linéarité de la réponse du calorimètre. Le dernier paragraphe résume les résultats obtenus.

5.1 Sélection de l'échantillon K_{e3}

A cause de son intensité de plusieurs ordres de grandeur supérieure, le faisceau K_L domine les taux de comptage dans les détecteurs. Pour les modes chargés, la séparation entre les événements provenant de chaque faisceau peut se faire à partir de l'extrapolation des traces vers l'amont. La figure 5.1 montre les coordonnées des positions du point d'approche minimale, pour les événements à deux traces.

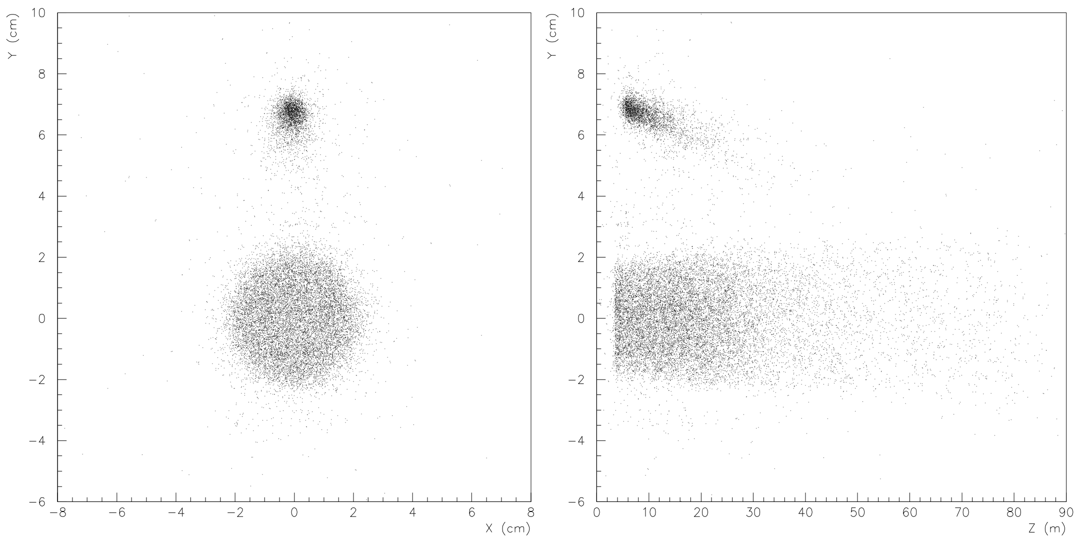


Fig. 5.1: A gauche: Coordonnées X et Y des vertex de désintégration des événements à deux traces, correspondant au plan transverse à l'axe des faisceaux. A droite: vue latérale des vertex. Le faisceau K_L est facilement sélectionné par la coupure $\sqrt{X^2+Y^2} < 3$ cm.

Le déclenchement chargé de premier niveau est essentiellement composé de K_{e3} et $K_{\mu 3}$, qui sont les modes principaux de désintégration du K_L, et représentent aussi les bruits de fond dominants pour l'identification des événements $K_L \to \pi^+\pi^-$. Ensuite, le déclenchement de deuxième niveau réduit considérablement le bruit de fond, en particulier à travers la coupure sur la masse invariante de la paire de traces, mais les K_{e3} continuent tout de même d'être dominants dans le lot.

La figure 5.2 montre les distributions de masse invariante pour les événements chargés à deux traces reconstruites, dans l'hypothèse d'un événement $K \to \pi^+\pi^-$. Au premier niveau, le signal en deux pions chargés est masqué par le bruit de fond, et il commence à apparaître après les coupures cinématiques du second niveau, en particulier sur la masse invariante des deux traces, qui doit être plus grande que 95 % de la masse du K.

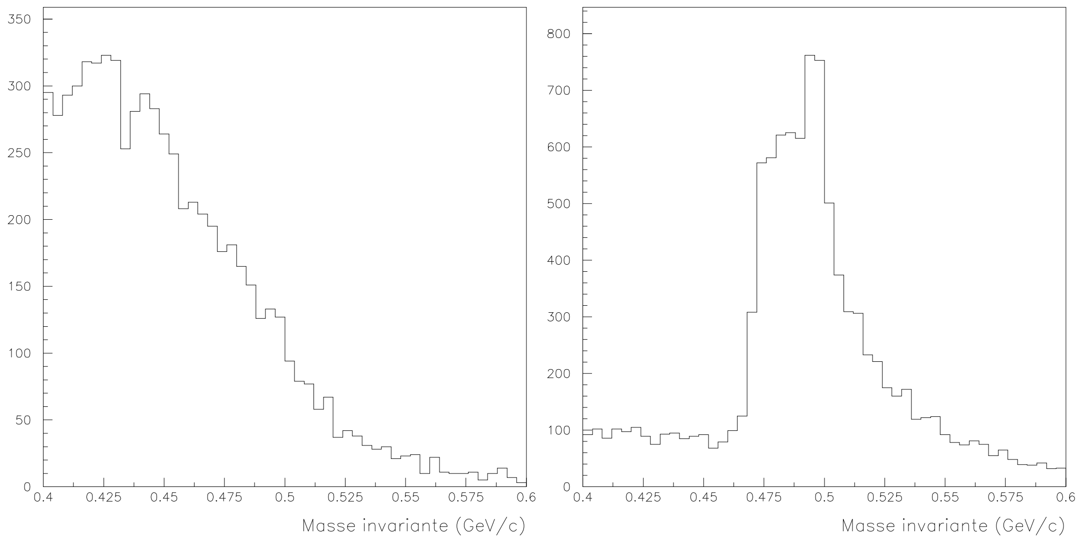


Fig. 5.2: Masse invariante des événements à deux traces, sélectionnés par le déclenchement de niveau 1 (à gauche) et 2 (à droite).

Ensuite, le troisième niveau permet d'utiliser les variables produites par la reconstruction hors ligne. Ceci permet en particulier de comparer des données produites par des sous-détecteurs différents à l'aide des processeurs du troisième niveau. Pour définir un lot de candidats K_{e3}, on associe les traces du spectromètre avec des gerbes dans le calorimètre. La figure 5.3 montre la distribution, pour les événements du déclenchement chargé, de la distance entre le point d'extrapolation des traces au niveau de la face avant du calorimètre, et la gerbe la plus proche. Le pic correspond clairement aux cas où la trace et la gerbe proviennent de la même particule.

On associe alors une trace et une gerbe quand la distance obtenue est plus petite que 5 cm. La figure 5.4 montre le quotient entre l'énergie de cette gerbe et l'impulsion de la trace. On distingue clairement trois populations différentes:

- un pic très prononcé à $E/p \sim 1$, qui correspond aux électrons dans les événements K_{e3}

- une accumulation d'entrées à $E/p \sim 0$, soit des traces qui ne déposent pratiquement pas d'énergie dans le calorimètre. Les candidats naturels sont les muons de $K_{\mu 3}$, et en une moindre mesure, des pions qui n'auraient pas développé de gerbe.

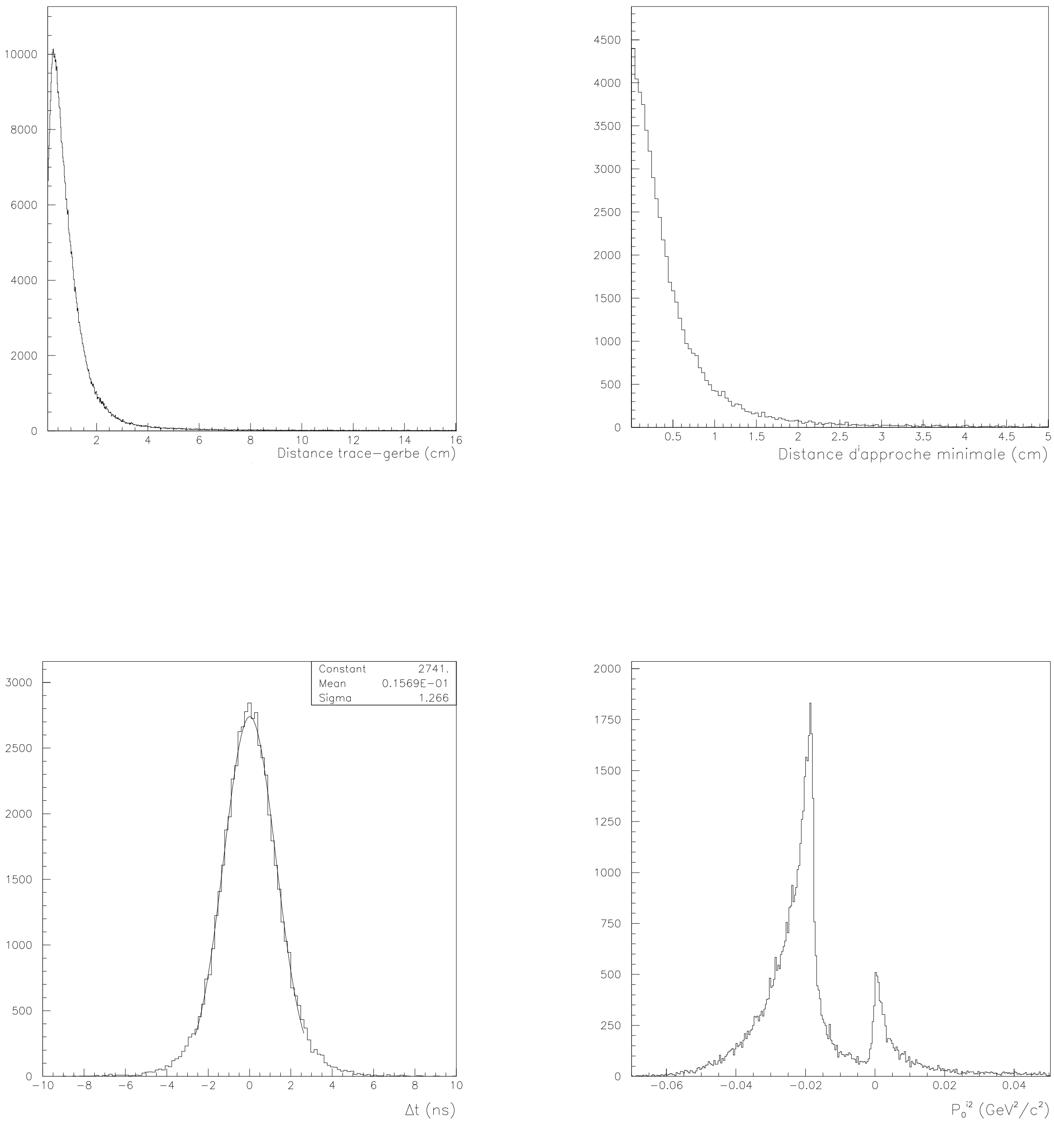


Fig. 5.3: Sélection d'événements K_{e3}: (a) Distance entre l'extrapolation de la trace et la gerbe la plus proche, pour les événements du niveau 2 chargé. (b) Distance d'approche minimale entre l'extrapolation vers l'amont des deux traces de l'événement candidat. (c) Différence entre le temps des deux traces. (d) Distribution de la variable $P_0'^2$.

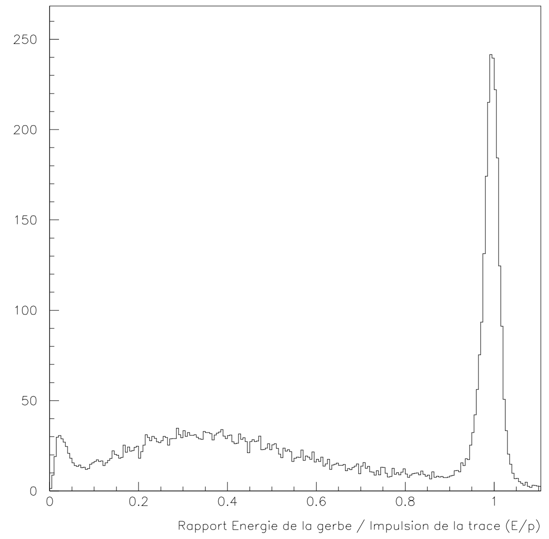


Fig. 5.4: Rapport E/p pour les traces et gerbes associées par une distance inférieure à 5 cm.

- une distribution très large, caractéristique des gerbes hadroniques, qui correspond principalement aux pions de K_{e3} et $K_{\mu 3}$.

La figure 5.5 montre un événement K_{e3}. Dans le but d'utiliser les électrons de K_{e3} pour étudier le calorimètre, il convient de cibler l'algorithme de sélection d'événements candidats K_{e3} sur la pureté de l'échantillon plutôt que sur son efficacité, et ceci d'autant plus que la statistique ne pose nullement problème: à peu près la moitié des événements chargés sont des K_{e3}. On définit le lot de candidats K_{e3} à partir de l'ensemble de coupures ci-dessous:

- Deux traces reconstruites, de charges opposées;
- une distance d'approche minimale meilleure que 3 cm entre l'extrapolation vers l'amont des deux traces (voir figure 5.3). Le milieu de ce segment définit le vertex de désintégration du kaon.
- le temps mesuré dans les chambres doit être égal pour les deux traces à mieux que 6 ns (voir figure 5.3).
- les coordonnées du vertex doivent correspondre à la désintégration d'une particule du faisceau K_L. Ceci implique en particulier, comme on voit sur la figure 5.1, une coupure circulaire à 3 cm dans le plan transverse du faisceau, qui correspond au profil transverse du faisceau après le collimateur final, plus une coupure longitudinale à 85 m.

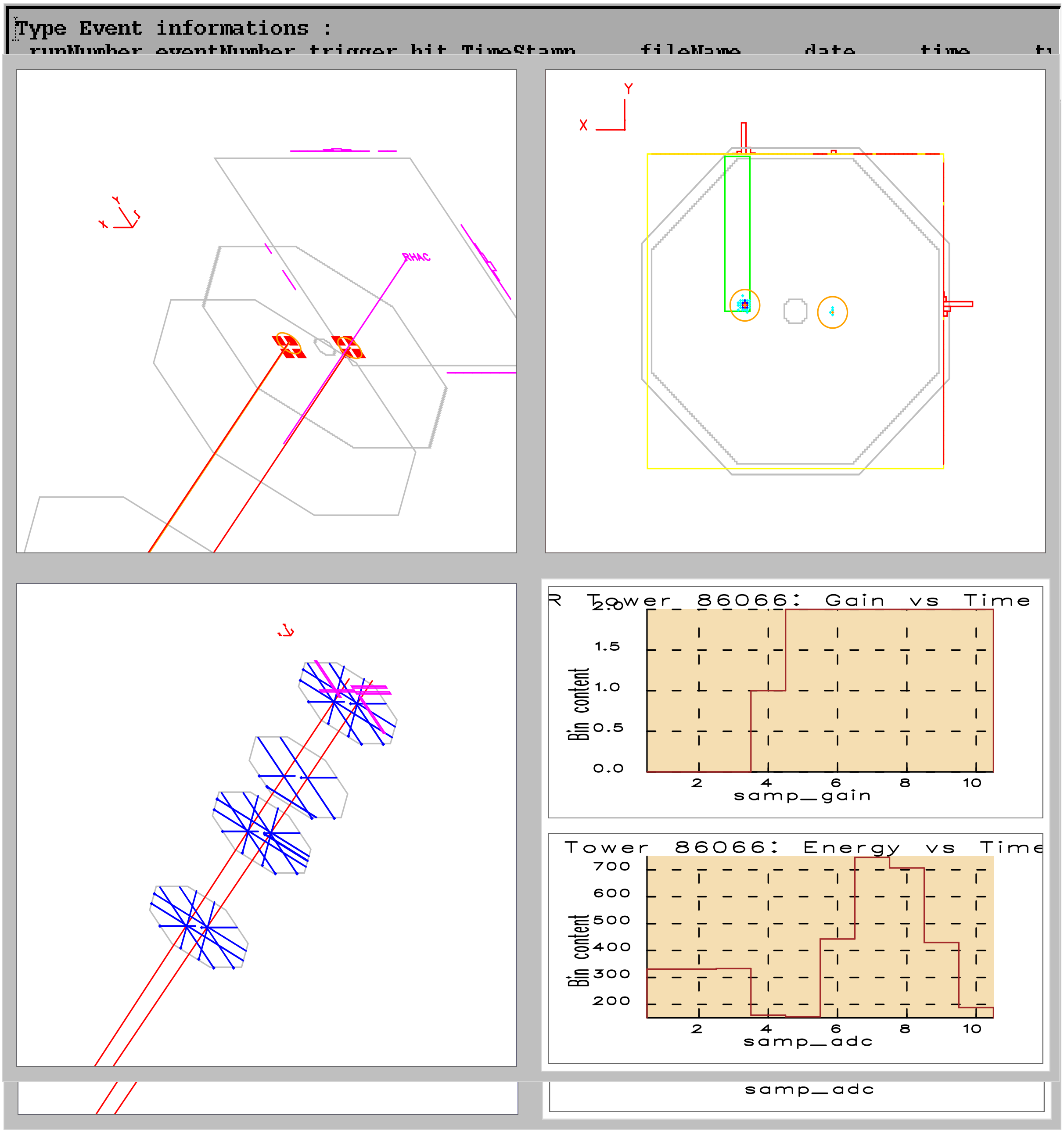


Fig. 5.5: Un événement K_{e3}.

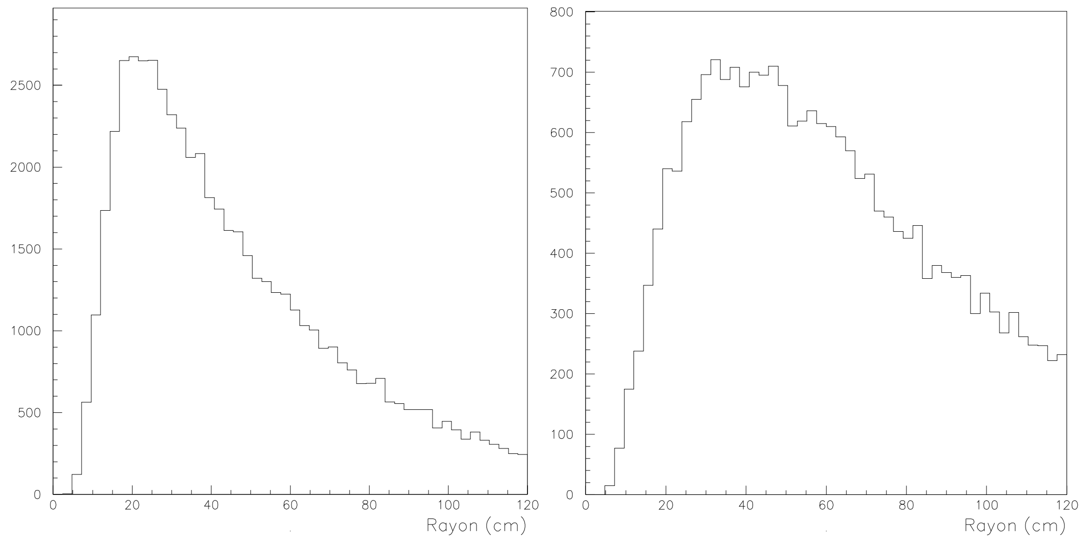


Fig. 5.6: Nombre d'électrons en fonction du rayon, avant et après la coupure sur l'angle entre les deux traces.

- La composante transverse de l'impulsion de la paire de traces P_T^2, doit être supérieure à 10^{-4} GeV^2/c^2. Clairement, une désintégration en trois corps (K_{e3}, $K_{\mu 3}$, $\pi^+\pi^-\pi^0$) dont seulement les deux traces chargées sont détectées aura en général une impulsion transverse non nulle.

- sous l'hypothèse que les deux traces appartiennent à un événement $K_L \to \pi^+\pi^-\pi^0$, l'impulsion du kaon dans le référentiel où l'impulsion des deux pions chargés est entièrement transverse, est donnée par

$$P_0'^2 = \frac{\left(M_K^2 - M_{\pi^0}^2 - M_{\pi\pi}^2\right)^2 - 4\left(M_{\pi^0}^2 M_{\pi\pi}^2 + P_T^2 M_K^2\right)}{4\left(M_{\pi\pi}^2 + P_T^2\right)} \tag{5.1}$$

  La figure 5.3, montre la distribution de $P_0'^2$. Cette variable étant définie positive pour les événements $\pi^+\pi^-\pi^0$, une coupure à $P_0'^2 < -0.015$ GeV^2 réduit considérablement leur nombre dans l'échantillon.

- Une coupure à 10 $mrad$ sur l'angle entre les deux traces avant l'aimant, pour uniformiser le nombre d'électrons par unité de rayon. La figure 5.6 montre la distribution du nombre d'électrons en fonction du rayon dans le calorimètre, avant et après cette coupure.

- La séparation entre le point d'impact des deux traces au niveau de la face avant du calorimètre doit être d'au moins 50 cm. Ce critère permet de s'assurer que la gerbe de l'électron n'est pas contaminée par des résidus à grande distance transverse produits par la gerbe hadronique du pion.

- La trace qui accompagne le candidat électron doit être associée aussi à une autre gerbe dans le calorimètre, et celle-ci doit avoir une énergie d'au moins 2 GeV. Cette coupure permet de rejeter les $K_{\mu 3}$.

Pour les événements qui satisfont ces coupures, on choisit des deux traces celle qui donne la valeur de E/p plus proche de 1. La figure 5.7 représente la distribution de E/p pour la trace de l'électron. En comparant à la figure 5.4, qui montre E/p pour chacune des deux traces de l'événement, on constate que la disparition des événements $K_{\mu 3}$ par la coupure sur l'énergie minimale de la deuxième gerbe entraîne aussi une réjection importante des pions dans l'échantillon. L'ajustement à une gaussienne du pic à $E/p = 1$ donne une résolution sur E/p d'environ 1.5 %. Mis à part le fond irréductible en pions, on constate aussi des queues non gaussiennes des deux côtés du pic.

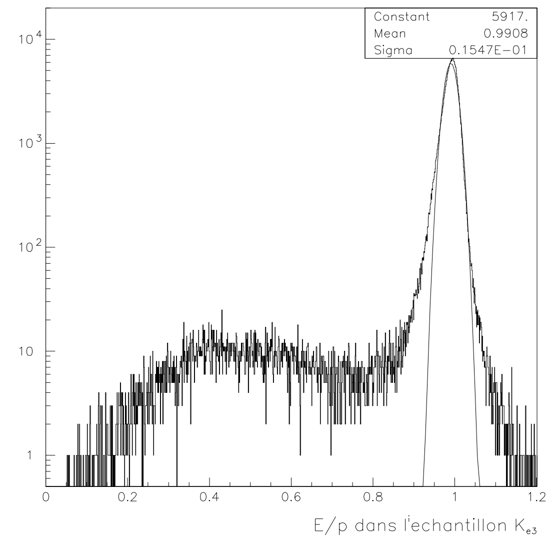


Fig. 5.7: E/p dans l'échantillon d'événements K_{e3} sélectionnés.

5.1.1 Le format spécial `Ke3CoMPACT`

Les données brutes (`rawdata`) occupent une partie considérable des capacités de stockage de l'expérience. Un événement typique du déclenchement neutre requiert l'enregistrement d'environ 20 `Ko` de données, et un événement chargé à peu prés la moitié de ce chiffre. Ainsi, un *burst* typique de la prise de données en 1997 occupe un volume de 180 `Mo` environ. Le format réduit (`CoMPACT`) contient les variables reconstruites nécessaires pour la mesure de ε'/ε.

Pendant la prise de données 1997, environ cent mille bursts ont été enregistrés. On comprend alors le besoin de produire un format de stockage réduit, contenant un ensemble réduit mais suffisant de variables nécessaires pour les analyses. Dans le cas de l'étude des K_{e3}, un format dit `Ke3CoMPACT` a été défini, qui sauvegarde l'ensemble des événements qui satisfont les critères de sélection décrits au paragraphe précédent, avec un facteur de réduction: un événement sur cinq est sauvegardé en format `Ke3CoMPACT`. De cette façon, comme on voit sur la figure 5.8, de 200 à 250 événements candidats par *burst* sont enregistrés dans le lot `Ke3CoMPACT`.

Le format `Ke3CoMPACT` contient un ensemble de variables détaillées, adaptées à l'étude du calorimètre, et qui ne sont pas toujours accessibles dans le format `CoMPACT` standard. En particulier, le lot `Ke3CoMPACT` sauvegarde des variables concernant le contenu en énergie des cellules de la gerbe. La liste de ces variables, avec une description de leur définition et rôle, est sur le tableau 5.1.

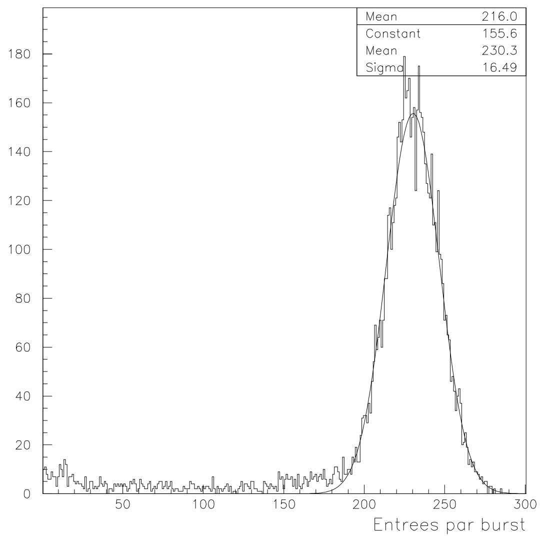


Fig. 5.8: Nombre d'événements enregistrés par burst, dans le lot `Ke3CoMPACT`*.*

Variable	Type	Description
KNEVENT	entier	Numéro de l'événement
KTIMESTAMP	entier	Temps de l'événement ($\times 25$ ns)
KECELL(7×7)	réel	Energies par cellule (GeV)
KFCELL(7×7)	entier	Qualité de reconstruction
KADC($3 \times 3 \times 5$)	entier	Coups d'ADC dans le nonet central
KIDELEC	entier	Indice X-Y de la cellule centrale (0-127)
KXCLUS	réel	Coordonnée X de la gerbe (cm)
KYCLUS	réel	Coordonnée Y de la gerbe (cm)
KEELEC	réel	Energie de l'électron (GeV)
KPELEC	réel	Impulsion de l'électron (GeV/c)
KXELEC	réel	Extrapolation X de la trace sur le calorimètre (cm)
KYELEC	réel	Extrapolation Y de la trace sur le calorimètre (cm)
KAPXELEC	réel	Angle horizontal par rapport à la projectivité ($mrad$)
KAPYELEC	réel	Angle vertical par rapport à la projectivité ($mrad$)
KERAW	réel	Energie non corrigée (GeV)
KCELLSREAD	entier	Nombre de cellules lues
KSPACHACORR	réel	Valeur de la correction de charge d'espace
KECORRKE3	réel	Energie corrigée par les facteurs K_{e3} (GeV)
KEHAC	réel	Energie dans le calorimètre hadronique (GeV)
KDISTHAC	réel	Extrapolation de la trace sur le hadronique (cm)
KENEAR	réel	Energie de la gerbe plus proche (GeV)
KIDNEAR	entier	Indice de la gerbe plus proche
KXNEAR	réel	Coordonnée X de la gerbe plus proche (cm)
KYNEAR	réel	Coordonnée Y de la gerbe plus proche (cm)
KPPION	réel	Impulsion du pion (GeV/c)
KXPION	réel	Extrapolation X de la trace du pion (cm)
KYPION	réel	Extrapolation Y de la trace du pion (cm)
KZVERTEX	réel	Position longitudinale du vertex (cm)

Tab. 5.1: Variables sauvegardées en format `Ke3CoMPACT`.

5.1.2 Distribution des événements dans le détecteur

Un des avantages des K_{e3} est de couvrir la surface du calorimètre de façon a priori semblable aux événements du signal.

La figure 5.9 montre l'illumination du calorimètre pour les événements candidats K_{e3}, ainsi que pour un échantillon d'événements du signal, en deux pions chargés et neutres. La densité d'événements du signal suit donc une distribution à peu près radiale. Par contre, les événements K_{e3} présentent un excès d'événements le long de l'axe X.

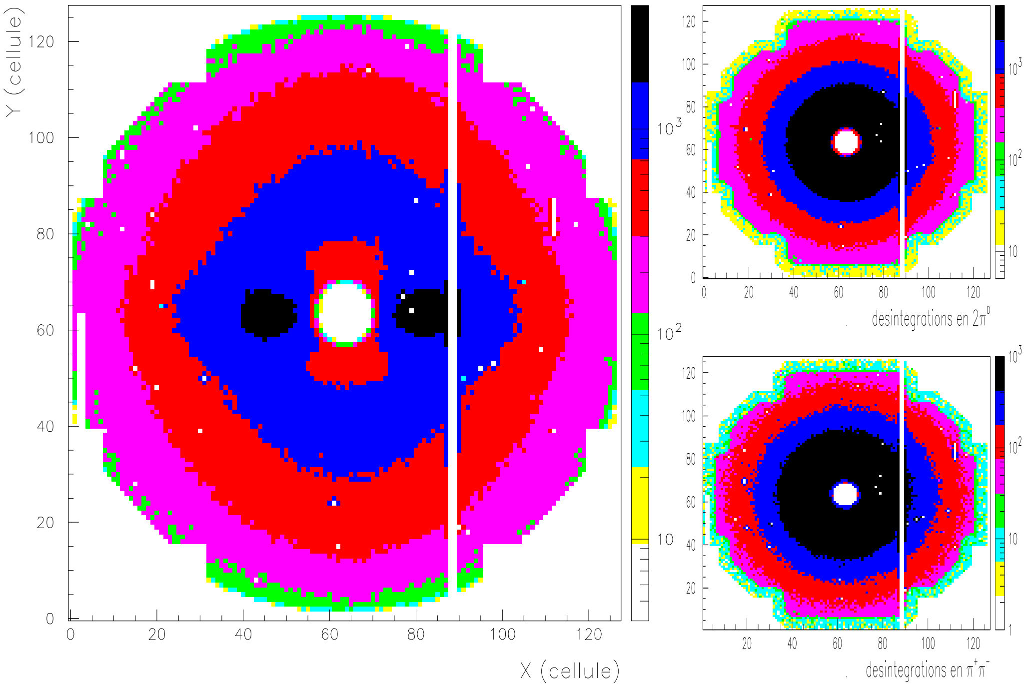


Fig. 5.9: A gauche: Carte de l'illumination du détecteur par les événements K_{e3}. A droite: illumination pour les événements en deux pions chargés (en haut) et neutres (en bas).

Cet excès est produit par le second niveau du déclenchement chargé. La sélection en ligne dispose d'un temps limité à 102.8 μs pour prendre une décision, et par conséquent l'algorithme de sélection doit être aussi rapide que possible. Le second niveau produit une reconstruction chargée simplifiée:

- Identification de traces droites à partir des points dans les chambres 1 et 2.
- Combinatoire entre les traces et les points dans la chambre 4, compatibles avec un "kick" horizontal.

- Calcul des impulsions, puis des masses invariantes.

La combinaison choisie est celle qui donne la masse invariante la plus proche de la masse du kaon, M_K.

Quand le plan formé par les deux traces avant l'aimant n'est pas horizontal, cette identification présente peu de difficultés: la trace à pente verticale positive est associée à l'impact dans la chambre 4 situé à $Y > 0$, et l'inverse pour la seconde trace. Cependant, cette association devient plus ambiguë si les traces forment un plan presque horizontal. En tout cas, si l'événement candidat est un $\pi^+\pi^-$, clairement la bonne combinaison sera choisie, puisque ce sera celle qui donnera la bonne masse invariante; mais ceci peut ne pas être le cas si le candidat est d'autre nature.

Ceci explique alors l'excès d'événements K_{e3} des deux côtés du tube à vide: ce sont des événements pour lesquels la mauvaise identification entre les traces et les points dans la chambre 4 a permis de satisfaire les coupures du second niveau de déclenchement.

Cette sur-représentation d'événements dans le lot K_{e3} ne présente pas d'inconvénient majeur. Plus important encore, cet excès n'est pas de nature physique: l'intensité n'y est pas plus importante que dans d'autres régions du calorimètre situées au même rayon (figures 5.9).

5.2 Le spectromètre magnétique

Le spectromètre mesure l'impulsion des traces chargées à partir de l'angle de déviation induit par l'aimant. Cette mesure est donc sensible d'une part à la résolution intrinsèque des chambres à fils, et d'autre part aux effets de diffusion multiple que subit la particule en interagissant avec le milieu.

On suppose en première approximation que le champ magnétique dévie la trace le long d'un court segment l, et que ce dernier peut être approximé par un arc de cercle d'angle θ. De même, on suppose que le champ magnétique est orthogonal à la trajectoire de la particule. L'expression de la force de Lorentz, $\vec{F} = q\vec{v} \times \vec{B}$ donne alors pour le module p de l'impulsion de la particule

$$p = 0.3\frac{Bl}{\theta} \tag{5.2}$$

On caractérise ainsi le changement de trajectoire par une impulsion transverse, ou "kick" $k = 0.3 \cdot Bl$.

Dans la pratique, le champ magnétique n'est bien sûr pas entièrement uniforme sur le plan du centre de l'aimant. Des mesures directes de champ magnétique ont été prises, à l'aide de sondes de Hall. De chaque côté de l'aimant, 8000 points ont été mesurés, par pas de 10 cm (80 pas dans la direction du faisceau, et 10 pas dans chaque direction transverse). L'impulsion transverse s'obtient alors en approximant l'intégrale de ligne, $k = 0.3 \int \vec{B} \cdot d\vec{l}$ par une somme sur le réseau de points mesurés, $k = 0.3 \sum_i \vec{B}_i \cdot \Delta\vec{X}_i$.

L'aimant produit une impulsion transverse d'environ 265 MeV. Pour le spectre des électrons de K_{e3}, qui va de quelques GeV à un peu plus de 100 GeV, ceci se traduit par des angles allant de plusieurs dizaines de $mrad$ à quelques $mrad$.

5.2.1 La précision spatiale des chambres à dérive

L'angle de déviation s'obtient à partir de la différence entre les pentes des segments reconstruits avant et après l'aimant. Une partie de l'erreur sur la mesure de l'angle provient donc de la précision $\sigma(x, y)$, avec laquelle les points de passage sont mesurés dans chaque chambre. Cette précision ne dépend pas de l'énergie de la particule; cependant, comme l'impulsion se mesure à partir de l'inverse de l'angle, la sensibilité de la mesure augmente avec l'énergie:

$$\sigma(p) \propto \frac{1}{\theta^2} \sigma(\theta) \tag{5.3}$$

et par conséquent la précision relative, $\sigma(p)/p$ augmente linéairement avec l'impulsion.

Une mesure directe de la résolution spatiale des chambres peut s'obtenir à partir du point de croisement de l'extrapolation des traces avant et après l'aimant. Audessus de 100 GeV, la différence entre les deux extrapolations montre une dispersion de 190 μm environ. En comparant cette dispersion à celle obtenue avec la simulation, on déduit que celle-ci équivaut à un terme de .89 % à 100 GeV sur $\sigma(p)/p$.

5.2.2 La diffusion multiple

Après avoir traversé une épaisseur de X longueurs de radiation dans un milieu, la trajectoire de la particule projetée dans le plan horizontal se voit modifiée par diffusion multiple avec une dispersion angulaire θ_0 donnée par

$$\theta_0 = \frac{13.6\ Mev}{p} \sqrt{\frac{X}{X_0}} \left(1 + 0.038 \log \frac{X}{X_0}\right) \tag{5.4}$$

L'effet de la diffusion multiple sur la trajectoire d'une particule diminue donc avec l'énergie de la particule. Par conséquent, la mesure de l'impulsion se fait avec une précision relative qui ne dépend pas de l'énergie:

$$\sigma(p) \propto p\theta_0 \tag{5.5}$$

La diffusion multiple peut s'évaluer à partir du décompte détaillé du contenu en matière dans les chambres à dérive. La simulation détaillée de l'expérience, nommée

NASIM, décrit la géométrie du détecteur en grand détail, et utilise le programme GEANT pour les interactions. Les études sur la résolution du spectromètre ont indiqué que le terme de diffusion multiple est de l'ordre de 0.48 %.

On en conclut que la résolution en impulsion peut être paramétrisée par l'expression suivante:

$$\frac{\sigma\left(p\right)}{p} = 0.48\% \oplus 0.89\% \frac{p}{100\ GeV} \tag{5.6}$$

5.3 La mesure de E/p

Le seuil en énergie pour déclencher l'expansion du halo à partir d'une cellule germe a été fixé à 1 GeV pour les événements chargés, et à 100 MeV pour les neutres. Etant donné que la plupart des événements K_{e3} proviennent du lot chargé, les gerbes d'électrons à faible énergie ne déclenchent pas toujours une propagation de halo qui permette d'enregistrer le signal de toutes les cellules qui contribueraient à la mesure de l'énergie par la reconstruction neutre. La figure 5.10 montre la distribution du nombre de cellules lues. Le lien entre les pics et les combinaisons de propagation du halo sont évidentes: le premier pic se trouve à 69 cellules, ce qui correspond au halo le plus simple (voir figure 4.6); ensuite, les pics à 78, 85 et 88, cellules correspondent aux configurations où 2 ou 3 cellules déclenchent la propagation du halo. Ces nombres s'obtiennent sans difficulté en comptant le nombre de cellules dans la superposition de plusieurs halos (comme dans la figure 4.6) pour des combinaisons simples de cellules germes contiguës. Les entrées à plus de 90 cellules correspondent au nombre typique de cellules contenues dans un rayon de 11 cm de la gerbe.

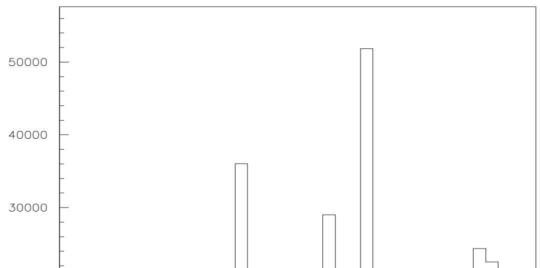


Fig. 5.10: Nombre de cellules lues par gerbe d'électron.

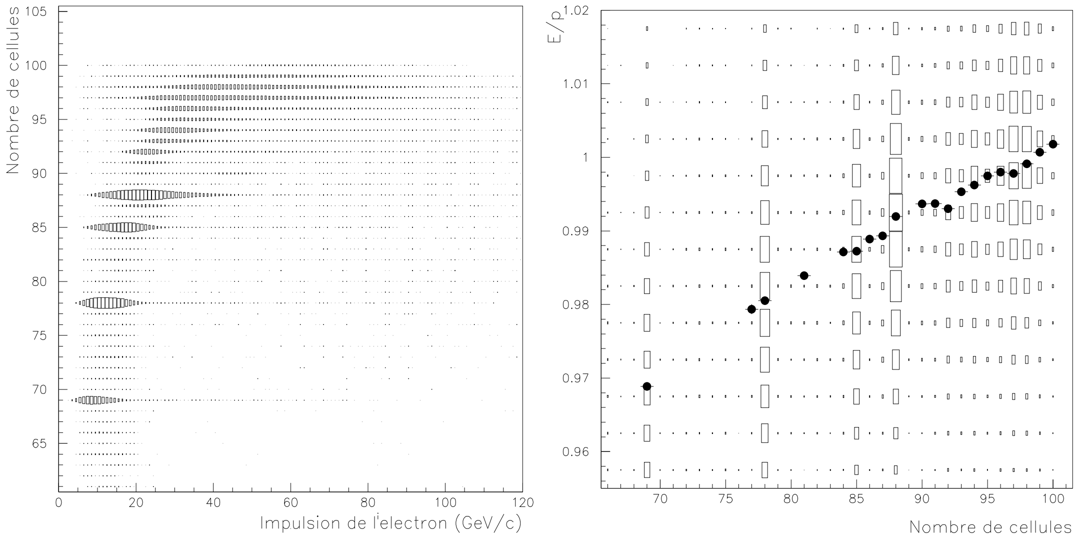


Fig. 5.11: A gauche: relation entre le nombre de cellules lues par le déclenchement chargé et l'impulsion de l'électron. A droite: variation de E/p selon le nombre de cellules lues. Les points en noir indiquent les valeurs centrales de l'ajustement gaussien de E/p pour le nombre de cellules dans la colonne

Les fuites latérales d'énergie vont dépendre du nombre de cellules lues. Comme ce nombre est fortement corrélé à l'énergie de l'électron, (figure 5.11), cet effet induit une fausse variation de l'échelle d'énergie selon les configurations du halo déclenchées, et donc en fonction de l'énergie de l'électron. La figure 5.11 montre aussi la valeur moyenne de E/p en fonction du nombre de cellules lues, avec E sommée sur un rayon de 11 cm autour du centre de la gerbe. Les écarts entre les valeurs peuvent atteindre quelques pourcents.

Pour l'étude en E/p, il convient alors de définir une taille de gerbe qui soit entièrement contenue dans la plus petite configuration du halo. Une autre raison, d'ordre pratique, veut que le nombre de cellules à utiliser soit petit, afin de limiter le volume de données à processer sous le format spécial `Ke3CoMPACT`. Il fut décidé d'enregistrer dans ce format spécial l'énergie des 49 cellules qui entourent la cellule centrale de la gerbe. L'étude des fuites latérales d'énergie en faisceau d'électrons avait montré que la boîte de 7×7 cellules offrait une bonne mesure de l'énergie.

L'énergie contenue dans la boîte 7×7 doit bien sûr être corrigée pour les effets d'anode et de perte de signal entre cellules voisines verticalement. Ces effets, qui avaient été décrits en faisceau d'électrons, doivent maintenant prendre en compte les fuites latérales dans la boîte qui varient en fonction du point d'impact dans la cellule centrale. Ainsi, les figures 5.12 montrent les variations de $E_{7\times7}/p$ en fonction du point d'impact dans la cellule centrale. On retrouve les mêmes dépendances fonctionnelles observées en faisceau d'électrons, à quelques détails près:

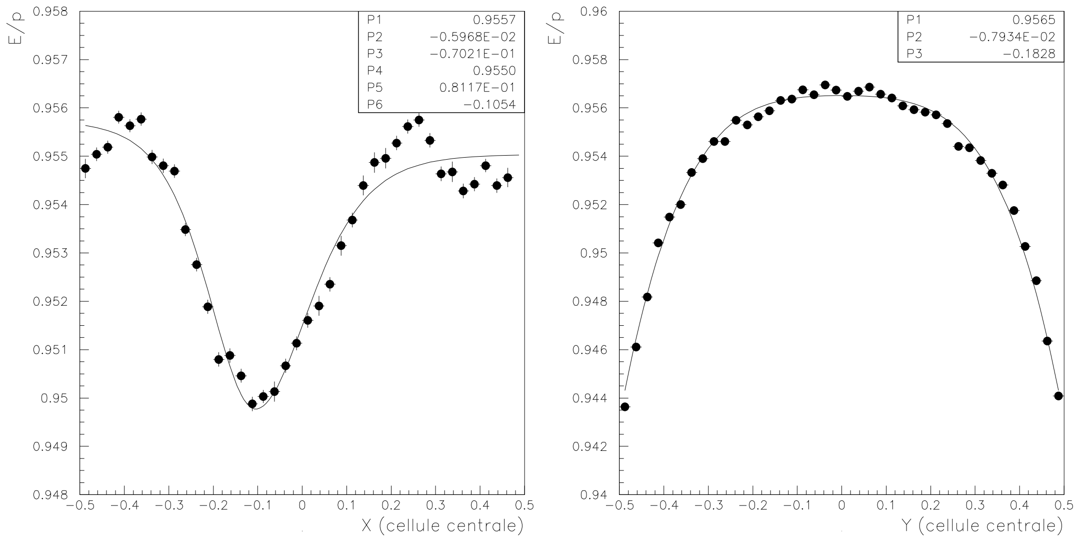


Fig. 5.12: Variation de E/p en fonction de la position de la gerbe dans la cellule centrale.

- les pertes de signal à $X, Y = \pm 0.5$ semblent plus importantes que dans les figures 4.13, qui utilisaient une taille de gerbe de 11 cm de rayon. Cet effet est probablement une manifestation de la taille de gerbe utilisée: dans une boîte 7×7, la sensibilité aux pertes latérales est plus importante.
- la profondeur de la perte de signal près de l'anode. Le faisceau d'électrons avait montré le lien entre cette profondeur et l'effet de charge d'espace. Comme la déposition d'énergie en faisceau de kaons dépend aussi bien du temps dans le burst que de la position de la cellule, (à cause des variations dans l'illumination), cet effet requiert une étude plus détaillée.

5.3.1 L'effet de charge d'espace en faisceau de kaons

L'effet de charge d'espace dépend du flux d'énergie intégré entre deux électrodes pendant le burst. On s'attend à ce que son intensité montre une dépendance radiale car, comme les faisceaux pointent vers le centre du calorimètre, le "boost" qui relie le repère des kaons à celui du détecteur concentre la majeure partie des produits de désintégrations vers les régions à petit rayon (voir figures 5.9). D'autre part, les spectre des particules à petit rayon est plus dur.

L'amplitude de l'effet augmente pendant le burst, puisque les ions dérivent vers les cathodes avec des temps de l'ordre de la seconde, et donc comparables à la durée du burst.

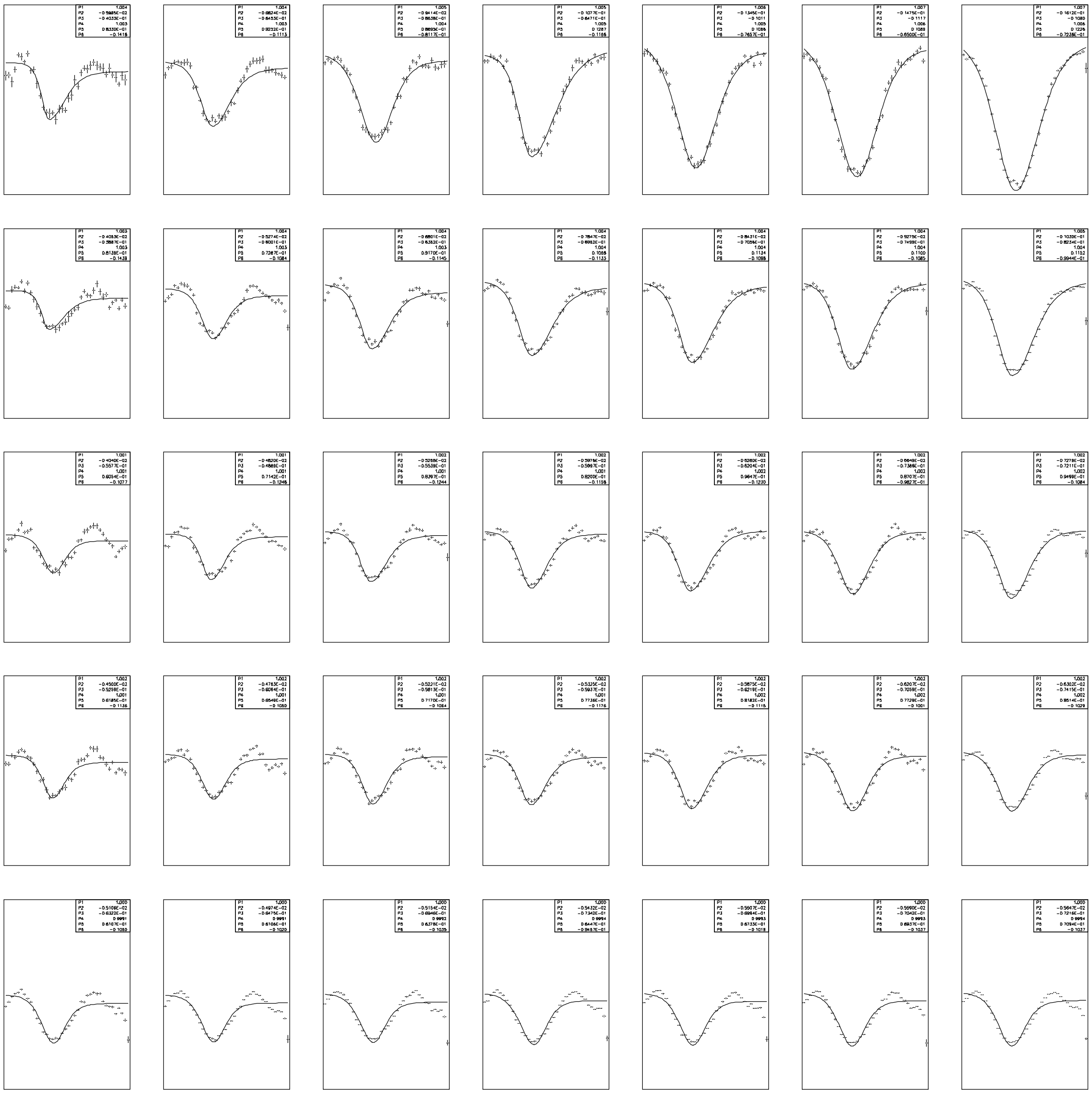


Fig. 5.13: Corrections d'anode, par tranches de rayon et de temps dans le burst. Se succèdent à la verticale les intervalles en rayon, correspondant aux cellules situées entre $17-27$*,* $27-37$*,* $37-47$*,* $47-57$ *et au-deà de* 57 *cm. Les tranches en temps se succèdent à l'horizontale, et correspondent aux intervalles de* $0-0.25$*,* $0.25-0.5$*,* $0.5-0.75$*,* $0.75-1$*,* $1-1.25$*,* $1.25-1.5$ *et au-delà de* 1.5 *s dans le burst.*

Pour corriger la distorsion du signal due à la charge d'espace, on évalue l'effet d'anode par intervalles de rayon et de temps dans le burst. La figures 5.13 montrent les variations de E/p en fonction de la position dans la cellule, pour l'ensemble des intervalles utilisés . Ces variations sont ajustées en utilisant la même fonction d'anode définie dans le paragraphe 4.2.6, et sont appliquées par la reconstruction à chaque gerbe, selon son rayon et le temps de l'événement dans le burst.

Il convient de signaler que la correction assure que la moyenne de E/p dans chaque intervalle en temps est égale à 1 après correction, pour chaque tranche en rayon utilisée. L'échelle d'énergie est donc indépendante du temps dans le burst, et l'effet de charge d'espace n'induit pas de variation radiale de cette échelle d'énergie.

D'autre part, la correction pour la charge d'espace produit une amélioration d'environ 0.35 % sur la résolution en E/p. Après cette correction, la contribution résiduelle de cet effet à la résolution est complètement négligeable.

5.3.2 La colonne manquante

La haute tension est distribuée aux canaux suivant des colonnes, qui regroupent un ensemble de 2×128 cellules contiguës. En 1997 l'alimentation d'une colonne s'est déconnectée au moment de la mise à froid du krypton. A cause de l'absence de plusieurs cellules contiguës la reconstruction des gerbes est sensiblement différente du cas où il y a une cellule morte isolée.

Clairement, les gerbes qui se développent sur les cellules de la colonne manquante ne seront pas reconstruites. Aux voisinages de la colonne manquante, il faut compenser la perte d'énergie subie par les gerbes proches, en utilisant les électrons de K_{e3}. Comme c'est le mode neutre qui en est principalement affecté, il faut produire une correction qui soit appropriée à la reconstruction des gerbes de photons. Ceci veut dire en particulier:

- utiliser la taille de gerbe de la reconstruction neutre (de 11 cm de rayon) et non pas la boîte de 7×7 cellules. Certainement les pertes d'énergies y sont différentes.

- utiliser la position de la gerbe, et non pas celle des traces. Ceci implique en particulier qu'on ne pourra pas reconstruire les gerbe centrées sur les cellules immédiatement adjacentes à la colonne manquante, ne disposant pas de trois des cellules du nonet central.

La figure 5.14 montre la variation de E/p en fonction de x, dans le voisinage de la colonne manquante. On voit qu'il est possible de définir une correction allant jusqu'au bord de la dernière cellule non contiguë à la colonne manquante. La figure inclut aussi les valeurs moyennes obtenues par intervalle de X, ainsi que l'ajustement à la fonction

$$E = P_1 \left[1 + P_2 \times e^{-P_3 |X - X_{CM}|} \right] \tag{5.7}$$

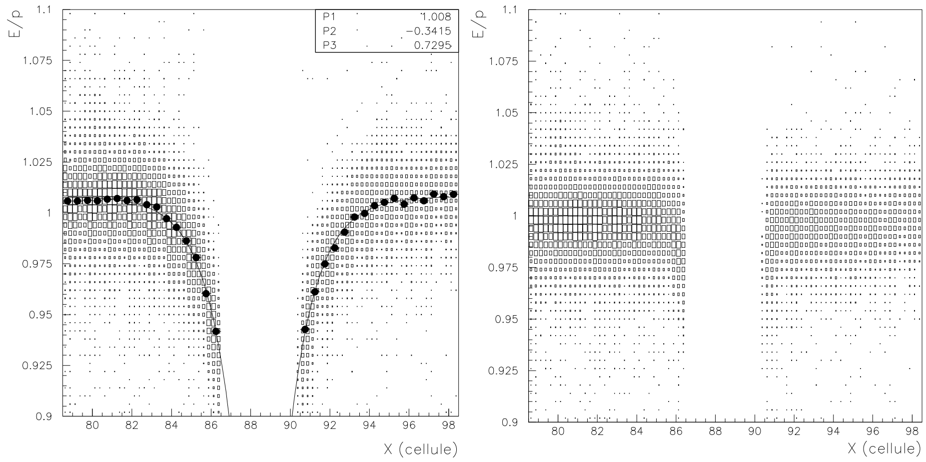


Fig. 5.14: A gauche: E/p au voisinage de la colonne manquante ($X = 88, 89$), avant la correction et fonction de correction. A droite: E/p après la correction.

$X_{CM} = 88.5$ étant la position du centre de la colonne manquante. Les paramètres obtenus par l'ajustement définissent la fonction de correction. Cette correction ne s'applique qu'aux gerbes dont le centre se trouve à moins de 13 cm du centre de la colonne manquante. Afin de maintenir constante l'échelle d'énergie, la valeur des paramètres P_1 et P_2 est choisie de telle sorte que la fonction de correction soit égale à 1 à cette distance de 13 cm.

Avec des pertes de signal de plusieurs pourcents, la colonne manquante réduirait fortement l'acceptance géométrique du calorimètre. La correction 5.7 permet de compenser ces pertes, et par conséquent de sauvegarder les gerbes, jusqu'à des distances de 2 cm du bord de la colonne manquante. Les pertes irréductibles diminuent l'acceptance pour les modes neutres par environ 15 %.

5.4 La géométrie du détecteur

L'étude du faisceau d'électrons a produit une évaluation de la résolution en position du détecteur. Cette étude a aussi permis de corriger l'alignement relatif entre le calorimètre et les chambres à fils, avec un décalage global de 1 mm sur la composante horizontale, et a suggéré la présence d'une rotation de 0.5 $mrad$, et d'une séparation physique entre les moitiés inférieure et supérieure du calorimètre.

Les électrons de K_{e3} permettent de compléter ces études, en couvrant toute la surface du détecteur. Une différence avec l'étude faite en faisceau d'électrons provient du fait que les électrons de K_{e3} sont déviés par l'aimant du spectromètre. Celui-ci imprime une impulsion transverse de 265 MeV, qui éloigne les électrons des lignes de projectivité. En tenant compte de cet effet, il est possible d' évaluer la taille transverse du détecteur.

5.4.1 La mesure de position

La figure 5.15 montre la différence entre l'extrapolation des traces au niveau de la face d'entrée du calorimètre, et la mesure de la position de la gerbe. Les deux pics qui apparaissent pour la coordonnée horizontale sont dûs aux effets du champ magnétique, qui dévie les traces positives et négatives dans des directions opposées.

La composante horizontale de l'angle de déviation, qui est représentée sur la figure 5.16, définit la charge de la trace. On voit que l'impulsion transverse des traces chargées se traduit par des angles de déviation pouvant aller jusqu'à plusieurs dizaines de $mrad$.

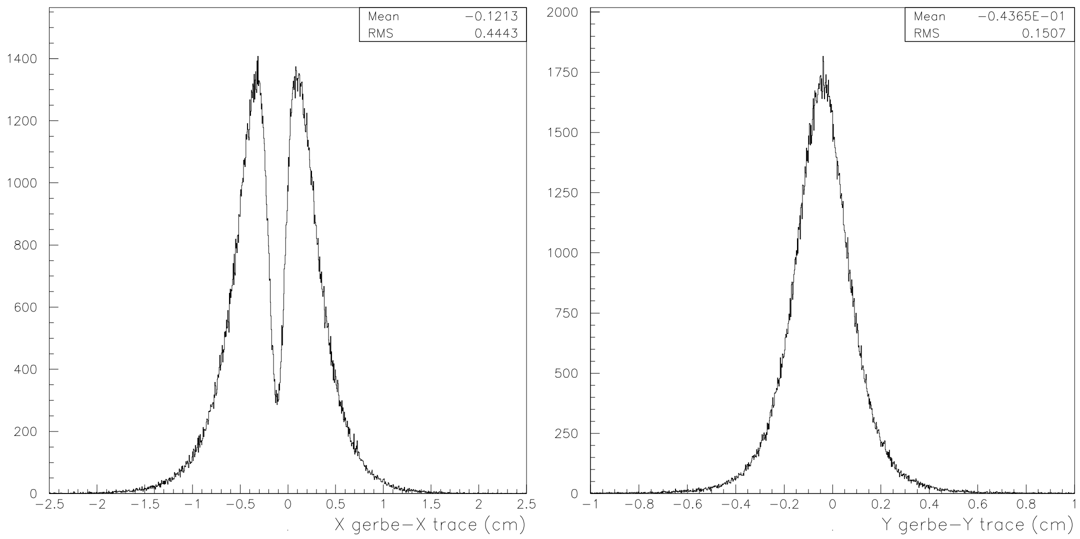


Fig. 5.15: Différence entre les mesures de position du calorimètre et du spectromètre, ΔX (à gauche) et ΔY (à droite).

La figure 5.17 montre un schéma du développement de la gerbe dans la structure projective du calorimètre, pour une trace qui ne suit pas les lignes de projectivité (en pointillé). Clairement, cette trace va développer une gerbe dont le coeur se trouvera, par rapport aux électrodes, à une position différente de celle du point d'extrapolation de la trace sur la face avant du calorimètre.

Il convient de rappeler les trois effets géométriques à prendre en compte pour comparer les mesures de position des deux détecteurs:

- La structure du calorimètre est projective (lignes pointillées de la figure 5.17). Le point de convergence des lignes projectives se trouve à une distance $\Lambda = 10996$

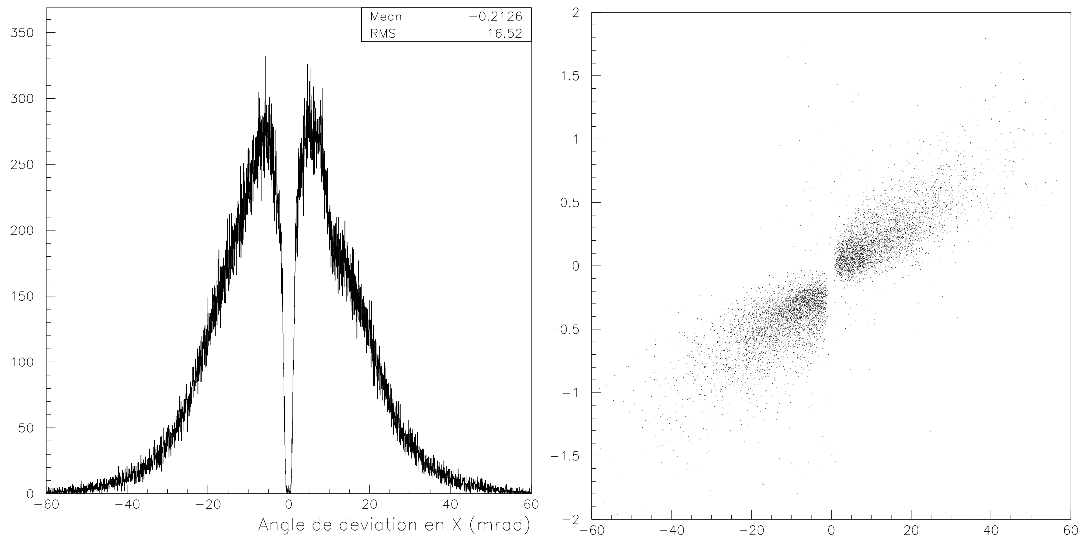


Fig. 5.16: A gauche: composante horizontale de l'angle de déviation de la trace par l'aimant. A droite: ΔX en fonction de l'angle de déviation de la trace.

cm de la face avant du calorimètre. Comme la profondeur du milieu actif est de 125 cm, les dimensions transverses au niveau de la face arrière sont dilatées d'environ 1.14 %.

- Les électrodes suivent une trajectoire en accordéon (ou "zig-zag"), avec un angle de 48 $mrad$ par rapport aux lignes de projectivité (lignes claires dans 5.17). Comme les "zigs" se succèdent tous les 21.3 cm, ce qui correspond à une déviation d'environ 1 cm, le premier "zig" d'une électrode se trouve à peu près sur la même ligne de projectivité que son électrode voisine.

- Les trajectoires des électrons de K_{e3} sont déviées par l'aimant, et s'éloignent des lignes de projectivité de plusieurs dizaines de $mrad$ (figure 5.16 et ligne sombre dans 5.17).

La position de la gerbe se détermine à partir du centre de gravité de l'énergie déposée dans le nonet central de cellules. Comme l'énergie d'une cellule est donnée par la charge totale déposée, sommée sur toute la longueur des électrodes, cette mesure évalue essentiellement le barycentre à la profondeur correspondant au coeur de la gerbe.

Si la gerbe est projective, la fraction de charge déposée entre cellules voisines sera constante pour tous les plans de profondeur, et la mesure du centre de gravité d'énergie doit coïncider avec la position du point d'entrée de la particule sur la surface avant du calorimètre.

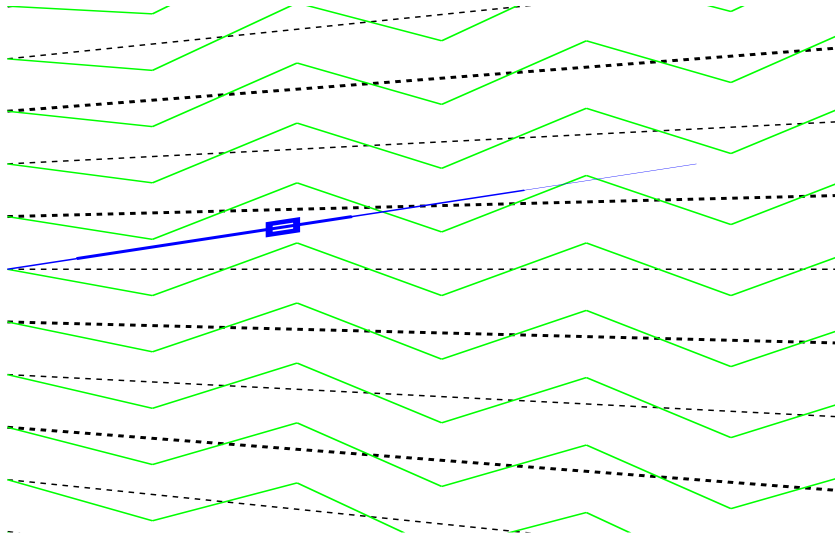


Fig. 5.17: Structure des cellules du calorimètre, et développement d'une gerbe non projective. La trace entre dans le krypton (à gauche) près d'une électrode, et le coeur de la gerbe se trouve près de l'électrode voisine.

A cause de la structure en accordéon ,à une profondeur donnée, la distance entre le coeur de la gerbe et les électrodes diffère de celle pour le point d'entrée. Cet effet est à l'origine du profil excentré de l'effet d'anode, illustré dans la figure 4.13.

D'autre part, si la gerbe n'est pas projective, alors l'axe de développement de la gerbe se déplace par rapport aux électrodes selon la profondeur, et le centre de gravité d'énergie correspondra au profil d'énergie à la profondeur du coeur de la gerbe. Si celui-ci se trouve à environ 30 cm (comme nous montrerons plus tard), alors une non projectivité de quelques dizaines de $mrad$ (comme dans la figure 5.16) se traduirait par un décalage d'environ 1 cm. D'autre part, le signe du décalage dépend de la charge de la trace. Ceci donne une explication qualitative à la forme de la distribution 5.15.

5.4.2 La profondeur de gerbe

La position d'une gerbe X_{LKr} se mesure à partir du centre de gravité du nonet central X_B , ramené aux coordonnées de la cellule centrale X_0, selon l'expression

$$X_{LKr} = (X_0 + X_B) \tag{5.8}$$

D'autre part, la reconstruction des traces produit deux types de variables: des points X, Y, Z_{DCH} dans les chambres, et des pentes par rapport à l'axe Z, dX/dZ et dY/dZ. L'extrapolation des traces au calorimètre est donnée par l'expression

$$X_{TRK} = X_{DCH} + \frac{dX}{dZ}\,(Z_{LKr} - Z_{DCH}) \tag{5.9}$$

(et une expression semblable pour Y) où Z_{LKr} est la position de la face avant du calorimètre.

Pour des traces projectives, on s'attend à une bonne coïncidence entre X_{TRK} et X_{LKr}, comme ce fut illustré pour le faisceau d'électrons (figures 4.28).

La figure 5.15 a montré que ce n'est plus le cas pour la composante horizontale des traces. A partir de l'explication suggérée dans le paragraphe précédent, on s'attend normalement à ce que le décalage $\Delta X = X_{LKr} - X_{DCH}$ augmente en fonction de l'angle de déviation, ce qui est confirmé dans la figure 5.16. On voit aussi que l'effet est opposé pour les deux charges.

Comme l'angle de déviation est inversement proportionnel à l'impulsion de la trace, les mesures de l'angle et de la position radiale de l'électron sont fortement corrélées. On peut donc de façon équivalente étudier la variation de ΔX en fonction de la position de la gerbe d'électron.

La figure 5.18 montre la variation de ΔX le long de l'axe horizontal, pour les traces positives et négatives. Les critères de sélection choisis sont:

- les électrons doivent se trouver à l'intérieur d'une bande étroite (de 20 cm de largeur), le long de l'axe X; ce critère permet non seulement de réduire les possibles effets dûs aux composantes verticales de la non projectivité, mais aussi de réduire le biais crée par la rotation relative entre le calorimètre et le spectromètre, qui avait été suggérée par le faisceau d'électrons.
- la gerbe ne doit pas contenir de cellule morte dans son nonet central;
- le rapport E/P doit être égal à 1 à mieux que 5 %

On constate en particulier dans la figure 5.18 la forte anticorrélation entre les formes de variation de ΔX pour les traces positives et négatives.

Ce résultat suggère une méthode pour évaluer la profondeur moyenne des gerbes d'électrons: comparer les deux mesures de X non pas au niveau de la face avant du calorimètre, mais à une profondeur variable. La profondeur de la gerbe d sera celle qui rend égales les courbes de ΔX en fonction de X pour les traces positives et négatives. Le fait de comparer les positions à une profondeur d signifie que les deux variables impliquées doivent être modifiées:

- La position de la gerbe 5.8 doit être augmentée du facteur d'échelle correspondant à la projectivité du calorimètre,

$$X_{LKr} \rightarrow X_{LKr} \times \left(1 + \frac{d}{\Lambda}\right) \tag{5.10}$$

  où $\Lambda = 10996$ cm est la distance entre la face avant du calorimètre et le point de convergence des lignes de projectivité.

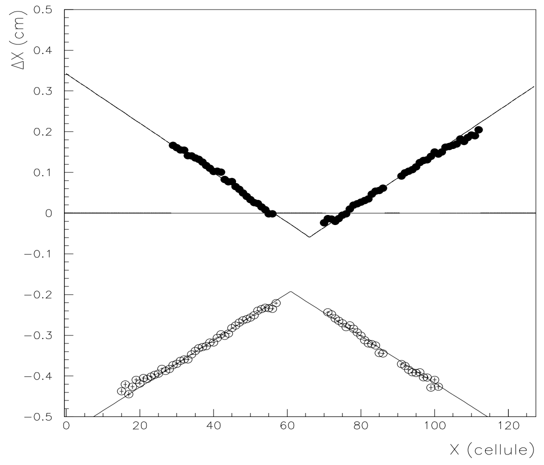


Fig. 5.18: Valeur moyenne de ΔX en fonction de X. Les points sombres représentent les traces positives, et les points en clair les négatives.

- L'extrapolation de la trace doit être poursuivie jusqu'à la profondeur d

$$X_{TRK} \to X_{TRK} + d \times \frac{dX}{dZ} \tag{5.11}$$

La figure 5.19 montre la variation de ΔX en fonction de X, pour différentes valeurs de d, allant de 20 à 40 cm, par pas de 2 cm. On y aperçoit que ΔX devient constant en fonction de X, et égal pour les traces positives et négatives pour une profondeur d'environ 30 cm.

On voit aussi qu'à cette profondeur optimale, la valeur moyenne de ΔX n'est pas nulle, mais plutôt proche de -1 mm. Ce décalage, égal pour les traces positives et négatives, a la même valeur que le décalage moyen observé en faisceau d'électrons. Ceci conforte l'hypothèse d'une translation entre les deux détecteurs.

Pour évaluer avec une meilleure certitude cette profondeur, on ajuste chacune des courbes à une double droite, comme illustré dans la figure 5.18. La fonction d'ajustement utilisée est

$$\Delta X = P_1 \times |X - P_2| + P_3 \tag{5.12}$$

de telle sorte que les pentes des deux côtés soient égales et de signes opposées. La figure 5.20 représente les valeurs de ces pentes en fonction de la profondeur d utilisée, pour les traces positives et négatives. On constate alors que les pentes s'annulent pour une profondeur de gerbe d'environ 30 cm, pour les deux charges. La figure 5.21 montre la distribution de ΔX, évaluée à une profondeur de gerbe de 30 cm.

La valeur de 30 cm obtenue pour la profondeur de la gerbe est en bon accord avec la prédiction du Monte-Carlo. On peut noter que 30 cm correspond environ à 6

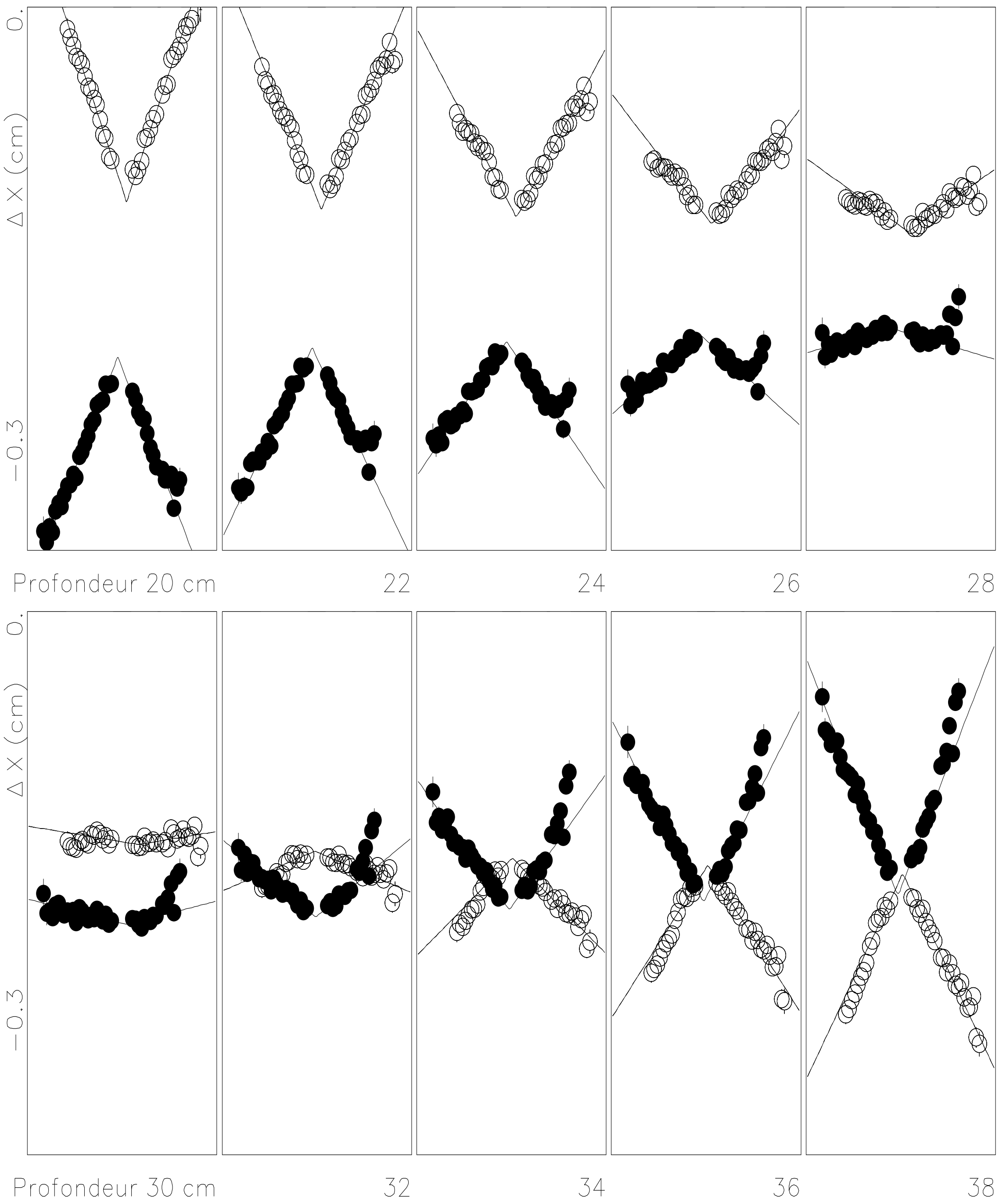


Fig. 5.19: Valeur moyenne de ΔX en fonction de X, pour des profondeurs de gerbe allant de 20 à 40 cm, par pas de 2 cm (la profondeur utilisée est indiquée en bas de chaque figure). Les points sombres représentent les traces positives, et les points clairs les négatives. L'échelle verticale couvre, pour chaque figure, 0.30 cm.

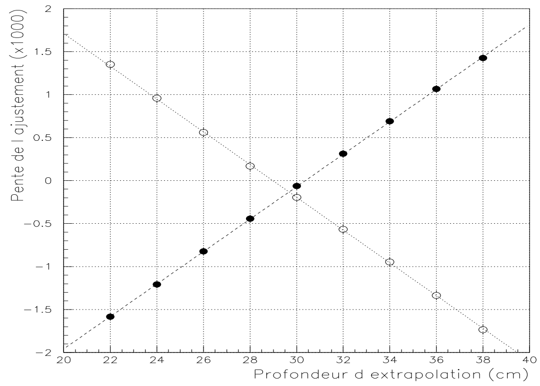


Fig. 5.20: Pentes obtenues de l'ajustement de $\Delta X\,(X)$ *(voir figure précédente), pour différentes profondeurs d'extrapolation. Les points clairs et sombres représentent les traces positives et négatives, respectivement.*

longueurs de radiation. L'exercice ci dessus peut être répété en fonction de l'énergie des électrons, ce qui permet de mettre en évidence la (faible) dépendance logarithmique de la profondeur de la gerbe avec l'énergie.

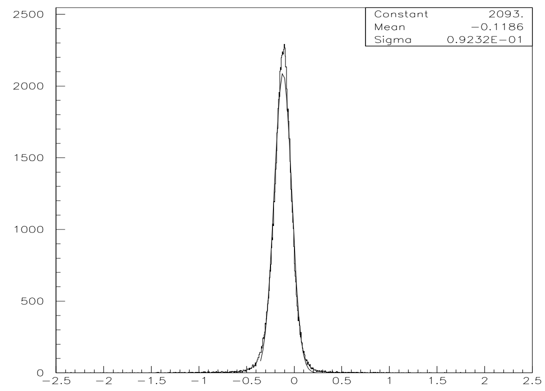


Fig. 5.21: ΔX *(en cm), évalué à une profondeur de gerbe de* 30 *cm.*

5.4.3 L'alignement relatif des détecteurs

L'étude des mesures de position faites en faisceau d'électrons avait suggéré la présence d'une rotation relative entre le calorimètre et le spectromètre, qui se manifestait sous la forme d'une variation de ΔX le long de l'axe vertical. La bande en X utilisée en faisceau d'électrons ne permettait pas de tester cette hypothèse sur Y.

Une rotation est paramétrisée à l'aide de l'expression

$$\Delta X = +Y\theta \tag{5.13}$$
$$\Delta Y = -X\theta \tag{5.14}$$

Par conséquent, la rotation doit produire une variation linéaire de ΔY le long de l'axe horizontal, et de signe opposée à la variation obtenue pour ΔX.

Pour s'affranchir du saut en ΔY observé en faisceau d'électrons, il convient d'étudier séparément les moitiés inférieure et supérieure du calorimètre.

La figure 5.22 montre la valeur moyenne de ΔY en fonction de X. La figure à gauche est calculée pour les électrons entre $Y = 64$ et $Y = 71$, soit les huit premières rangées de cellules de la moitié supérieure du calorimètre, et la figure à droite utilise le électrons situés entre $Y = 56$ et $Y = 63$.

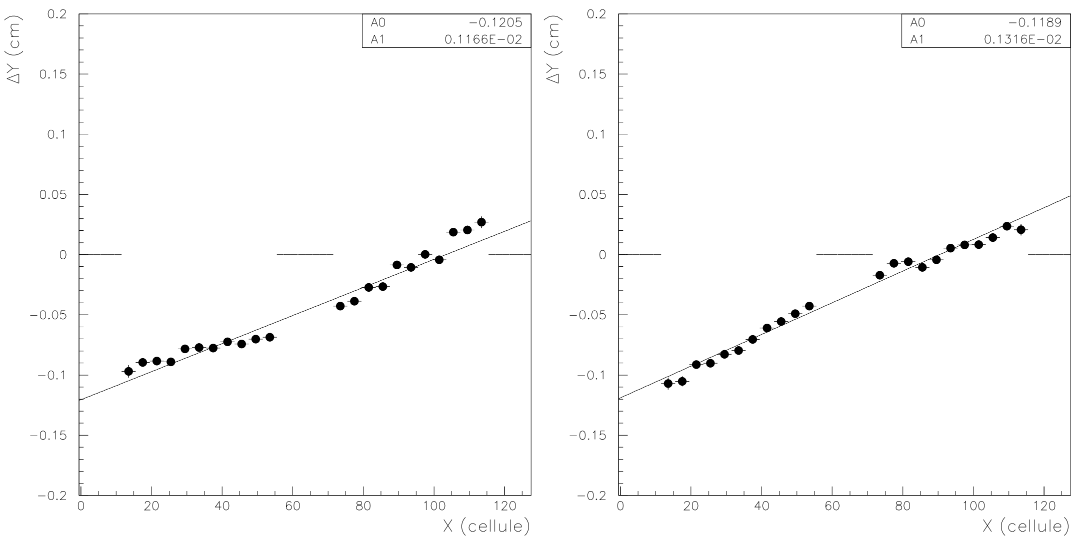


Fig. 5.22: ΔY en fonction de X.

En faisceau d'électrons, ΔX diminuait avec Y (figure 4.27). Si l'effet est dû à une rotation, alors ΔY doit augmenter avec X, ce qui est confirmé dans les figures 5.22. L'ajustement à une droite produit des pentes d'environ 12 $\mu m/cellule$, correspondant à un angle de ~ 0.6 $mrad$. En comparant aux 10 $\mu m/cellule$ de pente pour ΔX en faisceau d'électrons, on trouve un accord correct avec l'hypothèse de rotation.

5.4.4 Les dimensions transverses

Le paragraphe 3.6 a montré l'importance d'une bonne connaissance des dimensions transverses du calorimètre pour la mesure de ε'/ε.

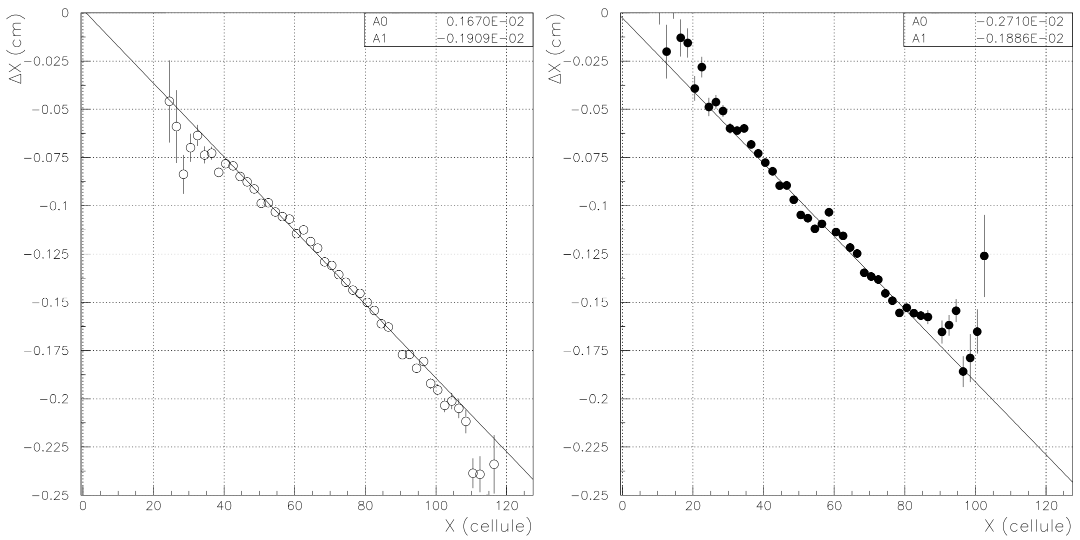


Fig. 5.23: ΔX en fonction de X, en faussant par 10^{-3} la taille transverse du calorimètre. Les points en clair représentent les traces positives, et les points sombres les négatives.

La méthode employée dans le paragraphe précédent pour corriger les effets de projectivité offre aussi la possibilité de mesurer l'échelle transverse du détecteur. En effet, celle-ci apparaît implicitement dans l'équation 5.8, et peut être donc comparée avec 5.9, à la profondeur de gerbe optimale.

La taille des cellules est donnée par la séparation entre les espaceurs. Ceux-ci ont été construits avec des tolérances de quelques microns, avec une séparation de 1 *cm* entre électrodes sur la face arrière du calorimètre. La distance entre le point de projectivité et la face avant du calorimètre étant de 10996 *cm*, les cellules forment des carrés de 1.97718 *cm* de côté au niveau de la face avant. Cependant, la dimension effective des cellules doit tenir compte de la contraction produite quand le détecteur est mis à froid. La contraction est de l'ordre de 0.167 %. La taille des cellules sur la face avant a été ainsi estimée à $S_0 = 1.97384$ *cm*, avec une incertitude de quelques 10^{-4}. Cette incertitude est dominée par l'erreur sur le facteur de contraction (la taille à chaud est connue à environ 10^{-4} près). Le facteur de contraction cité ci dessus provient du fabricant[59]. Des mesures effectuées sur des petits échantillons, en utilisant de l'argon liquide et en extrapolant entre l'argon et le krypton, donnent des valeurs de contraction entre 0.18 % et 0.19 %. On peut donc en déduire de manière conservative que l'incertitude sur la taille transverse du calorimètre prédite est d'environ 3×10^{-4}.

Notre méthode permet de faire une mesure indépendante du facteur de contraction. La position mesurée par le calorimètre dans 5.8 est majorée d'un facteur d'échelle S,

$$X_{LKr} \to X_{LKr} \times S \tag{5.15}$$

de telle sorte que $S = 1$ si la taille transverse utilisée est correcte.

La figure 5.23 montre ΔX en fonction de X, à une profondeur d'extrapolation de 30 cm, pour un facteur d'échelle transverse $S_0 = 0.999$, et pour les traces positives et négatives. On voit que le décalage entre les deux mesures augmente en s'éloignant du centre du calorimètre, et que l'effet est semblable pour les deux traces.

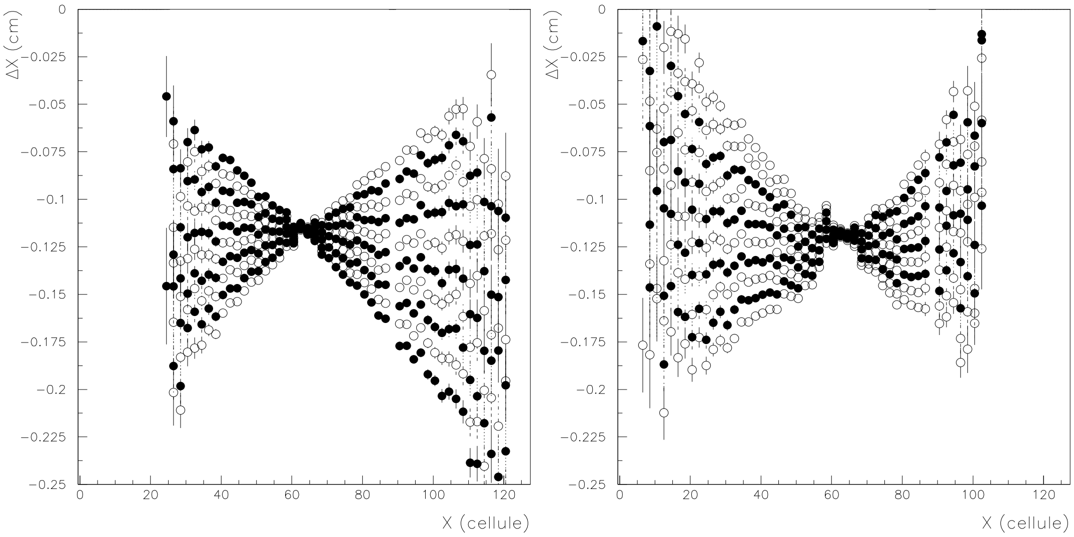


Fig. 5.24: ΔX en fonction de X, en fonction de X, pour des valeurs d'échelle transverse allant de 0.999 *à* 1.001*, par pas de* 0.0002*. Les traces positives apparaissent dans la figure de gauche, et les négatives dans celle de droite.*

La figure 5.24 reproduit la même analyse, pour des facteurs d'échelle S_0 allant de 0.999 à 1.001. La variation de ΔX avec X s'annule pour une taille transverse donnée, qui est sensiblement équivalente pour les traces positives et négatives. On voit alors qu'une mauvaise estimation de l'échelle transverse, même inférieure au pour mille, serait clairement mise en évidence.

Pour évaluer la taille transverse avec précision, on ajuste ces variations à une droite, comme dans les figures 5.23. La variation des pentes de l'ajustement en fonction du facteur d'échelle S utilisé, comme montre la figure 5.25, permet de calculer la valeur de S_0 qui annule les pentes.

Il convient de signaler que les points de la figure 5.25 sont tous calculés à partir des mêmes données, et donc les erreurs de l'ajustement ne sont pas une bonne indication

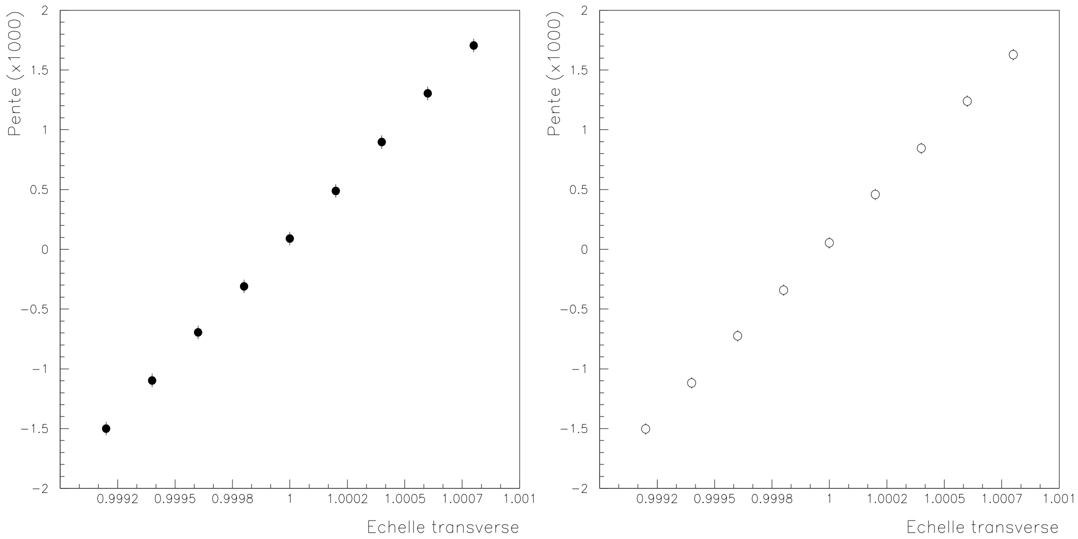


Fig. 5.25: ΔX *pour des échelles de modification de la taille transverse allant de* -10^{-3} *à* $+10^{-3}$*, par pas de* 2×10^{-4}*. Les traces positives sont à gauche, et les négatives à droite.*

de la précision de la méthode. Par conséquent l'erreur à porter sur cette mesure de l'échelle transverse provient de l'incertitude systématique dominante, qui est la précision sur l'alignement des chambres. Les tolérances de construction des chambres à fils[44] indiquent que cette précision est d'environ 100 $\mu m/m$, pour une précision relative de 10^{-4}.

On en conclut que la composante horizontale de la taille transverse des cellules est connue à 10^{-4} près. Pour la taille après contraction, ceci donne

$$L_X = (1.97384 \pm 0.0002)\, cm \tag{5.16}$$

Dans l'étude du faisceau d'électrons, il avait aussi été suggéré que le saut de 600 μm en Y observé dans la figure 4.27 correspondait à une véritable séparation entre les deux moitiés du calorimètre. En utilisant les K_{e3}, les figures 5.26 montrent ΔY en fonction de Y, par intervalles en X.

Le résultat est en accord qualitatif avec celui obtenu en faisceau d'électrons. Les figures 5.26 semblent indiquer que le "saut" est dû à une séparation entre les deux moitiés du calorimètre, qui est maximale près du centre, et moins importante vers les bords.

Cependant, il subsiste un désaccord entre la mesure de ΔY en faisceau d'électrons et avec les K_{e3}. Dans les deux cas, on obtient un décalage moyen semblable de 600 μm entre les deux moitiés du détecteur, mais dans le cas des électrons celui-ci semblait provenir d'une discontinuité franche, tandis que pour les K_{e3} une composante linéaire

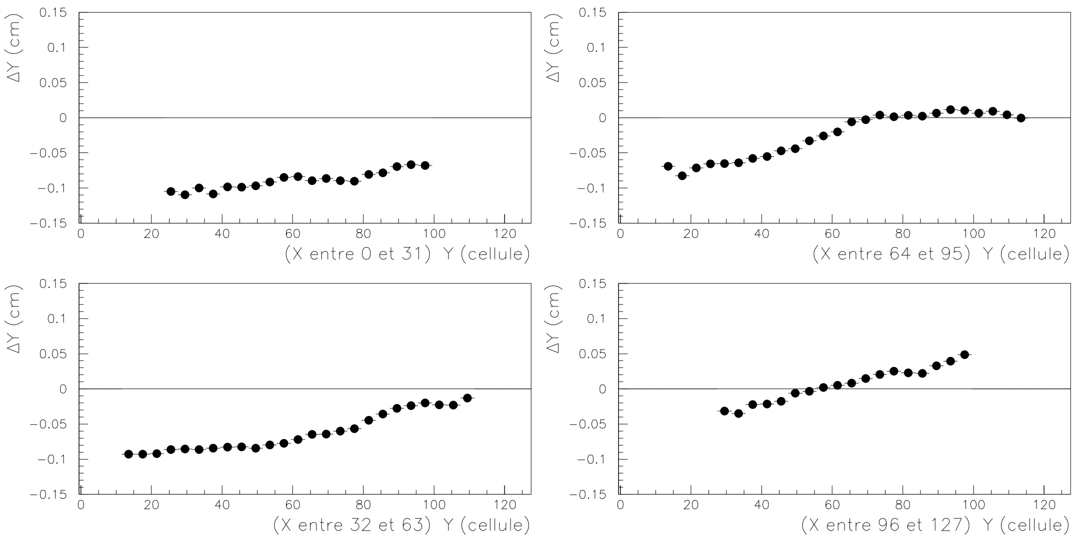


Fig. 5.26: ΔY en fonction de Y, pour quatre intervalles en X.

dans le décalage n'est pas à exclure.

Pour éclaircir ce point, la figure 5.27 reprend la variation de ΔY obtenue en faisceau d'électrons, et montre ΔY pour les K_{e3}, en prenant soin de reproduire autant que possible les conditions du faisceau d'électrons à 25 GeV: des électrons de K_{e3} situés sur la même bande du faisceau d'électrons (de $X = 56$ à $X = 71$), et ayant une énergie entre 20 et 40 GeV.

On serait tenté d'interpréter la variation linéaire en K_{e3}, par un facteur d'échelle transverse en Y différent de 1. En ajustant 5.27 à une droite, la pente qu'on obtient est de 6 $mm/cellule$. En comparant à l'étude d'échelle transverse en X, on voit qu'une telle pente proviendrait d'un facteur d'échelle faux par environ 3×10^{-4} (avec une erreur intrinsèque de 10^{-4} sur la méthode).

Cependant le faisceau d'électrons ne valide pas cette hypothèse, et favorise plutôt celle d'une échelle en Y correcte. L'interprétation la plus plausible est une différence dans la reconstruction des traces chargées entre les événements de type K_{e3} et les électrons du faisceau test. Toutefois comme l'origine de cette différence n'a pas été identifiée, cette différence est considérée comme une erreur systématique sur la taille du calorimètre dans la dimension Y. L'erreur sur échelle transverse totale est alors

$$L = \sqrt{L_X^2 + L_Y^2} = (1.97384 \pm 0.0005)\, cm \qquad (5.17)$$

L'incertitude est donc de 2.5×10^{-4}.

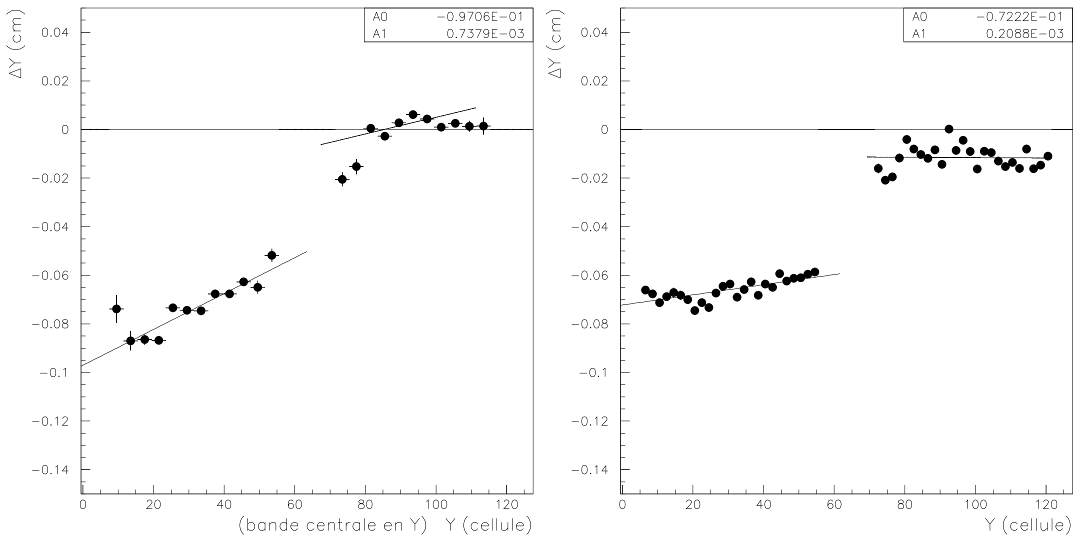


Fig. 5.27: ΔY en fonction de Y, pour la même région du faisceau d'électrons (à droite).

5.5 La stabilité de l'échelle absolue d'énergie

L'un des avantages de l'étude des K_{e3} est que ce sont des données accumulées pendant toute la prise de données. Ainsi, on peut étudier la stabilité en temps de l'échelle d'énergie. La variable temporelle représentative est le numéro de "run", qui identifie une période de prise de données. C'est un entier qui croît de façon monotone avec le temps, et pour la prise de données 1997 se trouvait entre les valeur 4000 et 5999. Le lot d'évéments enregistrés sous le format spécial pour l'étude des K_{e3} a commencé a être produit à partir du numéro 4940.

La figure 5.28 montre la moyenne de E/p en fonction du numéro de "run". On constate clairement des variations dans l'échelle moyenne de E/p à des dates précises, qui coïncident toutes avec des arrêts de faisceau, comme on peut voir sur le tableau 5.2, qui reproduit les dates des arrêts de faisceau. Les valeurs extrêmes des variations étant de 0.5 %, il est important de mettre en évidence leur origine.

L'échelle de E/p est sensible à la fois à des changements du calorimètre et du spectromètre. Du point de vue du détecteur, les arrêts du faisceau sont utilisés pour entreprendre certains changements: mise à jour des constantes de calibration, interventions sur le matériel (en particulier, pour remplacer des cartes d'électronique ayant développé un malfonctionnement). De même, la polarité du courant qui alimente l'aimant a été inversée pendant un arrêt de faisceau.

Indices	Date	Motivation
4949-5019	17 septembre	Démarrage du lot `Ke3CoMPACT`
5020-5041	22 septembre	Passage en faisceau test
5066-5141	24 septembre	arrêt de faisceau
5153-5276	1 octobre	arrêt de faisceau
5283-5347	8 octobre	arrêt de faisceau
5349-5377	17 octobre	Fin du lot `Ke3CoMPACT`

Tab. 5.2: Périodes utilisées pour l'étude de stabilité en temps.

5.5.1 Stabilité chargée

Pour étudier la stabilité de l'échelle d'énergie chargée, on peut utiliser la mesure de la masse invariante du K pour les événements en $\pi^+\pi^-$.

La reconstruction chargée produit pour chaque trace la norme de l'impulsion $|\vec{p}|$, et des pentes dX/dZ et dY/dZ avant et après l'aimant. Ces variables permettent de reconstruire la cinématique de l'événement, dans l'hypothèse d'une désintégration d'un K en $\pi^+\pi^-$: les énergies des traces s'obtiennent selon l'expression

$$E_{\pm} = \sqrt{M_{\pi}^2 + |\vec{p_{\pm}}|^2} \tag{5.18}$$

et les composantes des impulsions à partir des pentes. Ainsi, la masse du K se calcule selon l'expression

$$M_K = \sqrt{(E_+ + E_-)^2 - |\vec{p}_+ + \vec{p}_-|^2} \tag{5.19}$$

et par conséquent, une variation sur la mesure des impulsions se traduit directement par une variation de la valeur reconstruite de M_K.

La figure 5.28 montre aussi la valeur moyenne de M_K en fonction du temps. On voit clairement que certaines des variations de E/p coïncident en temps avec les changements de M_K.

L'explication est simple: le 1 octobre 1997, la polarité de l'aimant a été inversée pendant l'arrêt de faisceau. Le but de cette inversion etait d'étudier les conséquences du changement de la valeur du champ magnétique. La démagnétisation ne s'étant pas faite correctement, la variation du champ ainsi produite explique le changement par 0.12 % de l'échelle d'énergie chargée à cette date-là. Cet effet fut corrigée à l'arrêt de faisceau suivant, le 8 octobre, à partir du run 5283.

On peut aussi constater une autre variation, bien plus faible, avant le 1 octobre. Celle-ci coïncide en temps avec le passage en faisceau d'électrons (runs 5053 à 5064) et pour lesquels l'alimentation de l'aimant a été arrêtée puis remise en route.

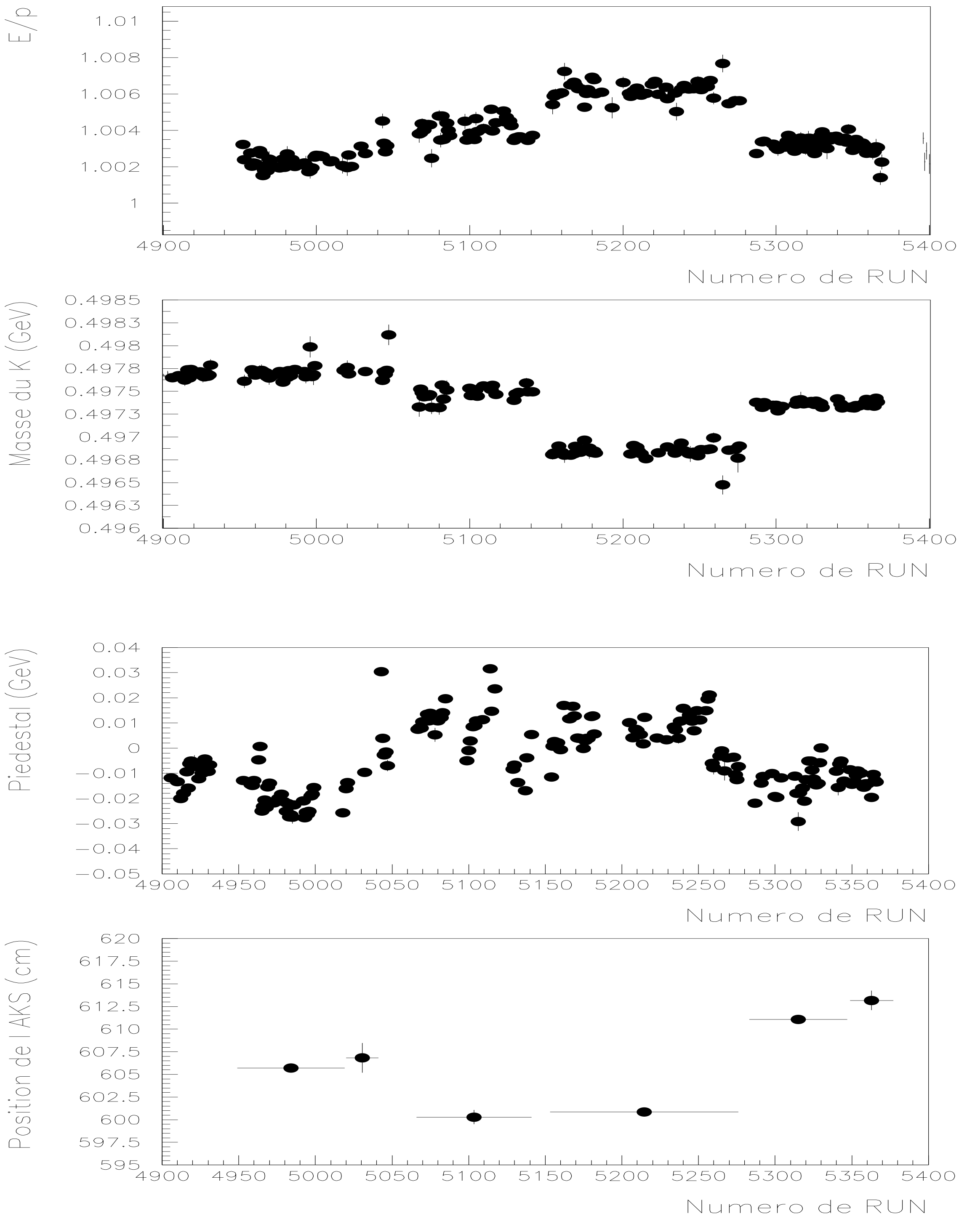


Fig. 5.28: Stabilité en temps de E/p, masse du K, des piédestaux et de la position de l'anticompteur.

5.5.2 Stabilité neutre

L'échelle d'énergie neutre est potentiellement sensible à deux types de modifications:

- Une mauvaise évaluation des piédestaux, en particulier ceux du gain zéro, qui va donc déplacer l'énergie reconstruite sur une grande partie des cellules d'une gerbe. La sensibilité de la mesure à un tel effet sera plus importante pour les gerbes peu énergiques, et devrait se manifester sous forme d'une non linéarité à basse énergie.

- Un déplacement des gains. Cet effet entraînerait un déplacement global de l'échelle d'énergie dans la zone d'énergie caractéristique des gains affectés.

La variable E_2, introduite au paragraphe 4.3.1, permet de faire un suivi de la stabilité des piédestaux. La figure 5.28 montre aussi la valeur moyenne de E_2 en fonction du temps. En absence de biais sur les piédestaux, E_2 devrait être centrée à zéro. Cependant, on voit que E_2 fluctue autour de valeurs moyennes qui définissent trois périodes en temps, avec des variations extrêmes d'environ 30 MeV.

E_2 est la moyenne de l'énergie mesurée avant le signal, et sommée sur toutes les cellules de la gerbe dans la reconstruction neutre. Si, comme le suggère la figure 5.28, cet effet est cohérent sur un grand nombre de cellules, le décalage de E_2 est une mesure directe du décalage de la mesure d'énergie. Ainsi, un décalage de 20 MeV sur E_2 correspond à environ 200 KeV sur l'énergie d'une cellule. Pour la valeur moyenne du gain zéro (environ 3.6 MeV/ADC), ceci correspond à un décalage global de .05 unités de ADC.

La sensibilité à la température de l'électronique de mise en forme est évaluée à environ 0.1 $ADC/\ ^0K$. Par conséquent, des faibles variations de température pourraient être à l'origine du décalage des piédestaux.

L'échelle d'énergie neutre peut aussi être étudiée à l'aide des désintégrations du K_S en deux pions neutres. L'anticompteur situé à la sortie du collimateur K_S définit une position précise pour le début de la zone de désintégration.

Le vertex de désintégration d'un événement $K \to 2\pi^0$ se détermine à partir de l'expression 3.2. La figure 5.29 montre la distribution de la position longitudinale du vertex de désintégration, pour les événements dont le temps se trouve à moins de 2 ns du temps d'identification du passage d'un proton dans le tagger, et qui sont donc étiquetés "K_S". Cette distribution du vertex Z de désintégration du K_S représente une fonction de désintégration exponentielle démarrant d'une position initiale Z_{AKS}, modulée par une fonction gaussienne pour tenir en compte les effets de la résolution neutre, puis éventuellement pondérée par une fonction d'acceptance $\mathcal{A}$,

$$\frac{dN}{dZ}(Z) = \int_{Z_{AKS}}^{\infty} dZ' \mathcal{A}(Z') \exp\left(-\frac{Z'}{\gamma c \tau_S} - \frac{(Z - Z')^2}{2\sigma^2}\right) \qquad (5.20)$$

et par conséquent l'ajustement de 5.29 à la fonction 5.20, permet d' extraire la position de l'anticompteur Z_{AKS}.

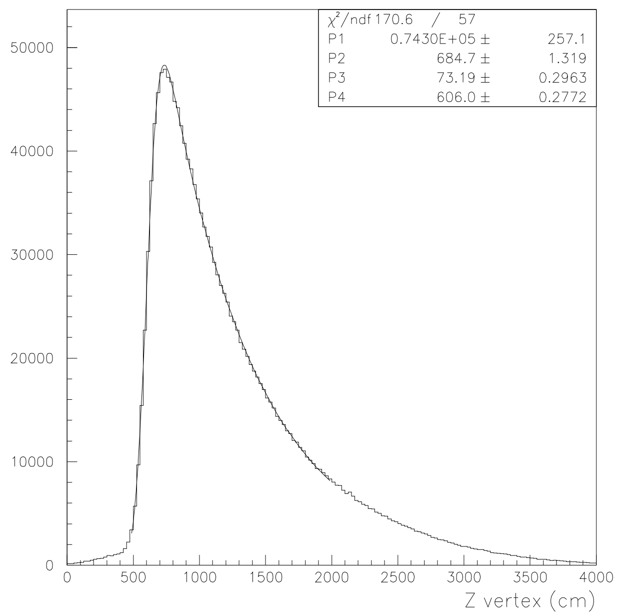


Fig. 5.29: Vertex de désintégration du K_S. Les paramètres de la fonction d'ajustement sont: P_1 (constante de normalisation), $P_2 = \gamma c\tau_S$, $P_3 = \sigma$ et $P_4 = Z_{AKS}$.

Des études faites à l'aide d'une simulation cinématique montrent que l'acceptance $\mathcal{A}$ des K_S ne change que par quelques pourcents sur un intervalle court en Z, et que la valeur obtenue de Z_{AKS} est insensible aux détails de la fonction d'acceptance $\mathcal{A}$, tant que l'ajustement se restreint à un intervalle n'allant pas au-delà de $Z_{AKS} + 2.5\sigma$.

Cette mesure de la position de l'anticompteur définit la méthode d'évaluation de l'échelle d'énergie neutre: si celle-ci est surestimée, le vertex sera reconstruit plus loin du calorimètre qu'il ne l'est, et par conséquent la position Z_{AKS} obtenue de l'ajustement aura une valeur plus petite. Bien sûr, l'argument contraire a lieu si l'énergie est sous-estimée.

Dans le repère standard de l'expérience, l'origine de l'axe z es donnée par la position de la cible K_S et l'anticompteur K_S se trouve à $Z = 606$ cm. L'ajustement de la figure 5.29 a permis de fixer l'échelle d'énergie moyenne pour l'ensemble de la prise de données.

La figure 5.28 résume les ajustements de Z_{AKS} ainsi obtenus, en fonction de la période de prise de données. On peut clairement voir des changements corrélés au variations des piédestaux.

5.5.3 Actions entreprises

La première mise en évidence de variations en temps des échelles d'énergie chargée et neutre fut obtenue à partir de l'analyse de l'échantillon `Ke3CoMPACT`. La compréhension de ces variations a permis de corriger le traitement des données pour l'analyse du lot `goldCoMPACT`, ce qui assure la stabilité des deux échelles à quelques 10^{-4}. Les piédestaux sont corrigés avec un suivi fin en temps (tous les 40 bursts)[66]. Après cette correction, des faibles variations de l'ajustement de la position de l'AKS (au niveau de 5×10^{-4}), provenant de changements dans les constantes de calibration, sont corrigés en modifiant l'échelle d'énergie. Pour les chargés, les impulsions sont corrigées pour tenir compte des variations du champ magnétique entre les différentes périodes.

Par la suite, l'analyse du lot `Ke3CoMPACT` s'est faite en corrigeant à la main ces variations, afin d'égaliser la réponse en E/p pour toute la prise de données.

5.6 Intercalibration

En faisceau d'électrons, la valeur de l'énergie mesurée par cellule (figure 4.24), présentait une dispersion de 0.7 % sur l'échantillon d'environ 2000 cellules illuminées par le faisceau à 25 GeV. Ceci suggère qu'il persiste, après calibration électronique, des incertitudes résiduelles sur l'évaluation de l'étalonnage d'énergie par canal. De plus, avec une résolution de 0.68 % obtenue sur la région illuminée par le faisceau à 100 GeV, on voit que ces variations résiduelles sont comparables au terme constant.

L'identification du signal se faisant avec la variable $R_{ellipse}$, il est important de minimiser la dispersion des mesures d'énergie. La mesure de E/p avec les électrons de K_{e3} permet d'évaluer ces dispersions, puis de les réduire à l'aide d'un facteur de correction, qui égalise la réponse en E/p pour chaque canal du calorimètre.

La figure 5.30 montre la valeur moyenne observée de E/p par cellule, pour tous les événements K_{e3} enregistrés pendant la prise de données 1997, avec au moins 100 candidats électrons ayant une valeur obtenue de E/p comprise dans un intervalle entre 0.9 et 1.1. Cet intervalle couvre environ sept écarts standards de la distribution de E/p, ce qui assure la prise en compte des grandes variations. En total, 10635 cellules sont inclues dans la distribution, après avoir exclu les cellules mortes, les voisines à la colonne manquante et certaines cellules très périphériques qui n'ont pas recueilli le nombre minimal d'électrons. Une coupure fiducielle autour du tube à vide, et sur la périphérie assure que la boîte de 7×7 cellules est entièrement contenue.

La distribution montre un écart quadratique de 0.67 %, et un écart normal de 0.45 %. Etant donné qu'environ 45 % de l'énergie d'une gerbe est contenue dans la cellule centrale, ceci suggère que les incertitudes sur le gain sont d'environ 1 %. La figure à droite dans 5.30 reporte ces valeurs moyennes sur une carte du calorimètre. Même si il est difficile de conclure à propos de possibles variations au niveau de 0.5 % (mis

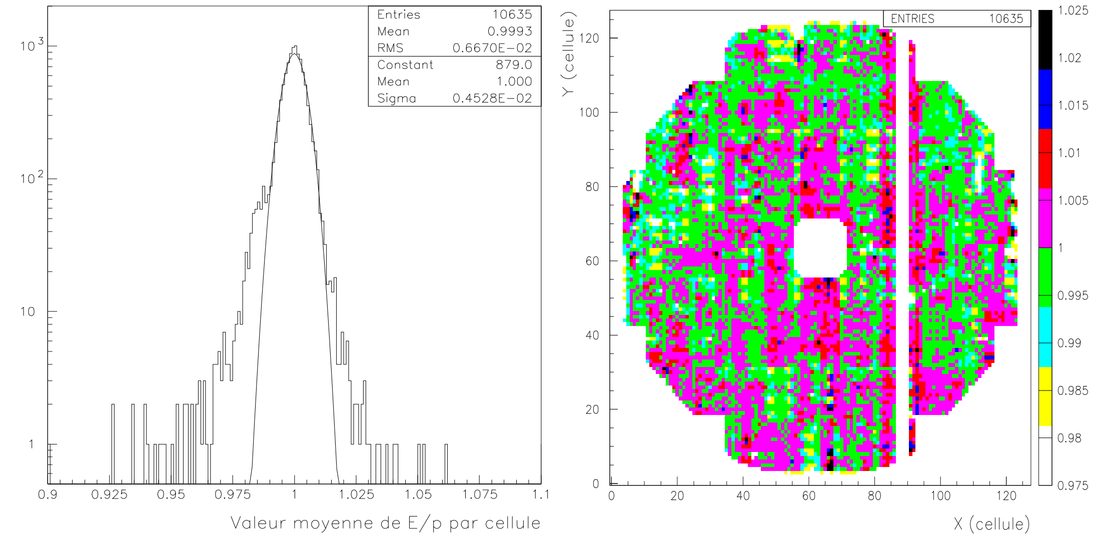


Fig. 5.30: Valeur moyenne de E/p par canal.

à part le résidu de la correction sur les cellules proches à la colonne manquante), on peut clairement apercevoir que les variations de plus de 1 % tendent à se concentrer sur quelques groupes de cellules, souvent en forme de boîtes de 2×2. Afin de préciser ces structures, il convient de mesurer avec précision les variations pour chaque canal.

5.6.1 Méthode

La méthode est la suivante: pour chaque cellule de coordonnées (i, j), on évalue la valeur moyenne de E/p de l'ensemble d'électrons pour lesquels (i, j) est la cellule centrale,

$$e_{(i,j)} = \frac{1}{N} \sum E/p\,(i,j) \tag{5.21}$$

et on définit un facteur de correction par cellule f, dit "facteur K_{e3}",

$$f\,(i,j) = 1 + 2 \times \left(1 - e_{(i,j)}\right) \tag{5.22}$$

où le facteur 2 est choisi pour compenser au mieux l'écart entre $e_{(i,j)}$ et 1, en tenant compte qu'environ 45 % de l'énergie de la gerbe se dépose dans la cellule centrale: ainsi, si le E/p moyen observé sur la cellule (i, j) est de $1+\delta$, son énergie sera corrigée par un facteur $1 - 2\delta$.

L'énergie mesurée est corrigée pour l'énergie perdue par l'électron dans la matière morte avant le krypton . Cette perte est de 45 MeV (voir paragraphe 5.8).

En corrigeant l'énergie mesurée pour chaque cellule par le facteur "K_{e3}" provenant de la distribution 5.30, on s'attend à une amélioration de la résolution en E/p. La figure 5.32 montre l'ajustement gaussien de E/p, avant et après prise en compte du facteur K_{e3}. Les résolutions obtenues étant respectivement de 1.32 % et de 1.21 %, on constate une amélioration sur la résolution en E/p d'environ 0.5 %.

Il est clair que les variations dans la mesure d'énergie d'une gerbe sont aussi partiellement dues aux cellules voisines de la centrale. Une série d'itérations permet de séparer les contributions correspondant à chaque cellule: à l'ordre k, on évalue un nouvel ensemble de facteurs $f^{(k)}$, en utilisant les énergies corrigées par les facteurs obtenus à l'ordre précédent,

$$E^{(k)}(i,j) \rightarrow f^{(k-1)}(i,j) \times E(i,j) \tag{5.23}$$

$$f^{(k)}(i,j) = 1 + 2 \times \left(1 - e^{(k)}_{(i,j)}\right) \tag{5.24}$$

où $e^{(k)}_{(i,j)}$ est la valeur moyenne de E/p mesurée dans la cellule (i,j) à l'itération k. mesurée durant l'itération k.

Pour avoir une bonne précision, on calcule des facteurs K_{e3} à des ordres supérieurs. La figure 5.31, montre la valeur moyenne de E/p, après trois itérations. On atteint une variation résiduelle sur les moyennes de E/p de mieux qu'une fraction de pourmille, soit bien en-dessous de l'incertitude statistique.

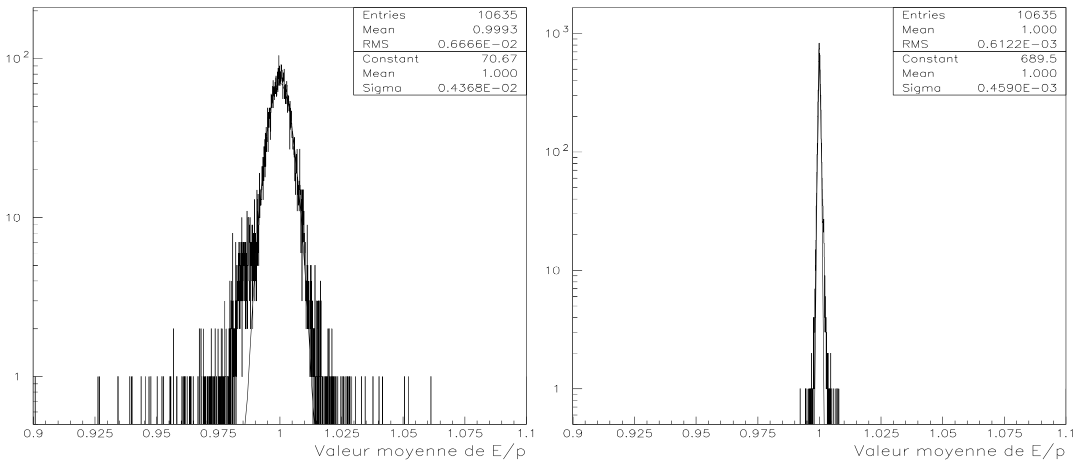


Fig. 5.31: Valeur moyenne de E/p par canal, avant et après intercalibration.

Comme on voit sur la figure 5.33, la résolution en E/p obtenue en corrigeant l'énergie avec les facteurs K_{e3} finaux est de 1.17 %, ce qui équivaut à une amélioration de 0.6 % environ.

5.6.2 Distribution des facteurs de correction

En égalisant à 1 la réponse du calorimètre, les facteurs K_{e3} mettent en évidence les possibles incertitudes résiduelles sur la calibration en énergie.

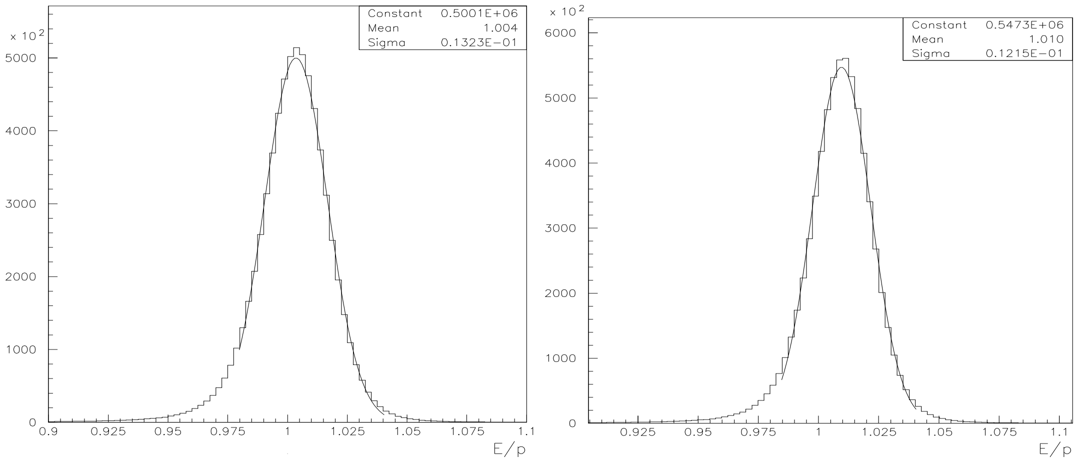


Fig. 5.32: A gauche: résolution en E/p. A droite: E/p en corrigeant par les facteurs K_{e3} produits en première itération.

Les facteurs de correction obtenus sont représentés sur la figure 5.34. La dispersion quadratique des facteurs est d'environ 1.3 %, avec une partie gaussienne d'un peu moins de 0.9 %. La figure 5.34 contient aussi la distribution des facteurs de correction sur la surface du calorimètre. Certaines structures cohérentes sont clairement visibles: en particulier, on distingue de façon nette des groupes de facteurs K_{e3} par boîtes de 2×2 cellules, qui étaient visibles sur la figure 5.30. On remarque aussi que les facteurs K_{e3} pour les groupes de cellules situées juste au-dessus et au-dessous du tube à vide sont en moyenne plus petits que 1. Sur le côté supérieur de la partie gaussienne de 5.34, on distingue une accumulation d'entrées. On peut les isoler partiellement en prenant les cellules avec un facteur de correction entre 1.02 et 1.035, dont la distribution sur le calorimètre est en figure 5.35.

Ces distributions montrent des structures par blocs de 2×2 cellules, correspondant à l'arrivée de la calibration. Notons que, sans possibilité d'injecter les impulsions de calibration à certaines cellules (figure 4.10), la reconstruction doit alors utiliser les valeurs moyennes des gains. Clairement, c'est sur cet ensemble de cellules que les facteurs K_{e3} sont les plus utiles, car ils permettent de corriger l'erreur sur la mesure de l'énergie due aux gains moyens.

Cependant même les canaux connectés à la calibration électronique montrent des variations sur la mesure de l'énergie. Avec une dispersion de 1 % du rapport entre les mesures directes des transconductances à chaud et à froid, les incertitudes résiduelles sur ces mesures sont à la portée de la précision statistique de l'intercalibration. La figure 5.36 montre la distribution des valeurs de transconductance dans le plan du calorimètre. Les bus de calibration pour les cellules autour du tube à vide sont clairement éloignées des valeurs moyennes. Ceci peut se corréler à la figure 5.34, où on

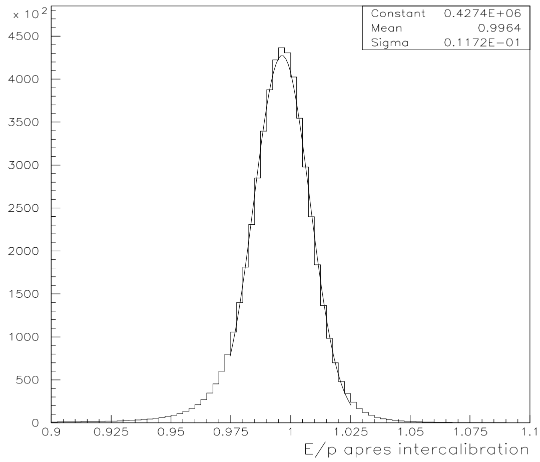


Fig. 5.33: Résolution en E/p, après intercalibration.

aperçoit que les facteurs K_{e3} au-dessus et au-dessous du tube à vide ont des valeurs plus petites que 1.

Les structures par blocs de 2×2 cellules, ainsi que les "bus courts" au-dessus et au-dessous du tube à vide correspondent au système de calibration, comme le montre la figure 5.36. Par conséquent, il est envisageable d'affirmer qu'une partie des écarts dans la mesure de l'énergie provient des erreurs résiduelles sur la mesure des transconductances.

5.6.3 Précision de la mesure

Avec une résolution en E/p d'environ 1.2 %, et un minimum de 100 entrées par cellule intercalibrée, la part d'erreur est au-dessous du pourmille. Ceci peut se vérifier en reconduisant l'exercice sur une partie de l'échantillon seulement: la valeur moyenne de E/p après intercalibration a une dispersion d'environ 0.1 %, comme on voit sur la figure 5.37. Une vérification plus précise montre que les plus grandes différences sont pour des cellules très périphériques, avec une statistique juste au-dessus de la coupure à 100 entrées.

5.6.4 Localisation

Les facteurs K_{e3} égalisent le rapport E/p pour toutes les cellules. La mise en évidence de structures clairement liées à la calibration montre que les facteurs K_{e3} représentent en bonne partie des variations de la réponse en énergie. Cependant, la méthode utilise l'impulsion, ce qui la rend sensible à une possible composante spectrométrique dans l'intercalibration.

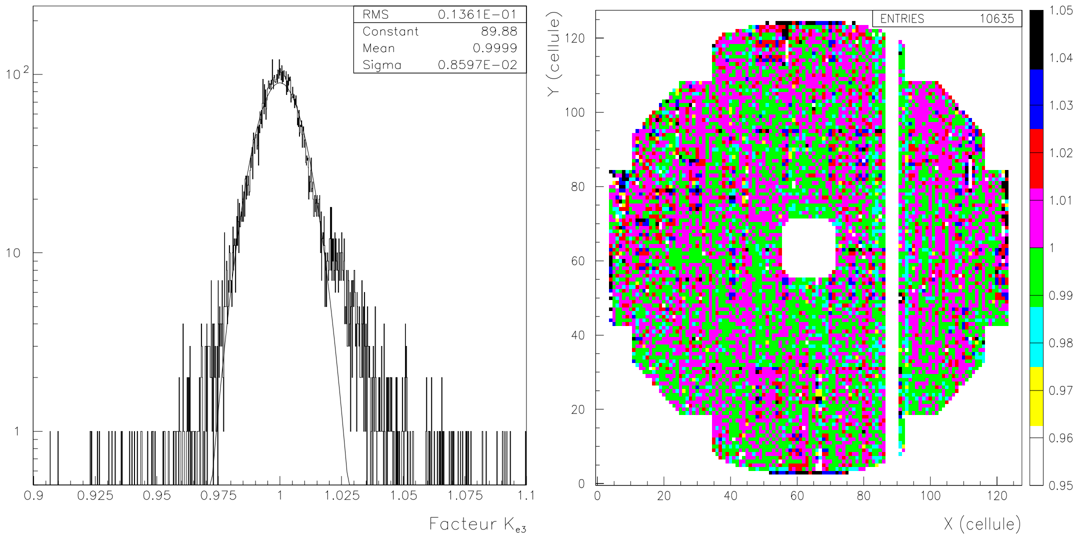


Fig. 5.34: Distribution des facteurs K_{e3}, et disposition sur la surface du calorimètre.

Il n'est clairement pas souhaitable de projeter sur le calorimètre de possibles variations de l'échelle chargée, tout particulièrement si ces variations exhibent une distribution non uniforme sur la surface du calorimètre. Ainsi, sur la figure 5.38, qui montre la valeur moyenne des facteurs K_{e3} en fonction du rayon, on peut constater une variation d'environ 0.4 % entre les grands et petits rayons.

L'outil E/p ne permettant bien sûr pas d'isoler seul l'origine de cette variation, une méthode suggérée pour s'affranchir d'un possible biais spectrométrique consiste à utiliser des facteurs K_{e3} dits "localisés": au lieu d'égaliser toutes les cellules du calorimètre à $E/p = 1$, on évalue la différence entre l'échelle en E/p d'une cellule par rapport aux cellules voisines. De cette façon, les effets à très courte distance, essentiellement dûs aux variations locales des gains, seront corrigés, ce qui va donc optimiser la résolution, tout en s'affranchissant du danger d'absorber dans la calibration des possibles variations à grande distance.

La méthode choisie est alors de produire pour chaque cellule un facteur K_{e3} dit "localisé" $F\,(i,j)$, défini comme l'écart du facteur "global" $f\,(i,j)$ par rapport à la moyenne dans la boîte de 7×7 cellules autour de la cellule,où les facteurs "globaux" sont obtenus par la méthode d'intercalibration présentée précédemment :

$$F\,(i,j) = f\,(i,j) \times \left[\frac{1}{49} \sum_{i',j' \in 7\times 7} f\,(i',j')\right]^{-1} \tag{5.25}$$

On appelle coefficient de localisation le rapport entre les facteurs f et F dans 5.25. Parmi les conséquences de l'utilisation de cette méthode, signalons:

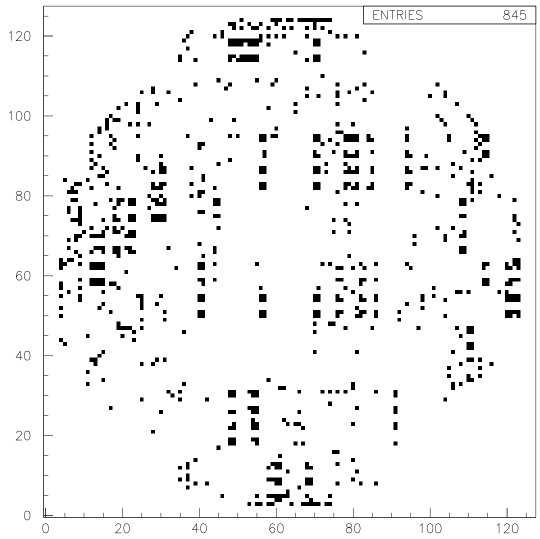


Fig. 5.35: Carte des cellules avec des facteurs K_{e3} au-dessus de l'écart type.

- De par sa définition, les facteurs localisés sont des constantes de calibration qui ne corrèlent pas le calorimètre à d'autres détecteurs.

- Comme les facteurs "localisés" compensent les écarts de gains à courte distance, l'optimisation sur la résolution en énergie est peu compromise: la dispersion des coefficients de localisation est d'environ 0.3 %, négligeable par rapport à l'amélioration en résolution.

- La localisation induit cependant quelques corrélations artificielles à courte distance: ainsi, si le gain d'une cellule isolée est fortement mal évalué, alors l'échelle de correction de toutes ses voisines sera faussé, même si elles sont toutes très correctement calibrées. On produit ainsi des "taches" de facteurs $Ke3$, comme on peut le voir sur la figure 5.39. Ceci se traduit aussi par une petite perte en pouvoir de résolution: si les facteurs K_{e3} permettent de mettre en évidence des changements du signal avec grande précision, même au niveau de la granularité du détecteur, ce sera un peu moins vrai pour les facteurs localisés.

Afin d'assurer une mesure de l'énergie qui ne soit pas biaisée par le spectromètre, il fut décidé de traiter les données du lot `goldCoMPACT` en corrigeant les énergies des cellules par ces facteurs K_{e3} localisés, tout en conservant aussi l'énergie mesurée avant intercalibration, ainsi que le coefficient de localisation F/f, pour de possibles tests postérieurs.

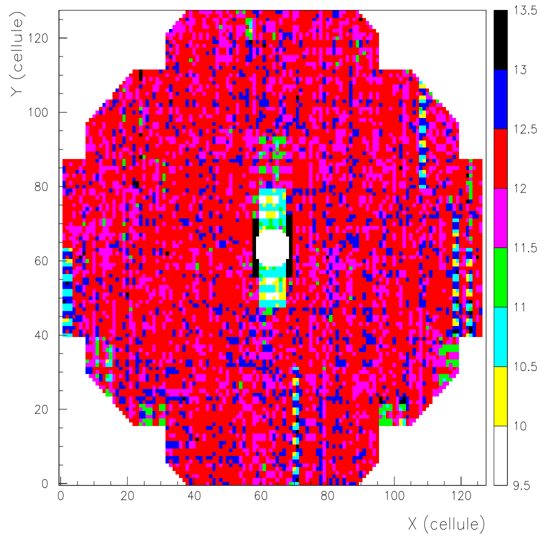


Fig. 5.36: Carte des transconductances par cellule.

5.6.5 Résolution

La figure 5.40 montre la résolution en E/p en fonction de l'énergie, avant et après intercalibration. On reconnaît l'effet des termes d'échantillonnage et de bruit dans la dégradation de la résolution à basse énergie, et la contribution du spectromètre qui domine à haute énergie. On ajuste 5.40 à une fonction de résolution qui inclut les termes du spectromètre,

$$\frac{\sigma\,(E/p)}{E/p} = \frac{P_1}{\sqrt{E}} \oplus \frac{P_2}{E} \oplus P_3 \oplus P_4 \times E \tag{5.26}$$

où les paramètres P_1 et P_2 représentent les termes d'échantillonnage et de bruit pour la mesure d'énergie; le paramètre P_3 combine le terme constant du calorimètre, et le terme de diffusion multiple du spectromètre; finalement, P_4 représente le terme de précision spatiale des chambres. Le résultat des ajustements est résumé sur le tableau 5.3.

En principe, si l'intercalibration ne faisait que rendre uniforme la calibration, seul le terme constant devrait être modifié entre les deux courbes de la figure 5.40. En pratique, il suffit que les incertitudes sur la calibration soient corrélées avec les autres paramètres de la résolution pour que l'intercalibration les modifie aussi.

La figure 5.41 montre la différence quadratique entre les résolutions en E/p avant et après intercalibration. L'amélioration moyenne sur la résolution est d'environ 0.6 %, mais présente des variations en fonction de l'énergie. On peut dire que la part de terme constant effectivement améliorée par l'intercalibration est de l'ordre du minimum de 5.41, soit quelque 0.5 %.

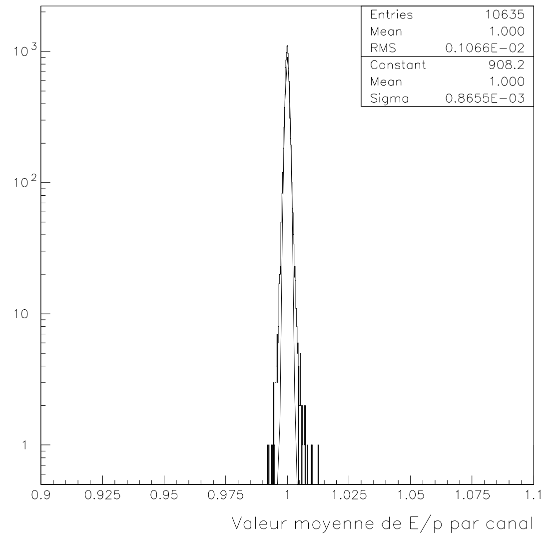


Fig. 5.37: Dispersion sur la valeur moyenne de E/p, pour la dernière moitié de l'échantillon `Ke3CoMPACT`.

Paramètre	Avant intercalibration	Intercalibré
Echantillonage (LKr) ($\% \times \sqrt{GeV}$)	(4.09 ± 0.03)	(3.77 ± 0.02)
Bruit (LKr) (MeV)	(95.1 ± 0.8)	(98.9 ± 0.9)
Termes constants ($LKr \oplus TRK$) (%)	(0.761 ± 0.005)	(0.627 ± 0.005)
Précision spatiale (TRK) (%/100 GeV)	(1.099 ± 0.006)	(0.991 ± 0.005)

Tab. 5.3: Paramétrisation de la fonction de résolution en E/p, avant et après intercalibration. Les erreurs sont seulement statistiques.

Soustraction de la contribution spectrométrique

Pour évaluer la composante purement calorimètrique de la fonction de résolution 5.40, il faut soustraire la contribution du spectromètre. Celle-ci peut s'estimer à partir de l'étude discutée au paragraphe 5.2, qui donnait une résolution en impulsion pour le faisceau d'électrons à 100 GeV de $\sigma(p)/p = (1.047 \pm 0.004)$ %. Combinée avec un terme de 0.48 % pour la diffusion multiple, suggéré par le contenu en matière dans les chambres, la soustraction quadratique des deux termes produit une contribution de 0.93 % pour la part de la précision spatiale. Celle-ci doit correspondre au paramètre P_4 de la fonction de résolution 5.26, qui donne (0.991 ± 0.005) % sur la résolution après intercalibration de la figure 5.40. Comme on voit, l'accord est bon. Il reste tout de même une petite surestimation de la part de précision spatiale dans la résolution spectromètrique, qui a été évaluée à 0.89 % dans le paragraphe 5.2. En soustrayant le

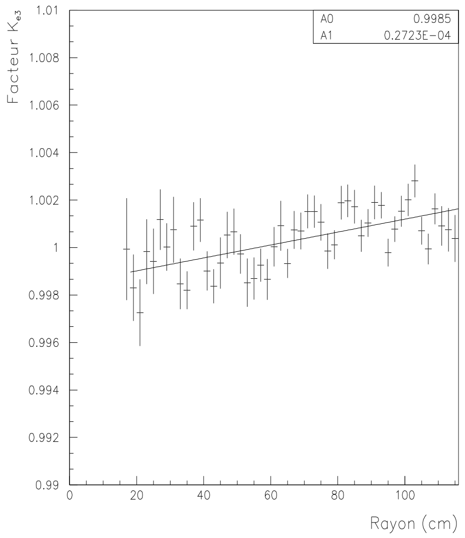


Fig. 5.38: Valeur moyenne des facteurs K_{e3} en fonction du rayon.

terme de diffusion multiple du paramètre P_3 de l'ajustement de 5.40, on obtiendrait un terme constant pour la résolution du calorimètre de 0.41 %.

La résolution en énergie

La taille de gerbe utilisée dans l'étude des K_{e3} étant plus petite que celle de la reconstruction neutre, la valeur de 4.09 % obtenue par l'ajustement de P_1 n'est pas une mesure directe de l'échantillonnage correspondant à une taille de gerbe de 11 cm. Il n'est pas aisé de connaitre la conversion de l'échantillonnage entre ces deux tailles de gerbe et il convient d'utiliser la simulation NASIM. La figure 5.42 montre la résolution en E/p, pour les électrons mesurés avec la taille de gerbe de 11 cm, et avec la boîte de 7×7 cellules. On voit alors qu'un échantillonnage de 4 % sur la boîte de 7×7 cellules correspond à un terme d'environ 3.2 % sur la taille de gerbe utilisée pour la reconstruction neutre. neutre.

Le terme de bruit dépend aussi de la taille de gerbe utilisée.Avec 49 cellules par gerbe, l'estimation naïve du bruit non cohérent donne un terme environ $\sqrt{2}$ fois plus petit que celui mesuré avec une taille de gerbe de 11 cm. Celui-ci avait été décrit au paragraphe 4.3.1, à l'aide de la variable de bruit E_2. Comme la dispersion de E_2 correspondait à un bruit de $\sigma(E_2) = 125\ MeV$, le terme $P_2 = 95\ MeV$ semble en bon accord.

En combinant les résultats précédents, on peut donc dire que la séparation des contributions purement calorimètriques à la résolution en E/p, adaptées à la taille de

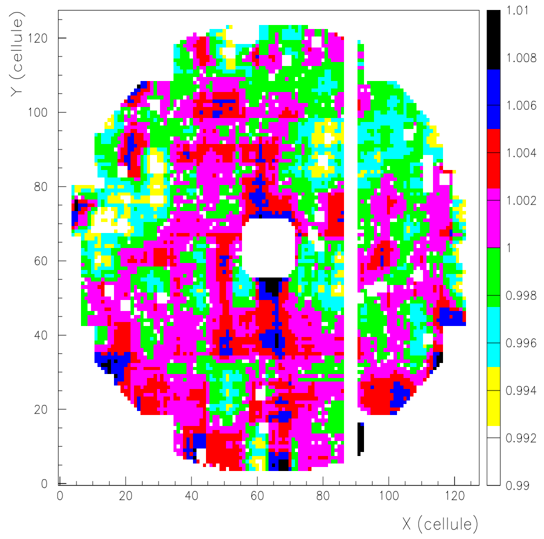


Fig. 5.39: Disposition des coefficients de localisation.

Energie (GeV)	Résolution (%) (avant intercalibration)	Résolution (%) (après intercalibration)
15	(1.407 ± 0.004)	(1.297 ± 0.004)
25	(1.118 ± 0.002)	(0.931 ± 0.002)
50	(0.818 ± 0.003)	(0.673 ± 0.003)
100	(0.68 ± 0.04)	(0.57 ± 0.04)

Tab. 5.4: Résolutions en énergie en faisceau d'électrons, avant et après intercalibration.

gerbe de la reconstruction neutre, correspond à une résolution en énergie de

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{(3.2 \pm 0.2)\,\%}{\sqrt{E}} \oplus \frac{(125 \pm 5) \;\; MeV}{E} \oplus (0.5 \pm 0.05)\,\% \qquad (5.27)$$

avec des erreurs estimées en tenant compte des incertitudes de la stabilité des ajustements, et de la contribution du spectromètre à la résolution en E/p.

Pour finir, la performance obtenue avec le faisceau d'électrons peut être revue, en utilisant les facteurs K_{e3}. Le tableau 5.4 résume les résolutions en énergie pour les quatre faisceaux utilisés. On voit en particulier que la résolution à 100 GeV est compatible avec un terme constant irréductible de 0.5 %.

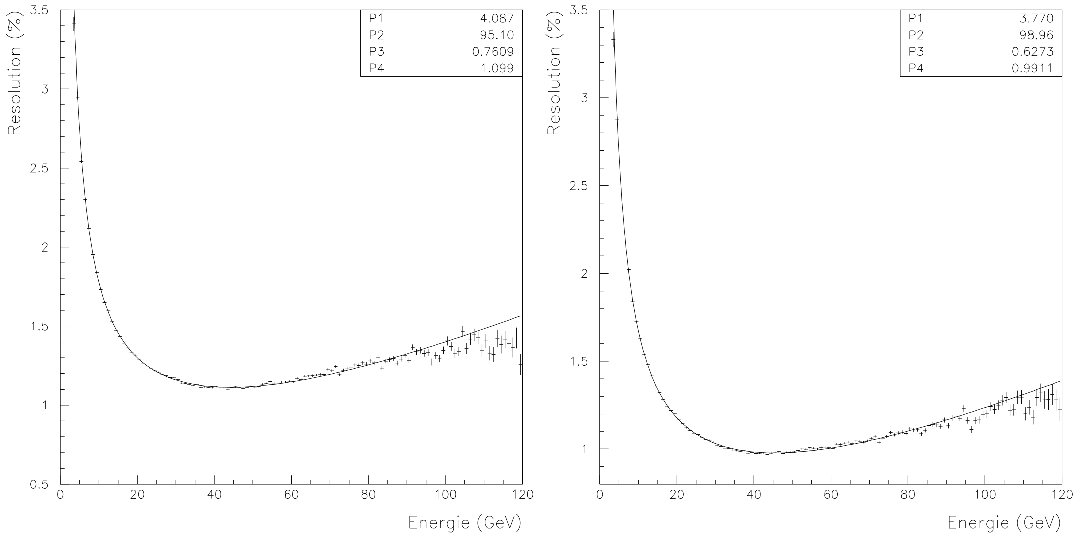


Fig. 5.40: Résolutions en E/p en fonction de l'énergie, avant et après intercalibration.

5.7 Uniformité

La méthode de localisation permet de séparer les échelles chargée et neutre dans la mesure de E/p. L'étude de E/p a toutefois mis en évidence une dépendance radiale de la réponse du calorimètre, dont l'interprétation la plus plausible semble être des variations dans la calibration électronique du calorimètre. Pour être sur de cette interprétation, il est important de la vérifier à l'aide d'un outil indépendant qui n'utilise pas le spectromètre.

Un faisceau test, nommé abusivement faisceau η, est produit par collision de pions chargés sur une cible située dans la région fiducielle[69]. Les photons de la désintégration des π^0 et η produits sur la cible illuminent tout le détecteur, et ont été utilisés pour produire un autre jeu de constantes d'intercalibration, nommées "facteurs η". La masse invariante des deux photons peut être mesurée à partir de la position (connue) du vertex de désintégration du π^0 et des énergies mesurées dans le calorimètre. En étudiant la variation de la masse reconstruite en fonction de la cellule d'impact d'un photon, on peut en déduire une estimation de la réponse de cette cellule. Le principal avantage est que c'est une mesure purement calorimètrique, sans recours à un second détecteur. Un autre avantage est de n'utiliser que deux photons, souvent très séparés dans le calorimètre, ce qui réduit les biais de possibles corrélations entre les gerbes. Le désavantage majeur est la précision statistique, moindre que celle des facteurs K_{e3}.

La figure 5.43 montre la valeur moyenne des facteurs η, ainsi que celle des coefficients de localisation, en fonction du rayon. On distingue dans les deux figures

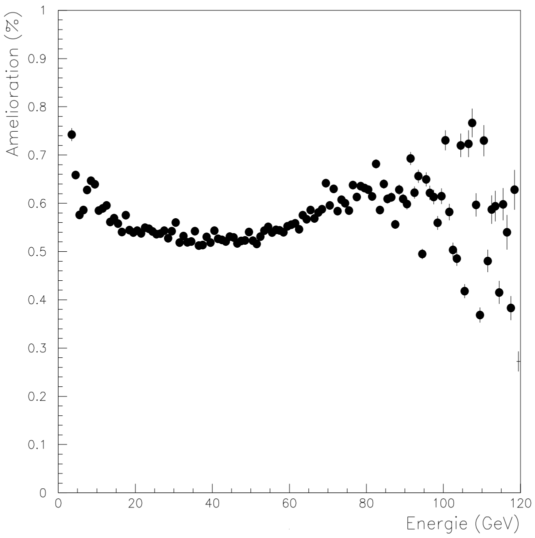


Fig. 5.41: Soustraction quadratique entre les résolutions en E/p avant et après intercalibration.

une variation radiale similaire: le facteur de correction tend à augmenter aux petits rayons. On voit aussi une remontée vers 50 cm. Cet effet est essentiellement dû à un surnombre de canaux mal calibrés aux alentours d'un rayon de 50 cm, et n'est que partiellement dû à la colonne manquante: l'effet persiste en prenant seulement les facteurs de correction pour les cellules du côté Salève. La remontée à petits rayons provient des bus de calibration situés au dessus et au dessous du tube à vide. Ces différentes incertitudes sur les constantes de calibration se combinent de manière à créer la variation radiale illustrée sur ces figures.

Les deux jeux de correction présentant la même variation radiale, on voit que celle-ci ne provient donc pas d'une transposition sur la surface du calorimètre d'un effet spectrométrique mais, au moins en bonne partie, est la manifestation des dispersions de la calibration.

Comme le traitement des données `goldCoMPACT` pour l'analyse 1997 avait utilisé les facteurs K_{e3} localisés pour l'intercalibration, l'énergie des gerbes a été corrigée pour les variations à grande distance à l'aide des facteurs η. Ceci équivaut en quelque sorte à une "délocalisation".

5.8 Linéarité

L'uniformité de l'échelle d'énergie neutre est une des contraintes les plus importantes pour la mesure de ε'. Les K_{e3} permettent d'effectuer une étude sur la linéarité de la réponse en énergie.

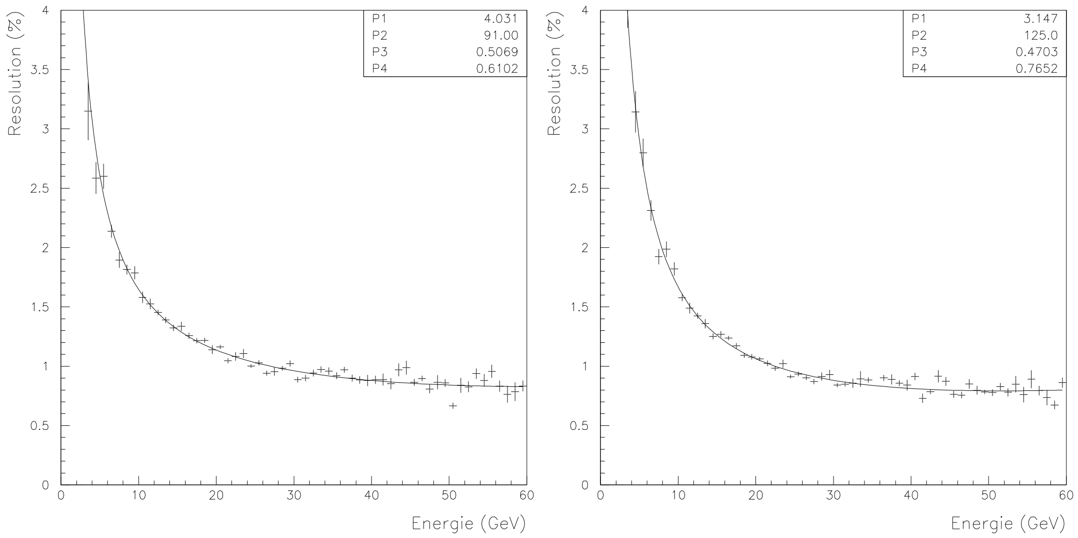


Fig. 5.42: Résolution en E/p dans la simulation NASIM. A gauche: énergie mesurée avec la boîte 7×7; a droite: énergie avec la gerbe neutre.

La figure 5.44 montre la distribution en énergie des électrons de K_{e3} pour l'ensemble de l'échantillon `Ke3CoMPACT` sauvegardé pour la prise de données 1997, et qui représente environ 19 millions d'événements. Même si le spectre est centré à une moyenne de 27 GeV, l'échantillon contient tout de même au moins 1000 entrées par intervalle de 1 GeV, jusqu'à 120 GeV. Le spectre des électrons permet donc de mener une étude de précision sur un domaine en énergie allant de quelques GeV à un peu plus de 100 GeV.

Du point de vue purement calorimètrique, on s'attend à ce que le profil transverse des gerbes d'électrons ne présente pas de variations importantes avec l'énergie. Cependant, les figures 5.10 et 5.11 avaient montré que la reconstruction était sensible à la taille de gerbe utilisée.

On choisit donc d'étudier la linéarité à partir de l'énergie sommée dans la boîte de 7×7 cellules. Pour ne pas avoir à tenir en compte les effets de fuites latérales, l'étude se restreint à l'ensemble de cellules dont les 48 cellules autour sont équipées d'électronique de lecture. Ceci exclut les bords externes, et la proximité du tube à vide. Pour les cellules dont la boîte 7×7 touche la colonne manquante, on compense la perte d'énergie par une correction équivalente à 5.7. De même, les cellules proches d'une cellule morte sont prises en compte, puisque l'effet d'une cellule morte isolée sur la mesure de l'énergie est négligeable.

Les cellules les plus proches du tube à vide se trouvent à un rayon de 10.9 cm. Avec la coupure précédente, les cellules à plus petit rayon se trouvent à 16.8 cm du centre du calorimètre. L'importance de cette coupure pour la linéarité provient de

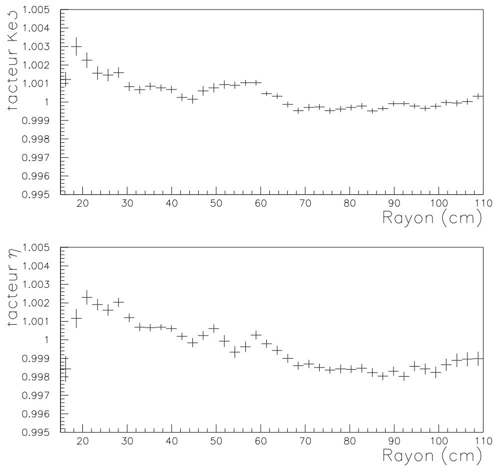


Fig. 5.43: Variation des facteurs de correction en fonction de l'énergie. En haut: facteurs K_{e3} localisés. En bas: facteurs η.

la corrélation entre rayon et énergie: les particules plus énergiques se concentrent à faible rayon, comme on voit sur la figure 5.45, qui représente une carte de la valeur moyenne de l'énergies des électrons de K_{e3}. Par conséquent, les pertes latérales près du tube à vide se manifesteraient par une diminution de la valeur moyenne de E/p à haute énergie, qui pourrait être interprétée à tort comme une non-linéarité. Le cas inverse joue pour les régions périphériques du calorimètre: les pertes latérales induiraient une diminution de E/p à faible énergie.

La figure 5.46 contient les distributions de E/p pour des intervalles successifs en impulsion de l'électron, par tranches de 1 GeV. Afin de mesurer avec précision la valeur moyenne de E/p, pour chaque intervalle en p on ajuste la distribution de E/p à une gaussienne. L'ajustement se restreint à la zone de la distribution située entre -2.0 et $+2.5$ écarts standards par rapport à la moyenne. De cette façon, la mesure de la valeur moyenne est peu sensible aux parties non gaussiennes autour du pic à 1 de E/p.

On distingue clairement une chute de la réponse à faible énergie. A cause de la probabilité d'interaction des électrons avec le milieu passif situé entre la chambre 4 et le krypton, on s'attend à une telle perte. Le cryostat est la contribution dominante à cette matière passive. En ajoutant la contribution de l'hodoscope chargé, la matière avant le milieu actif représente 0.8 longueurs de radiation. Si le développement des gerbes d'électron commence avant le krypton, il y aura donc une chute de la réponse.

Pour évaluer la perte d'énergie que subissent les électrons, nous utilisons la simulation détaillée des interactions des électrons basée sur GEANT. A cause du grand

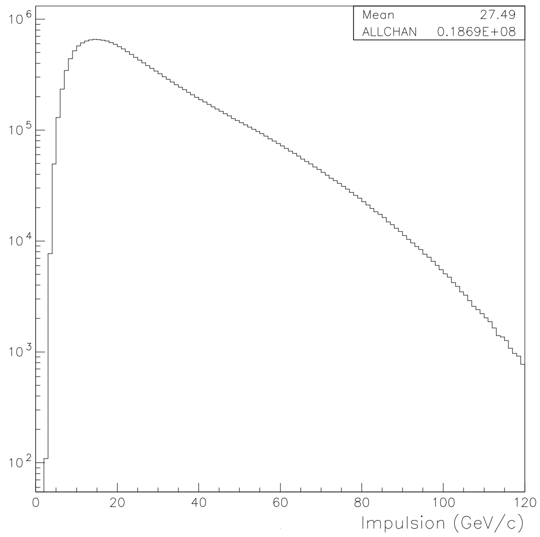


Fig. 5.44: Spectre des électrons de K_{e3}.

temps de calcul, la simulation détaillée ne permet bien sûr que la production d'un nombre réduit d'événements.

La figure 5.47 montre la variation de l'énergie de la gerbe, en fonction de l'impulsion de l'électron. La simulation reproduit la perte d'énergie pour l'électron.

En ajustant cette variation à une fonction du type

$$\frac{E}{p} = P_1\left(1 + \frac{P_2}{p}\right) \tag{5.28}$$

on obtient une valeur pour la perte d'énergie de $P_2 = (42 \pm 2)\ MeV$. Cependant, les premiers points (à basse impulsion), qui sont les plus sensibles à la perte d'énergie, sont aussi les moins représentés du point de vue statistique. En modifiant la borne supérieure de l'intervalle d'ajustement, P_2 se déplace de 42 à 50 MeV. On en conclut alors que la perte d'énergie effective est de l'ordre de $(45 \pm 5)\ MeV$.

En ajoutant à la mesure de l'énergie pour chaque électron un terme de 45 MeV, on obtient la figure 5.48. On constate que la majeure partie de la perte d'énergie observée sur la figure précédente est compensée par ce terme en dE/dX.

Les valeurs extrêmes des variations résiduelles sur la stabilité de la mesure en fonction de l'énergie sont réduites à environ 0.3 %, et à mieux que 0.2 % dans l'intervalle allant de 10 à 100 GeV. Cependant, on observe des structures fines à l'échelle du pourmille, en particulier une perte monotone de réponse à partir de 35 GeV. Cet effet aurait pu suggérer une variation de la linéarité en fonction du gain (effet dominé par le signal dans la cellule centrale); cependant, les études entreprises n'ont pas permis d'identifier clairement une telle origine pour la perte de signal.

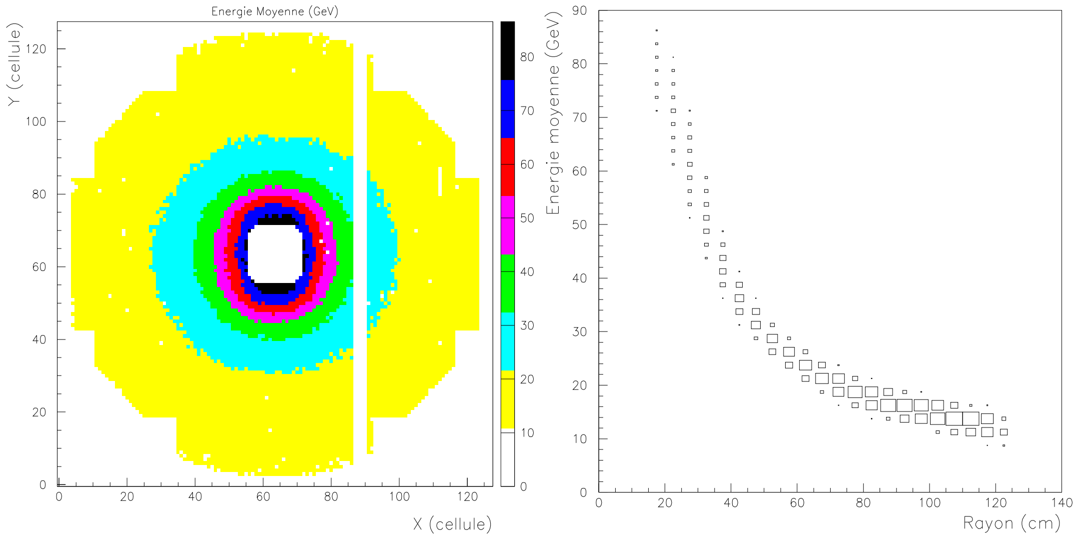


Fig. 5.45: Valeur moyenne par cellule de l'énergie des électrons, et en fonction du rayon.

On en conclut donc que la stabilité de la réponse en E/p en fonction de l'énergie est assurée à environ 0.2 %.

5.8.1 Comparaison avec les modes neutres

Les événements en deux pions neutres peuvent aussi être utilisés pour étudier la linéarité. Le vertex de désintégration du π^0 d'une des paires de photons, et l'énergie d'un des photons de la seconde paire, permettent de définir un étalon pour l'énergie du photon restant.

Les événements neutres candidats sont identifiés selon la méthode décrite dans le paragraphe 3: la distance entre le calorimètre et le point de désintégration du kaon s'obtient à partir des énergies et positions des quatre photons, selon l'expression 3.2. Ensuite, les π^0 sont identifiés par la combinaison de paires de photons qui donne la plus petite valeur de $R_{ellipse}$, définie dans 3.4. Sont sélectionnés les événements avec $R_{ellipse} < 1.5$.

En prenant une paire de photons associés γ_1 et γ_2, le vertex de désintégration de leur π^0 d'origine se reconstruit à une distance Z_π du calorimètre donnée par

$$Z_\pi = \frac{\sqrt{E_1 E_2 d_{12}}}{M_{\pi^0}} \tag{5.29}$$

où d_{12} est la distance entre les deux gerbes sur la surface d'entrée du calorimètre, et $M_{\pi^0} = 134.9762\ MeV$. Comme cette distance Z_π doit être la même pour l'autre paire de photons, 5.29 permet de contraindre leurs valeurs reconstruites. En nommant de

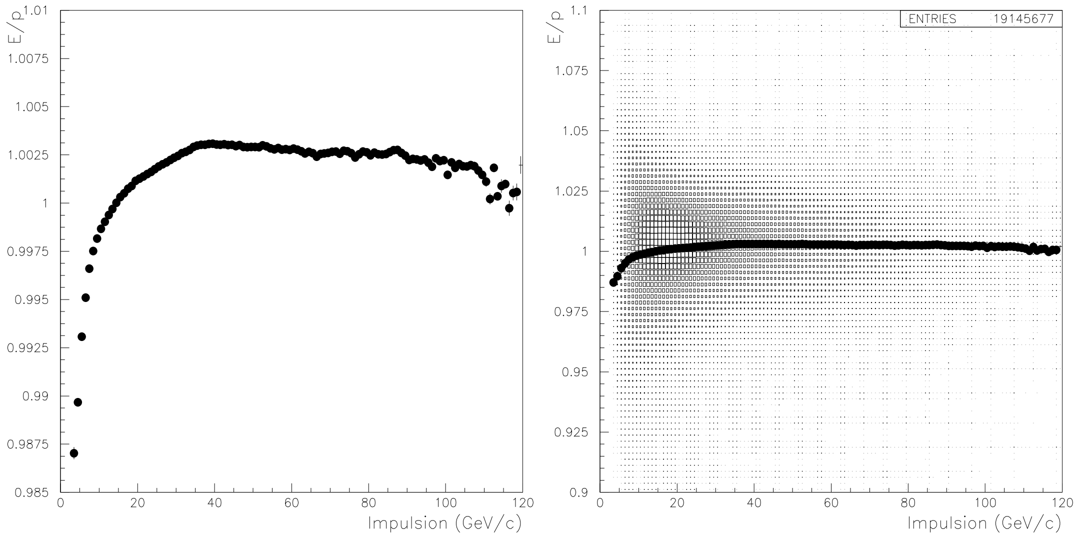


Fig. 5.46: E/p en fonction de l'impulsion p. Les points correspondent à l'ajustement gaussien de E/p par tranche de p.

façon arbitraire ces deux photons γ et γ', (d'énergie mesurée E et E' respectivement) pour que le vertex du π^0 soit aussi Z_π l'énergie du photon γ devrait être

$$E_0 = \frac{M_{\pi^0}^2 Z_\pi^2}{E'd} \tag{5.30}$$

où d est la distance entre les gerbes de γ_0 et γ'. La valeur ainsi contrainte de l'énergie E_0 du photon peut être comparée à son énergie mesurée, E. Bien sûr, l'argument restant valable sous échange des photons γ et γ', ainsi que sous l'échange des paires de photons, chaque événement neutre $K_{L,S} \to 2\pi^0$ produit quatre rapports E/E_0, ce qui a l'avantage de compenser partiellement le désavantage statistique de la méthode (typiquement, un burst comporte moins d'une quinzaine d'événements en deux pions neutres).

La figure 5.49 montre la variation de la valeur moyenne du rapport E/E_0, en fonction de E_0. Comme pour E/p, les valeurs moyennes s'obtiennent par ajustement gaussien sur la part de distribution entre -2.0 et $+2.5$ écarts normaux par rapport à la valeur centrale. La variation obtenue est très similaire au résultat donné par l'étude des K_{e3}.

La largeur de la distribution de E/E_0 n'est bien sûr pas une mesure de la résolution en énergie pour un photon, puisque la mesure étalon E_0 se calcule à partir de l'énergie des autres photons.

Bien sûr, cette méthode a le désavantage d'utiliser un étalon calorimètrique, potentiellement biaisé par les corrélations entre photons. Ainsi, on s'attend à amplifier

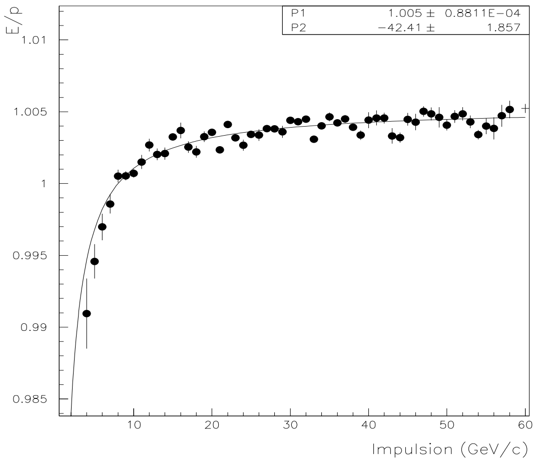


Fig. 5.47: Linéarité dans la simulation NASIM.

légèrement la non linéarité (un événement avec un photon très énergétique comporte en général aussi des photons de basse énergie). De plus, quand deux gerbes de photons se trouvent proches, la reconstruction neutre doit faire le partage entre l'énergie mesurée sur les cellules communes aux deux gerbes. L'algorithme de partage d'énergie a été mis en oeuvre à partir du profil de gerbe des photons dans la simulation GEANT. Cependant, à cause des fortes corrélations entre les distances entre photons et leur énergie (les gerbes à haute énergie se concentrent aux petits rayons, et sont donc plus proches entre elles), son effet sur la linéarité pourrait ne pas être négligeable.

Les conditions de partage d'énergie sont très différentes dans les deux études: les événements neutres utilisés dans la figure 5.49 ont séparation minimale de 10 cm entre photons; dans l'échantillon `Ke3CoMPACT` les deux traces doivent être à plus de 50 cm au niveau de la face avant du calorimètre. Qui plus est, du fait de la condition Q_X du déclenchement chargé, les deux traces se trouvent le plus souvent de côtés opposés du tube à vide. Par conséquent, l'accord entre ces deux méthodes est une bonne indication de la performance de l'algorithme de partage d'énergie entre gerbes de photons. Cette étude avec les événements neutres indique que la faible non linéarité observée avec E/p est très vraisemblablement due au calorimètre et non pas principalement au spectromètre.

5.8.2 Linéarité, uniformité et intercalibration

La méthode de localisation des facteurs K_{e3} avait pour but d'assurer que l'intercalibration reflète seulement les variations locales des gains. Cette attitude prudente se justifiait d'autant plus que la figure 5.38 montrait une variation de l'échelle de E/p en fonction du rayon.

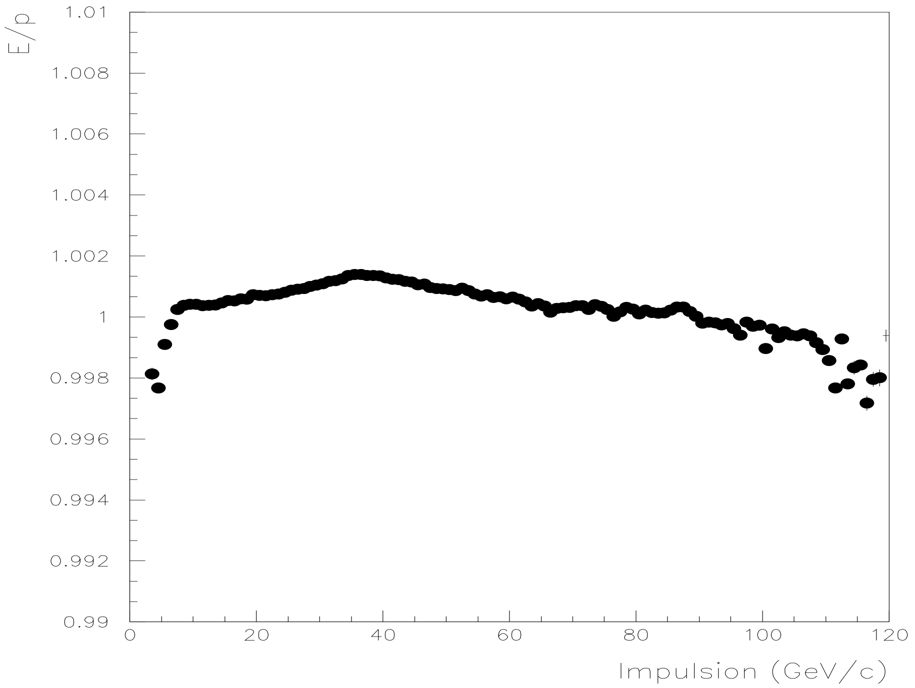


Fig. 5.48: E/p en fonction de l'impulsion, en ajoutant 45 MeV à l'énergie des électrons.

Une composante spectrométrique dans cette variation aurait pu provenir, par exemple, d'une incertitude sur l'alignement relatif entre les chambres à fils avant et après l'aimant. Un tel effet produirait un décalage systématique de la mesure d'impulsion, qui augmenterait avec le rayon. La figure 5.50 montre la valeur moyenne de E/p en fonction de Y, pour les traces positives et négatives. Seuls les électrons situés sur une bande de 8 cellules en x autour de l'axe y sont pris.

La précision de l'intercalibration se voit sur la figure 5.50, qui montre que les variations locales de E/p sont très similaires pour les deux populations d'électrons. Ainsi, le rapport entre les deux mesures devrait annuler les variations purement calorimètriques, et montrer la dépendance de l'échelle d'énergie chargée avec le rayon, comme le montre la figure de droite dans 5.50. Cette figure montre des variations à l'ordre des quelques pourmille dans la stabilité de l'échelle d'énergie chargée, et une dépendance radiale qui semble être différente pour les moitiés inférieure et supérieure du calorimètre.

En pratique, ces effets sont relativement peu gênants pour l'intercalibration, puisque l'égalisation à $E/p = 1$ se fait avec les traces positives et négatives, et l'écart entre p_+ et p_- se compense dans la moyenne de E/p. Le bon accord avec les variations radiales de l'échelle d'intercalibration avec les facteurs η montre que la majorité de l'effet est purement calorimètrique.

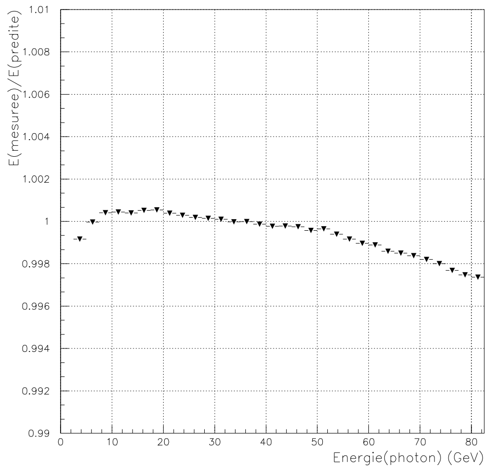


Fig. 5.49: Rapport entre l'énergie mesurée (E) et l'énergie prédite (E0) dans les événements avec deux pions neutres, en fonction de E0.

La figure 5.51 compare les linéarités en E/p, sans intercalibration et en utilisant les facteurs K_{e3} non localisés (globaux). Si la perte de réponse à haute énergie était due seulement à un problème de mauvaise calibration près du tube à vide, l'intercalibration aurait absorbé cet effet en produisant un facteur K_{e3} de grande valeur aux petits rayons. Ceci n'est clairement pas le cas: au contraire, les cellules des "bus courts", situés en haut et en bas du tube à vide tendent à surestimer l'énergie, comme on voit sur la figure 5.34, qui montre que les facteurs K_{e3} pour les bus courts sont en moyenne inférieurs à 1.

On en déduit donc, qu'après avoir corrigé la dépendance radiale dans les constantes de calibration, la non linéarité résiduelle dans la réponse en énergie, mesurée par E/p, est en fait de 3×10^{-3}.

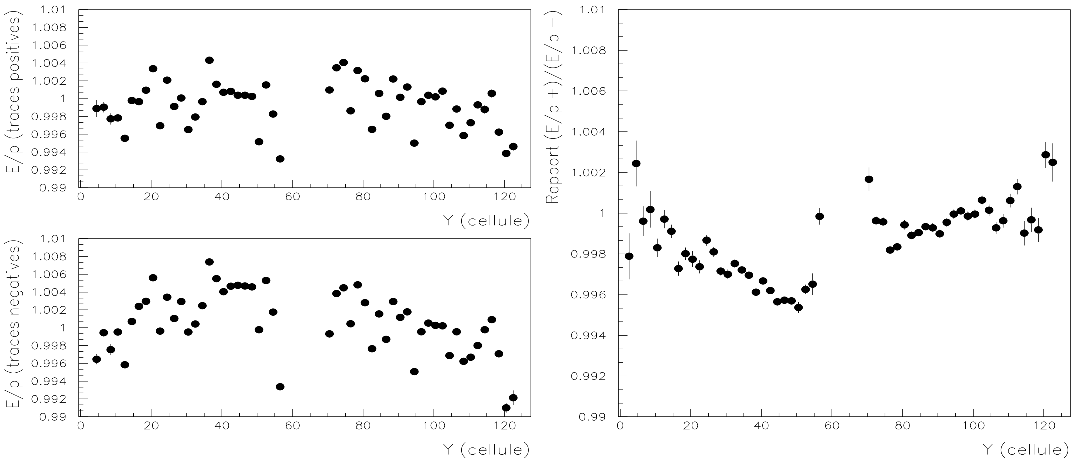


Fig. 5.50: A gauche: E/p en fonction de Y, pour les traces positives (en haut) et négatives (en bas). A droite: rapport entre les deux E/p.

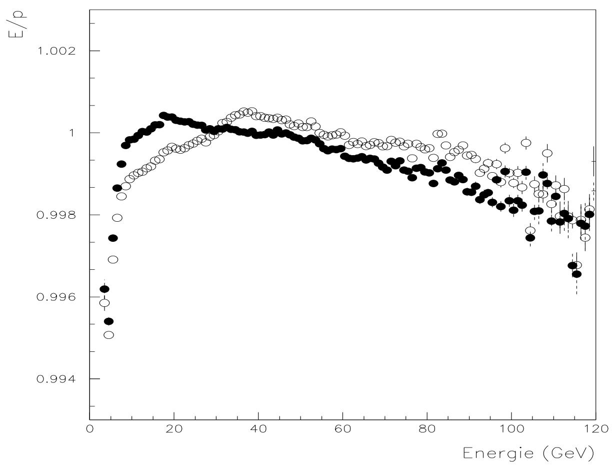


Fig. 5.51: Effet de l'intercalibration sur la linéarité avec E/p. Aucune intercalibration n'est appliqué pour les points ouverts, par contre les points sombres utilisent l'énergie intercalibrée avec les facteurs K_{e3} globaux.

5.9 Conclusions

L'étude des électrons de K_{e3} a permis de quantifier avec grande précision les performances du détecteur. L'attention a été principalement portée sur les points les plus importants pour la mesure de ε'/ε, tels qu'ils ont été décrits dans le chapitre 3. En résumant, les résultats obtenus sont les suivants:

- La réponse du détecteur a été adaptée à la présence de la colonne manquante, afin de minimiser la perte d'acceptance.
- La distorsion de la réponse créée par l'effet de charge d'espace a été compensée par une correction (inférieure à 0.5 %), qui assure l'absence d'effet systématique sur l'échelle d'énergie neutre.
- La taille transverse du détecteur a été mesurée avec une précision meilleure que 3×10^{-4}, en comparant les points d'extrapolation des traces avec les positions reconstruites dans le calorimètre.
- La stabilité en temps de la réponse est assurée au niveau de quelques 10^{-4}.
- La réponse en énergie a été égalisée, et a permis de montrer la corrélation entre les variations de signal et les incertitudes résiduelles sur la calibration électronique. La résolution en énergie est meilleure que 1 % au-dessus de 25 GeV.
- L'étude a montré que la linéarité de la réponse en énergie est assurée à 0.3 % dans la zone d'énergie correspondant aux photons du signal neutre.

6. IMPLICATIONS SUR LA MESURE DE $\Re E\,(\varepsilon'/\varepsilon)$

Ce chapitre décrit les implications sur la mesure de $\Re e\,(\varepsilon'/\varepsilon)$ à partir de l'ensemble des données 1997 des effets systématiques liés à la réponse du calorimètre, principalement étudiés avec les événements K_{e3}.

6.1 La résolution en énergie

La résolution en E/p des électrons de K_{e3} donne une mesure de la résolution en énergie. Après soustraction de la part du spectromètre dans E/p, et en tenant compte de la différence entre la taille de gerbe utilisée pour mesurer l'énergie des K_{e3}, et celle utilisée en déclenchement neutre pour les photons, la résolution en énergie du calorimètre se paramétrise par l'expression suivante:

$$\frac{\sigma\,(E)}{E} = \frac{3.2\%}{\sqrt{E}} \oplus \frac{125\ MeV}{E} \oplus 0.5\% \tag{6.1}$$

Comme on voit sur la figure 6.1, la résolution est meilleure que 1 % pour les photons d'énergie supérieure à 25 GeV.

Une telle résolution permet, pour les événements à quatre photons, d'identifier les paires de photons provenant d'un π^0 avec une résolution de 1.1 MeV (soit 0.8 %), intégrée sur tout le spectre en énergie des photons (voir figure 6.2).

L'identification des événements candidats se fait avec la variable $R_{ellipse}$, définie dans l'expression 3.4. Les événements à quatre photons sont étiquetés "K_S" quand le temps de l'événement est à ± 2 ns du signal de proton le plus proche dans le tagger, et K_L sinon.

La mesure du fond en $3\pi^0$ doit prendre en compte les 11 % environ des K_L qui sont en coïncidence fortuite avec un signal de proton du tagger. Cette fraction de faux étiquetages, nommée "dilution", est mesurée avec grande précision par plusieurs méthodes indépendantes [57]. En soustrayant des événements "K_S" la part d'événements K_L en coïncidence fortuite, on obtient un échantillon fait seulement d'événements $K_S \to 2\pi^0$. La figure 6.2 montre aussi la distribution en $R_{ellipse}$ des événements K_S (après soustraction de la dilution), et des événements K_L, avec les deux distributions normalisées à 100 %.

Comme les événements K_S ne contiennent aucune source de bruit de fond, leur distribution dans 6.2 définit la forme de $R_{ellipse}$ pour les événements en deux pions

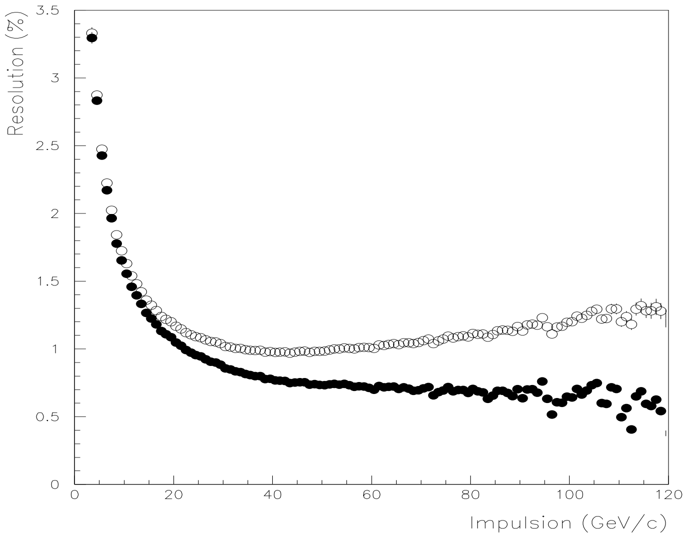


Fig. 6.1: Fonction de résolution en énergie à partir de E/p. Les points noirs donnent la résolution en énergie après la soustraction de la résolution en impulsion. Les points blanc sont la résolution observée de E/p.

neutres, qui contient également des parties non gaussiennes: celles proches du pic à $R_{ellipse} = 0$ correspondant principalement à la photoproduction de hadrons dans le krypton, et celles à grand $R_{ellipse}$ provenant des conversions de photons avant le krypton.

Le bruit de fond résiduel de $3\pi^0$ pour les K_L s'obtient alors à partir de la différence entre les deux distributions de la figure 6.2, et en extrapolant la région à grand $R_{ellipse}$ en dessous de la région du signal, dans l'intervalle allant de 0 à 1.5. La simulation montre que le facteur d'extrapolation est de (1.2 ± 0.2). On obtient que la valeur moyenne du fond en $3\pi^0$ est $(7 \pm 2) \times 10^{-4}$, intégré sur tout le spectre en énergie du kaon, et après pondération des événements K_L. L'erreur systématique provient de l'incertitude sur le facteur d'extrapolation du bruit de fond.

Ce fond est une fonction croissante de l'énergie du kaon, comme on peut voir sur la figure 6.2. On voit que le fond est essentiellement nul à 70 GeV, allant jusqu'à 0.2 % à haute énergie. Ceci se comprend en termes cinématiques, puisque la fraction d'énergie du kaon emportée par les deux photons non détectés, tend à rapprocher le vertex reconstruit vers le calorimètre. Les $K_L \to 3\pi^0$ du fond tendent donc à provenir surtout des régions du début de la région fiducielle, voire même d'avant le dernier collimateur K_L. Ceci tend donc à favoriser ceux de haute énergie, pour lesquels la zone fiducielle (qui est donnée en durées de vie) occupe une distance plus grande.

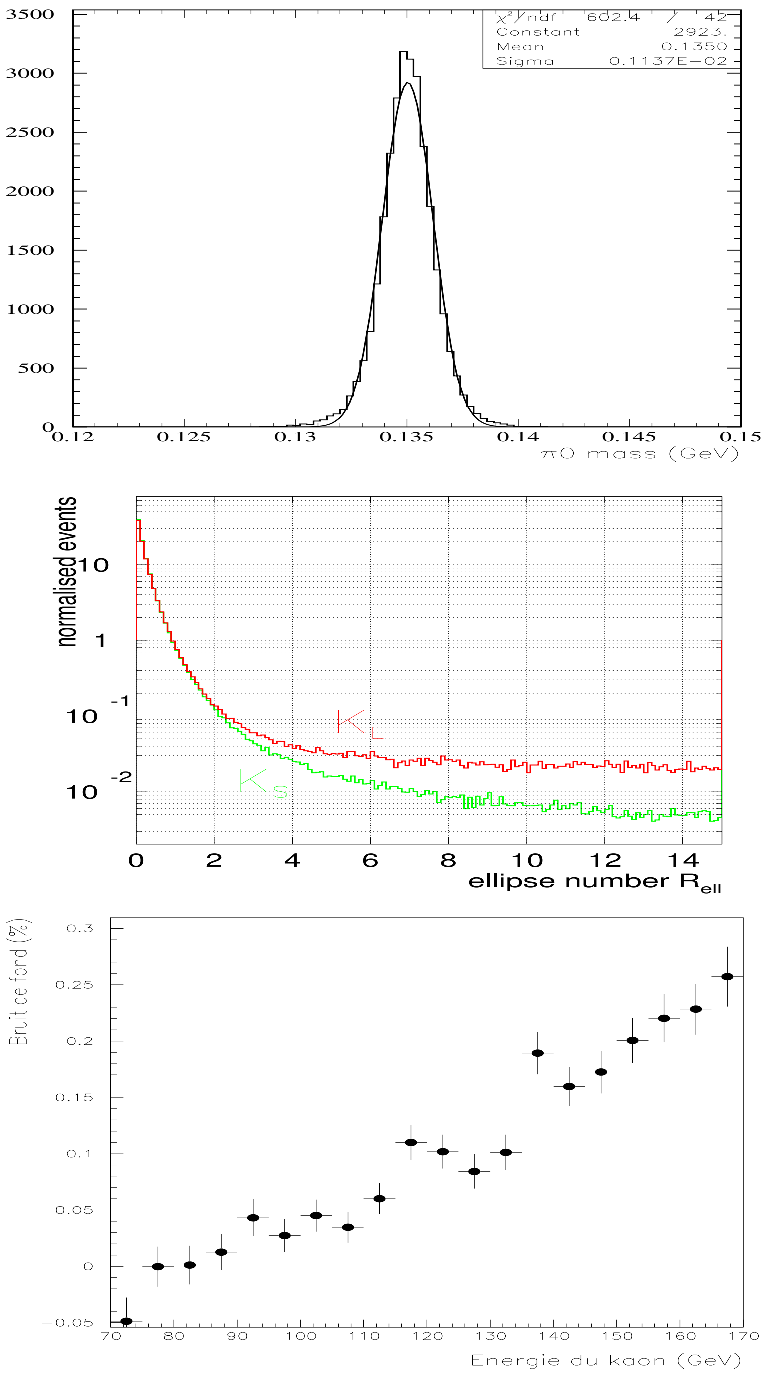


Fig. 6.2: En haut: résolution sur la masse du π^0. Au centre: $R_{ellipse}$, pour les évenements K_L et K_S. Ces derniers sont soustraits de leur composante de dilution. En bas: variation du fond en $3\pi^0$ avec l'énergie du K_L.

6.2 L'échelle d'énergie

L'étude des électrons de K_{e3} a permis le suivi en temps des échelles d'énergie neutre et chargée. Des variations inférieures à 0.1 % ont été mises en évidence, et leurs origines ont été identifiées à l'aide de variables purement chargées, comme la masse invariante des événements $K_{L,S} \to \pi^+\pi^-$, ou neutres, comme l'ajustement de la position de l'anticompteur des K_S ou la mesure des piédestaux.

Après leur mise en évidence avec les K_{e3}, ces variations ont été corrigées sur le lot de données `goldCoMPACT` pour la mesure de ε'/ε, ce qui assure que la stabilité des deux échelles d'énergie a été contrôlée au niveau de quelques 10^{-4}.

Précision sur la mesure de la position de l'anticompteur

L'échelle d'énergie neutre est fixée par la position de l'anticompteur. La méthode décrite dans le paragraphe 5.5.2, consiste à ajuster une fonction de désintégration à la distribution du vertex du kaon. L'incertitude statistique intégrée sur toute la prise de données étant de 2.8 mm, pour quantifier la partie systématique de l'incertitude on évalue la dispersion obtenue en modifiant les intervalles d'ajustement, ce qui donne 3 cm environ.

Une évaluation indépendante de l'incertitude systématique se fait en utilisant une autre méthode, qui calcule dans les données les positions moyennes de la partie de distribution située entre $Z = -200cm$ (par rapport à la position nominale de l'anticompteur) et $c\tau = 2c\tau_S$, puis les compare aux positions moyennes obtenues avec la simulation. Les deux méthodes donnant un bon accord à 5 cm près, on en conclut que l'erreur systématique sur l'ajustement de la position de l'anticompteur est de $\pm$ 5 cm. Compte tenu d'une distance entre l'AKS et le calorimètre de 11501.2 cm (connue à mieux que 1 cm), cela se traduit par une incertitude sur l'échelle de distance (vertex-calorimètre) et donc sur l'échelle d'énergie globale de 5×10^{-4}.

6.2.1 Sensibilité du double rapport

Le paragraphe 3.5.2 avait illustré à l'aide d'un exemple simplifié la sensibilité du rapport K_L/K_S aux variations d'échelle d'énergie.

Un exercice semblable peut se faire en utilisant l'ensemble des données 1997: on évalue le rapport entre le nombre de désintégrations en deux pions neutres K_L/K_S, obtenu en modifiant les énergies reconstruites pour les gerbes de photons par un facteur $\delta = 2 \times 10^{-3}$, puis on compare au rapport K_L/K_S obtenu sans modifier les énergies. La figure 6.3 montre la différence entre les deux rapports ainsi obtenus. On retrouve la variation suggérée dans 3.5.2: le biais induit est d'effet opposé à haute et basse énergie, avec des valeurs extrêmes séparées par 2.5 % entre 70 et 170 GeV, en bon accord avec la sensibilité obtenue avec le modèle simplifié dans 3.5.2:

$$\frac{\Delta R}{E}(170 - 70\ GeV) \sim 10 \times \delta \tag{6.2}$$

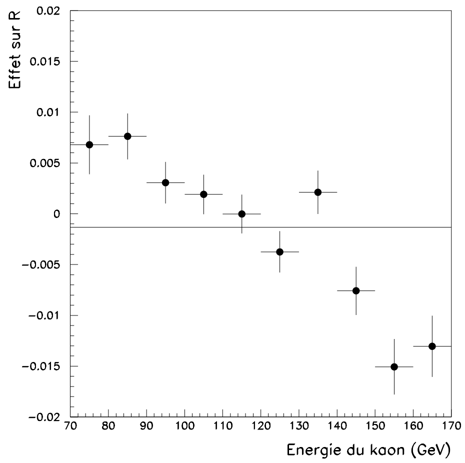


Fig. 6.3: Variation du rapport K_L/K_S en fonction de l'énergie par un changement de 2×10^{-3} de l'échelle d'énergie neutre, en fonction de la boîte en énergie du kaon.

En intégrant l'effet de la figure 6.3 sur tout l'intervalle en énergie, on obtient un décalage moyen de $\Delta R = (1.2 \pm 0.4) \times 10^{-3}$ pour $\delta = 2 \times 10^{-3}$, ce qui montre bien l'effet de compensation partielle également discuté dans 3.5.2, et on évalue par conséquent la sensibilité moyenne à

$$\langle \Delta R \rangle \sim (0.6 \pm 0.2)\, \delta \tag{6.3}$$

Pour une incertitude δ de 5×10^{-4}, l'erreur systématique provenant de l'incertitude sur l'échelle d'énergie est donc de 3×10^{-4} sur la mesure du double rapport.

6.2.2 La taille transverse du calorimètre

Le paragraphe 3.6 décrit la sensibilité de R à l'incertitude sur l'échelle transverse, $\Delta R = \Delta S$.

La taille transverse du détecteur a été étudiée avec les K_{e3}. La précision obtenue sur la mesure de l'échelle horizontale a été de $\sim 10^{-4}$, dominée par la précision sur l'alignement des chambres à fils ($\sim 100 \mu m/m$). La différence d'environ 3×10^{-4} entre la mesure de la composante verticale en faisceau d'électrons et avec les K_{e3} se traduit par une incertitude moyenne de 2.5×10^{-4}. Compte tenu de la sensibilité donnée ci dessus, l'incertitude systématique correspondante sur le double rapport est de 3×10^{-4} (après avoir arrondi à 10^{-4} près).

6.3 Linéarité

L'étude des K_{e3} a montré des variations de réponse en E/p au niveau de 0.3 %. Pour identifier la composante purement calorimètrique dans ces variations, ce résultat a été comparé à une étude sur l'énergie des photons dans les modes neutres, qui a montré des structures semblables , avec en particulier une faible perte de réponse à partir de 40 GeV,

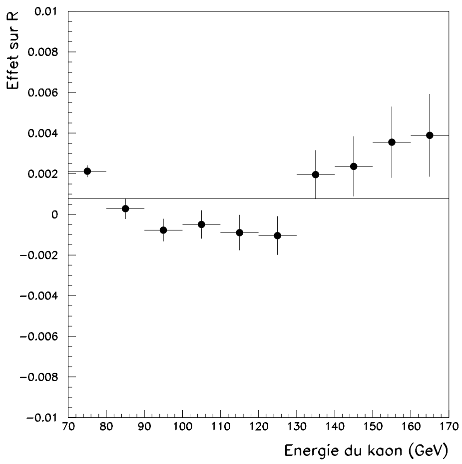


Fig. 6.4: Variation du rapport K_L/K_S avant et après modification de l'énergie des photons selon $E \to E + 3 \times 10^{-5} E^2/GeV^2$.

La perte d'énergie par dE/dX des électrons a été évaluée à 45 MeV à l'aide de la simulation, et ce terme compense l'essentiel de la perte de réponse observée avec E/p à basse énergie. On peut quantifier à environ 20 MeV l'incertitude sur ce terme, pour tenir compte des variations résiduelles en E/p à basse énergie, ainsi que de la différence observée avec le mode neutre. Cette incertitude tiendrait compte aussi des possibles effets résiduels sur la correction des variations observées en étudiant la stabilité des piédestaux.

La réponse en E/p peut être paramétrisée par une fonction *ad hoc* $E \to E + \alpha + \beta \times E^2$, qui simule de façon approchée la forme de E/p observée pour $\alpha \sim 20 MeV$, $\beta \sim 3 \times 10^{-5}$. Ces deux paramètres sont donc utilisés pour estimer la sensibilité de la mesure du double rapport aux non linéarités résiduelles.

La sensibilité au terme en α sera d'environ 0.1 % pour les kaons de 70 GeV, et décroit rapidement pour les kaons à plus haute énergie. Comme l'échelle d'énergie se définit en fixant la position de l'anticompteur, et en moyennant sur tout le spectre en énergie, la sensibilité de la mesure du double rapport à α est faible et peut être estimée avec les données à $\Delta R \sim 2 \times 10^{-4}$.

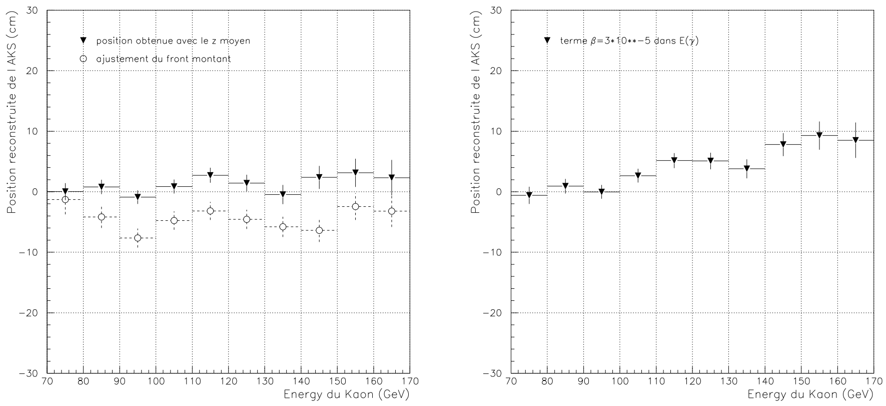


Fig. 6.5: Position de l'anticompteur en fonction de l'énergie du kaon, avec l'énergie reconstruite (à gauche), et en modifiant l'énergie par un terme en β (à droite).

L'effet du terme en β peut être étudié en modifiant la réponse en énergie dans les événements du signal neutre. La figure 6.4 montre la variation du rapport K_L/K_S, avant et après modification de l'énergie des photons par $E \to E + \beta \times E^2$, avec $\beta = 3 \times 10^{-5}$. L'effet produit est en bon accord qualitatif avec celui suggéré par le modèle simplifié du paragraphe 3.6, donnant une variation moyenne $\Delta R \sim (7.5 \pm 2) \times 10^{-4}$, pouvant aller à 0.4 % pour les valeurs extrêmes d'énergie du kaon.

L'énergie des photons couvre un intervalle entre 3 et 100 GeV, avec une énergie moyenne qui va de 15 à 40 GeV environ. La figure de gauche dans 6.5 montre l'ajustement de la position de l'anticompteur en fonction de l'énergie du kaon. La valeur moyenne par intervalle d'énergie est stable à environ 5 cm près, soit 0.05 %. Comme l'ajustement s'obtient à l'aide de quatre photons, les variations produites par une non linéarité seront environ quatre fois moindres. Par conséquent, le résultat obtenu est compatible avec une non linéarité par photon ne dépassant pas 0.3 %. Ceci se confirme en modifiant l'énergie des photons par le terme en β, comme le montre la figure à droite dans 6.5. La variation obtenue de la position de l'anticompteur avec l'énergie du kaon est d'environ 8 cm. Une telle variation indique qu'un terme β de 3×10^{-5} est l'excursion maximale tolérée.

Une autre vérification de la linéarité consiste à calculer dans les événements du signal, la masse invariante des paires de photons, en fixant le vertex à celui obtenu avec les quatre photons. La figure 6.6 montre la valeur moyenne de la masse invariante, en fonction de l'énergie du photon le plus énergétique de la paire. Chaque événement a deux entrées. On voit dans 6.6 une diminution d'environ 4×10^{-4} de la masse invariante entre 20 et 80 GeV, qui correspond à une non linéarité de 0.2 % sur cet intervalle. Les variations à basse énergie sont probablement corrélées à la perte de signal à très basse énergie vue en E/p. Comme 6.6 utilise l'énergie maximale de la paire de photons, les entrées en dessous-de 20 GeV incluent un photon encore moins énergétique, ce qui permet de comprendre l'amplitude de l'effet. Celui-ci est aussi fortement anticorrélé à l'effet observé à très haute énergie, du fait de la contrainte sur le vertex du kaon, commun aux deux paires de photons d'un même événement. A nouveau, cette distribution est compatible avec une non linéarité résiduelle dans la mesure de l'énergie des photons ne dépassant pas 0.3 % dans la gamme d'énergie utilisée.

En conclusion, la taille des non linéarités résiduelles sur la mesure de l'énergie peut être estimée en utilisant un paramètre β variant de 3×10^{-5} (c'est à dire une non linéarité ne dépassant pas 0.3% pour des photons d'énergie jusqu'à 100 GeV), et en variant par 20 MeV la mesure des énergies. L'erreur systématique induite sur le double rapport est alors estimée à 8×10^{-4}.

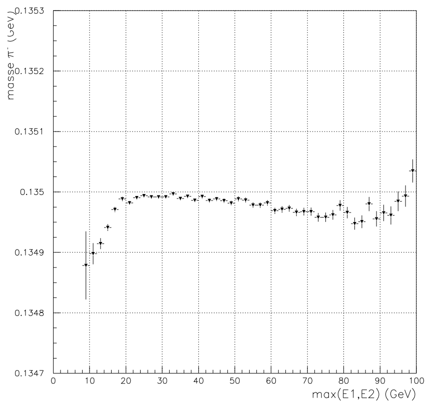


Fig. 6.6: Masse invariante des paires de photons, en fonction de l'énergie du photon le plus énergétique.

6.4 Uniformité sur la surface du détecteur

L'étude de l'uniformité de la réponse du calorimètre a mis en évidence une dépendance radiale des variations de la calibration. Deux méthodes ont été proposées pour égaliser la réponse: soit intercalibrer seulement avec des facteurs K_{e3}, soit utiliser les facteurs K_{e3} "localisés" pour l'intercalibration, en corrigeant avec des facteurs η cette dépendance radiale d'environ 0.4 %

L'effet de cette correction sur le double rapport est d'environ 10^{-3}. On peut noter qu'avant d'appliquer cette correction, l'ajustement de la position de l'anticompteur avec l'énergie montrait une variation de 10 cm, qui disparaît lorsque cette correction est prise en compte. Pour estimer l'incertitude résiduelle, on compare le double rapport calculé avec les deux méthodes de correction.

La figure 6.7 montre le changement induit sur le double rapport. On voit que l'accord entre les deux méthodes se vérifie à environ 3×10^{-4}, et donc l'incertitude résiduelle à cause des non uniformités dans la réponse en énergie du calorimètre peut être estimée à 3×10^{-4}.

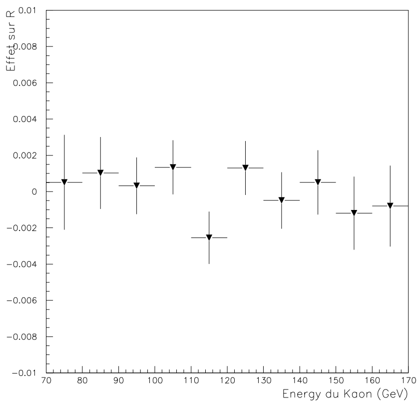


Fig. 6.7: Différence , en fonction de l'énergie, des double rapports obtenus en intercalibrant l'énergie des gerbes avec les facteurs K_{e3} et avec la combinaison $K_{e3}^{LOC} \times \eta$.

6.5 Erreurs systématiques liées aux performances du calorimètre

Les paragraphes précédents décrivent la sensibilité des modes neutres aux incertitudes sur la mesure de l'énergie, étudiées à l'aide des données prises en faisceau de kaons.

Le tableau 6.1 résume les incertitudes associées aux effets décrits, et leur contribution à l'erreur systématique. Celles-ci sont à comparer à l'erreur statistique sur la mesure du double rapport, qui est de 27×10^{-4} pour la prise de données 1997.

En combinant ces erreurs, on obtient environ 10×10^{-4}, valeur qui représente la contribution des performances du calorimètre à l'incertitude systématique totale sur la mesure du double rapport. Pour la mesure de ε'/ε, cette contribution représente une erreur systématique d'environ 1.5×10^{-4}, à comparer à une incertitude statistique de 4.5×10^{-4}.

Effet	erreur ($\times 10^4$)
Bruit de fond neutre	± 2
Echelle d'énergie	± 3
Dimensions transverses	± 3
Linéarité	± 8
Uniformité	± 3

Tab. 6.1: Erreurs systématiques sur la mesure du double rapport provenant des incertitudes liées au fonctionnement du calorimètre.

Effet	erreur ($\times 10^4$)
Efficacité du déclenchement chargé	± 22
Activité accidentelle	± 14
Bruit de fond chargé	$\pm < 10$
Acceptance	$\pm 12 \pm < 10$
Calorimètre	± 10
Efficacité du déclenchement neutre	± 8
Dilution	± 9
Efficacité du tagger	± 4
Total	± 36
Statistique $K_{L,S} \to 2\pi$	± 27

Tab. 6.2: Liste préliminaire des incertitudes contribuant à l'erreur systématique pour la mesure du double rapport avec les données 1997.

6.6 Comparaison avec les autres erreurs systématiques

Le tableau 6.2 résume les erreurs systématiques de mesure du double rapport avec les données 1997. Certains de ces effets sont encore en phase d'étude; cette liste n'est par conséquent ni exhaustive ni définitive. Cependant, les valeures finales ne différeront pas fortement de celles présentées ici

Ces incertitudes sont les suivantes :

- Efficacité du systéme de déclenchement : L'efficacité est mesurée séparément pour les K_S et K_L afin de corriger un biais éventuel. Cet efficacité est mesurée avec des déclenchements plus lâches "préscalés". En mode chargé, où l'inefficacité est proche de 10%, cette mesure a une erreur statistique importante à cause du nombre limité d'événements non biaisés écrits sur bande. L'erreur qui en résulte est de $\pm\, 22 \times 10^{-4}$ sur R. En mode neutre, l'incertitude est significativement plus faible.

- Activité accidentelle : Comme les faisceaux sont pris simultanément, on s'attend à ce que les effets d'activité accidentelle disparaissent dans le double rapport. Afin de mesurer l'effet résiduel, on utilise des événements provenant du déclenchement aléatoire (représentant l'activité accidentelle vue par les détecteurs) et on superpose ces événements aux événements physiques pour évaluer les pertes. L'effet obtenu est compatible avec zéro. L'incertitude est dominée par le nombre d'événements pour lesquels cette procédure a été appliquée, et elle est de $\pm\ 14 \times 10^{-4}$. Seuls 35% des événements neutres ont subi cette procédure, par conséquent, cette erreur peut être réduite en augmentant cette statistique.

- Soustraction du bruit de fond dans le mode K_L: La soustraction de bruit de fond neutre a déjà été décrite. Pour le bruit de fond chargé, il est dominé par les désintégrations semileptoniques K_{e3} et $K_{\mu 3}$. Le bruit de fond est estimé par extrapolation cinématique sous le signal. On obtient un bruit de fond de 0.2 % environ. En variant de manière assez pessimiste les régions utilisées pour procéder à cette extrapolation, la variation du bruit de fond reste inférieure à 0.1 %.

- Acceptance : Le double rapport mesuré doit être corrigé par la faible différence d'acceptance géométrique des modes K_S et K_L après pondération des K_L. Cette correction est d'environ 0.3 % sur le double rapport. L'incertitude provenant de la statistique finie de la simulation utilisée pour calculer cette correction est de $\pm\ 12 \times 10^{-4}$. L'incertitude systématique sur la correction peut être estimée en variant les paramètres géométriques de la simulation du faisceau, et est inférieure à 0.1 %.

- Dilution du tagger : Si la probabilité de coincidence fortuite entre un événement K_L et un proton dans le tagger est différente pour les neutres et les chargés, le double rapport sera biaisé. A priori, cette probabilité doit être la même pour les événements chargés et neutres, à l'exception d'effets d'intensite instantanée provoqués par la sélection des événements. La différence entre les probabilités neutres et chargées peut être mesurée avec les données[57], avec une incertitude (principalement statistique) qui contribue à une erreur de $\pm\ 9 \times 10^{-4}$ sur le double rapport.

- Efficacité du tagger : L'incertitude sur la connaissance de l'efficacité du tagger pour les modes neutres et chargés conduit à une erreur de $\pm\ 4 \times 10^{-4}$ sur R.

Comme on voit, l'incertitude dominante est systématique. Il convient toutefois de signaler que les principales contributions au tableau 6.2 sont dominées par des incertitudes d'origine purement statistique, comme expliqué ci dessus. Ces erreurs vont donc se réduire avec l'ajout de nouvelles données.

Plus particulièrement, on voit que la contribution purement calorimètrique à l'erreur systématique totale est essentiellement négligéable pour l'analyse préliminaire, limitée aux données 1997. Ceci est d'autant plus encourageant que l'évaluation des systématiques liées aux performances du calorimètre ne dépend pas significativement de la statistique.

Les performances du calorimètre montrent qu'il doit être possible d'atteindre un but ultime de 2×10^{-4} sur la mesure de ε'/ε.

7. PERSPECTIVES: ANALYSE PRÉLIMINAIRE DES DONNÉES 1998

Ce travail conclut par une description préliminaire de l'analyse des données 1998. Comme pour le traitement des données 1997, le lot `Ke3CoMPACT` a été produit avant le lot `goldCoMPACT`, afin de permettre le calcul des constantes d'intercalibration. Le lot `goldCoMPACT` est actuellement en phase de production.

7.1 La prise de données en 1998

Pendant l'arrêt d'hiver 1997-98, certaines interventions au niveau des détecteurs ont eu lieu, en profitant de l'expérience acquise pendant l'analyse des données 1997.

La modification majeure a concerné le calorimètre, pour résoudre le problème de décharge de certaines capacités de blocage, qui nous avait obligé à opérer à une haute tension de 1500 V. L'ensemble des capacités de blocage a été remplacé par un nouveau modèle, après des études sur leur fonctionnement à froid et sous haute tension. Les circuits d'alimentation de la haute tension ont été modifiés, afin de réduire les possibilités d'un malfonctionnement comme celui de la colonne manquante . Au moment du démarrage de la nouvelle prise de données, la haute tension a été portée à 3000 V sans problème. Aucune région n'est restée sans alimentation, et aucune capacité n'a développé de décharges.

L'arrêt a aussi été utilisé pour produire de nouvelles mesures directes des transconductances, à température ambiante.

L'intensité nominale de 1.5×10^{12} protons par déversement, qui en 1997 avait aussi réduite de 30 %, a été atteinte en 1998, grâce à une amélioration de l'acquisition. Le tube à vide a été remplacé par un matériel ayant moins de longueurs de radiation que le précédent.

L'ensemble des données enregistrées en 1998 représente environ 3 fois la statistique accumulée en 1997.

7.2 Le lot de K_{e3} en 1998

Environ 3×10^5 bursts ont été enregistrés pendant la prise de données 1998, dont environ 240 mille bursts contribuant à l'échantillon du format spécial K_{e3} Pour tenir compte de l'augmentation d'intensité, le facteur de réduction a été porté à 7, pour enregistrer une moyenne de 230 événements par burst.

Le fonctionnement à une tension plus élevée se traduit par une augmentation du signal, et aussi par une diminution de l'effet de charge d'espace. La figure 7.1 montre l'effet d'anode pour les quatre intervalles extrêmes utilisés pour la correction en 1997: les premières 0.25 secondes et la dernière seconde du burst, pour les rayons plus petits que 27 cm, et pour les rayons plus grands que 57 cm. On voit que la correction moyenne est de 0.6 % pic à pic, avec des différences de moins de 0.2 % en fonction du temps dans le burst, contre un peu plus de 1 % en 1997.

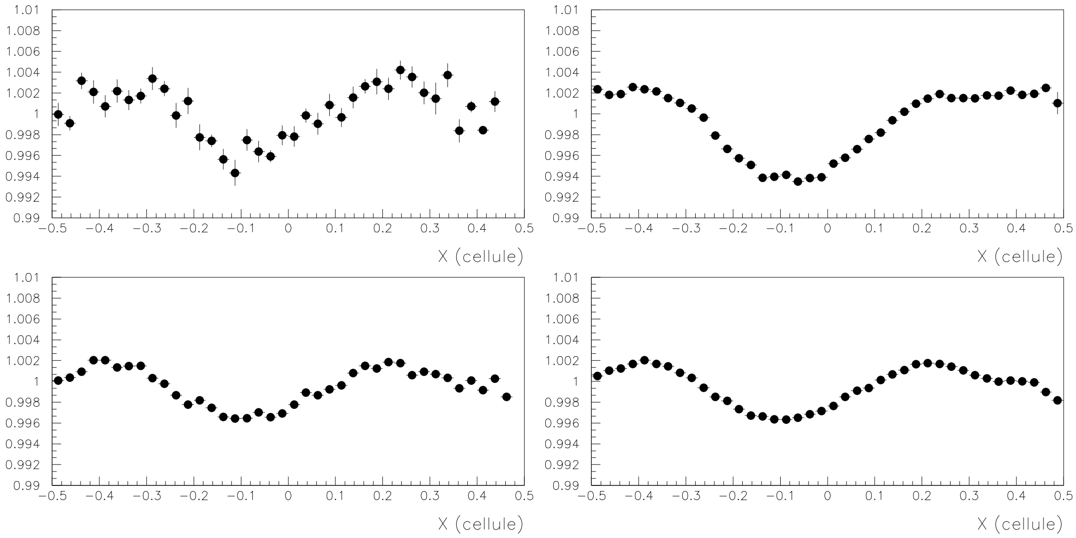


Fig. 7.1: Effet d'anode en 1998. Les figures à gauche montrent les premières 0.25 *s du burst, pour les petits et grands rayons; celles à droite montrent la dernière seconde du burst.*

La figure 7.2 montre la variation de E/p avec l'énergie de l'électron. La perte de signal à haute énergie est de 0.4 % entre 20 et 100 GeV, et semble donc un peu plus importante qu'en 1997. Ceci n'est pas complètement inattendu: avec une augmentation de 20 % du signal, l'échelle d'énergie est déplacée d'autant. Ainsi, les signaux pour des gerbes d'une énergie donnée seront mesurés avec de plus grandes valeurs d'`ADC`, voire même avec des gains supérieurs.

La figure 7.3 montre la valeur moyenne de E/p par cellule. La dispersion quadratique est de 0.45 %, avec une partie gaussienne de 0.35 %. Ces chiffres sont à comparer aux 0.67 % et 0.45 %, respectivement, obtenus en 1997. On voit que les nouvelles mesures des transconductances ont amélioré la précision sur la calibration.

Pour s'affranchir des problèmes de linéarité, la puissance statistique du lot `Ke3CoMPACT` permet de faire l'intercalibration en n'utilisant que les électrons dans un intervalle en

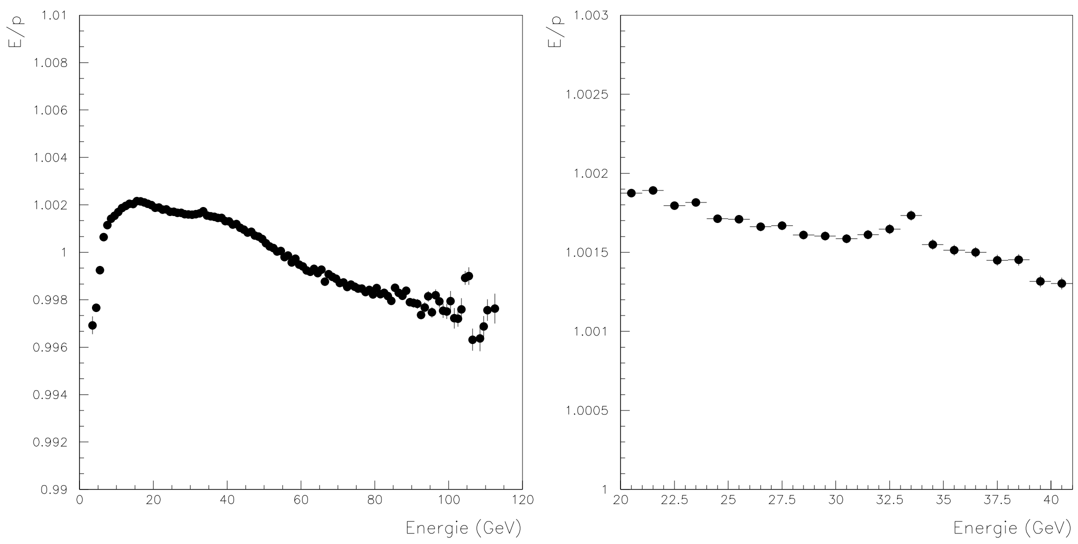


Fig. 7.2: Linéarité. A droite: détail de la linéarité entre 20 *et* 40 *GeV.*

énergie restreint. Les électrons entre 20 et 40 GeV illuminent l'essentiel de la surface du détecteur, et l'échantillon contient au moins 100 entrées par cellule dans cet intervalle. Comme on voit sur la figure 7.2, la réponse en E/p varie par moins que 0.1 % dans cet intervalle restreint, ce qui assure que l'égalisation à $E/p = 1$ n'entraîne pas de biais majeurs sur l'intercalibration. La figure 7.4 montre les facteurs K_{e3} ainsi obtenus, ainsi que leur distribution sur la surface du calorimètre. La dispersion quadratique est maintenant inférieure à 1 %, dont une partie gaussienne de 0.7 %. Les variations semblent se distribuer de façon aléatoire, sans qu'aucune structure ne soit particulièrement visible. Ceci montre que les variations résiduelles sont essentiellement dues à la dispersion irréductible sur la mesure des constantes de la calibration électronique, qui a été améliorée à environ 0.7 %, et que les facteurs K_{e3} permettent de réduire à mieux que 0.1 %.

La figure 7.5 montre la résolution en énergie avant et après intercalibration. On voit que le terme de bruit est réduit par environ 20 % par rapport à 1997, ce qui est compatible avec l'augmentation du signal.

L'évaluation des contributions à la résolution en E/p est encore à l'étude. En particulier, la production du lot `goldCoMPACT` utilise une version mise à jour de l'alignement interne des chambres motivée en partie par l'intervention faite pour remplacer le tube à vide. Le terme de 1.02 % pour la précision spatiale pourrait être donc surestimé.

En ce qui concerne les implications sur la mesure de ε'/ε, les performances obtenues en 1998 semblent adéquates. Toutefois l'incertitude systématique liée à la linéarité va probablement devenir une contribution importante à l'erreur systématique totale.

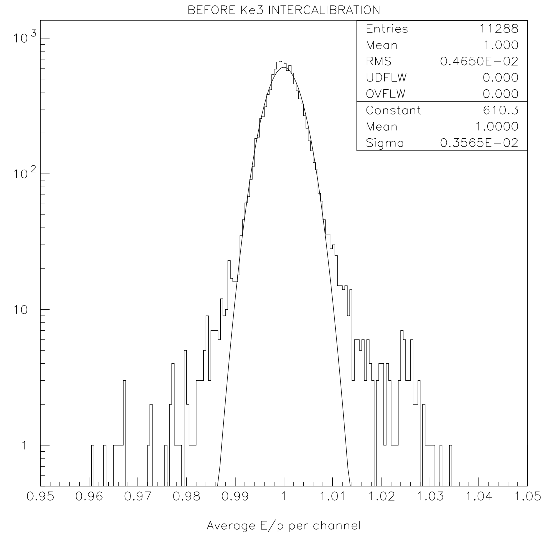


Fig. 7.3: Valeur moyenne de E/p par cellule.

Ceci pourra motiver des investigations plus détaillées sur les sources de la variation de la réponse.

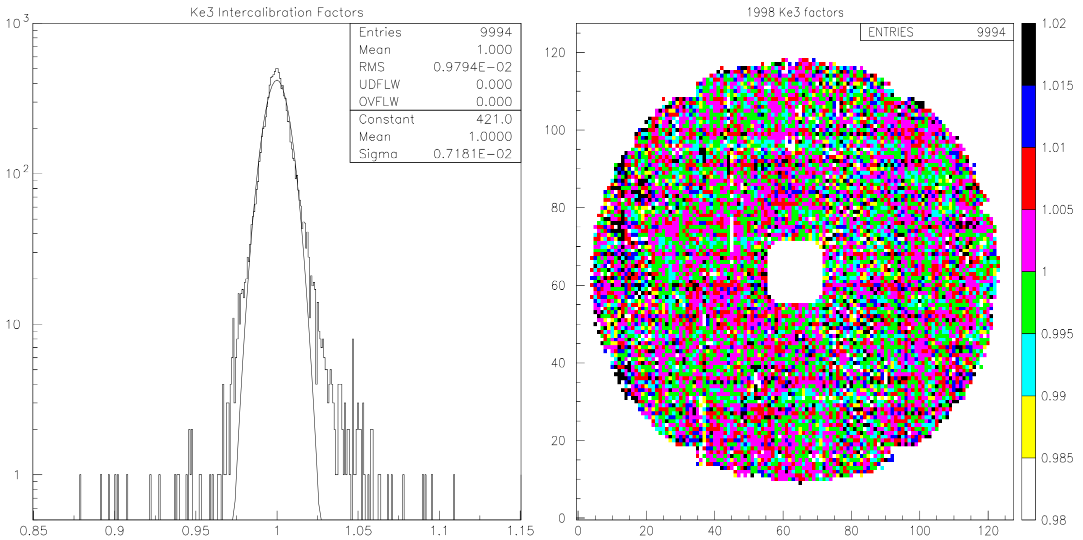


Fig. 7.4: A gauche: distribution des facteurs K_{e3} pour 1998. A droite: carte des facteurs K_{e3} sur la surface du calorimètre.

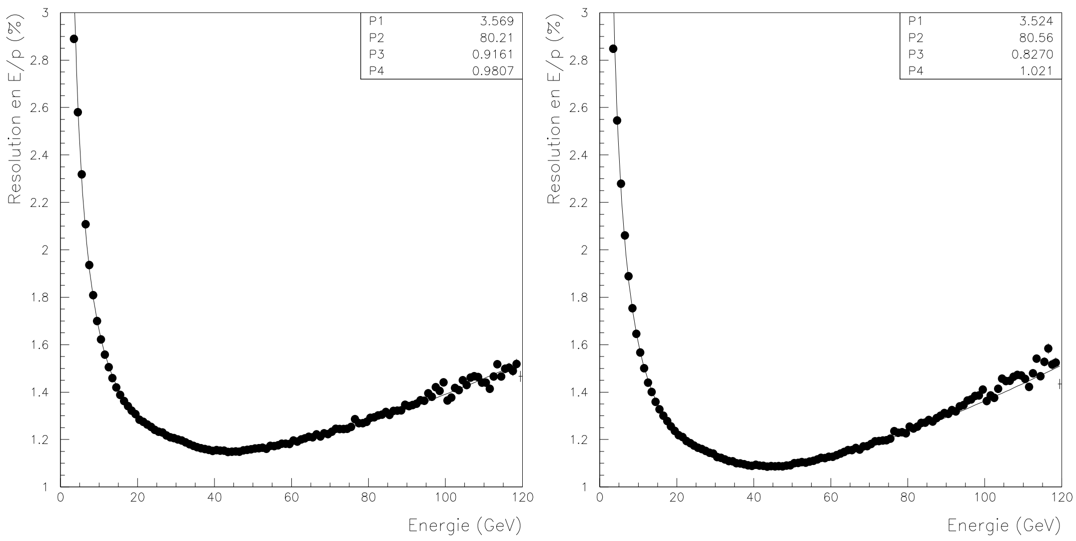


Fig. 7.5: Résolution en E/p pour les données 1998, avant et après intercalibration.

CONCLUSIONS

La construction et l'opération du calorimètre à krypton liquide ont représenté un défi technique et d'analyse. Les nombreuses contraintes que doit satisfaire ce détecteur ont été étudiées avec détail. L'analyse des données K_{e3}, qui représentent les conditions d'opération du détecteur pendant la prise de données, a permis d'évaluer les implications de ses performances pour la mesure de ε'/ε.

Les incertitudes systématiques liées au calorimètre, rappelées dans le tableau 7.1, ont toutes un impact inférieur à 0.1 % sur la mesure du double rapport. Combinées, elles contribuent à l'erreur systématique sur ε'/ε pour environ 1.5×10^{-4}.

L'étude des K_{e3} assure un contrôle de la stabilité de l'échelle d'énergie neutre à mieux que 5×10^{-4}.

D'autre part, l'analyse des K_{e3} a également permis de mesurer la taille transverse du détecteur au niveau de 3×10^{-4} et a mesuré avec précision la résolution en énergie du calorimètre. Elle est résumée pour les données 1997 par l'expression 5.27 :

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{(3.2 \pm 0.2)\,\%}{\sqrt{E}} \oplus \frac{(125 \pm 5)\ \ MeV}{E} \oplus (0.45 \pm 0.05)\,\% \tag{7.1}$$

et elle sera améliorée pour le bruit, et probablement pour le terme constant pour les prises de données postérieures. Du point de vue calorimètrique, la contribution dominante à l'erreur systématique vient de la non-linéarité résiduelle, avec $\pm 8 \times 10^{-4}$ sur la mesure du double rapport. L'étude des K_{e3} fournit également des contraintes importantes sur la linéarité.

Le but final de l'expérience NA48 est d'atteindre une précision de 2×10^{-4} sur la

Effet	erreur ($\times 10^4$)
Bruit de fond neutre	± 2
Echelle d'énergie	± 3
Dimensions transverses	± 3
Linéarité	± 8
Uniformité	± 3

Tab. 7.1: Erreurs systématiques sur la mesure du double rapport provenant des incertitudes liées au fonctionnement du calorimètre.

mesure de ε'/ε. La prise de données 1997 a montré que les performances du calorimètre à krypton liquide sont compatibles avec ce but.

LISTE DES FIGURES

LISTE DES TABLEAUX

BIBLIOGRAPHIE

[1] L. Leprince-Ringuet and M. Lhéritier, Compt. Ren. 219, (1944) 618.

[2] G.D. Rochester and C.C. Butler, Nature 160, (1947) 855.

[3] R.H. Dalitz *et al.*, Phys. Rev. 104, (1954) 1046.

[4] T.D. Lee and C.N. Yang, Phys. Rev. 104, (1956) 254.

[5] M. Gell-Mann and A. Pais, Phys. Rev. 97, (1955) 1387.

[6] M. Gell-Mann, Phys. Rev. 92, (1953) 833.

[7] T. Nakano and K. Nishijima, Prog. Theo. Phys. 10, (1953) 681.

[8] L.B. Okun, *Leptons and Quarks*, North-Holland, 1982.

[9] A. Angelopoulos *et al.*, Phys. Lett. B444, (1998) 38.,43.,52. Review of Particle Properties, Eur. Phys. J. C3, (1998) 1.

[10] K. Lande *et al.*, Phys. Rev. 103, (1956) 1901.

[11] W.F. Fry *et al.*, Phys. Rev. 103, (1956) 1094.

[12] J.H. Christenson, J.W. Cronin, V.L. Fitch and R. Turlay, Phys. Rev. Lett. 13, (1964) 138.

[13] L. Wolfenstein, Phys. Rev. Lett. 13, (1964) 562.

[14] Particle Data Group: C. Caso *et al.*,

[15] H.Y. Cheng, Int. J. Mod. Phys. A4, (1989) 495.

[16] T.T. Wu and C.N. Yang, Phys. Rev. Lett. 13, (1964) 380.

[17] J.N. Matthews *at al.*, Phys. Rev. Lett. 75, (1995) 2803.

[18] J. Adams *et al.*, Phys. Rev. Lett. 80, (1998) 4123.

[19] J. Belz , présenté a DPF 99, UCLA, Los Angeles, Jan. 5-9, 1999

[20] M. Kobayashi and T. Maskawa, Prog. Theor. Phys. 42, (1973) 652.

[21] L. Wolfenstein, Phys. Rev. Lett. 51, (1983) 1945.

[22] J.M. Flynn and L. Randall, Phys. Lett. B224, (1989) 221.

[23] A. Buras, in *Proc. of the Workshop on K Physics*, Orsay, France 1996. Ed. by Lydia Iconomidou-Fayard.

[24] A.J. Buras, `hep-ph/9901409`.

[25] M. Ciuchini *et al*, Z. Phys. C68, (1995) 239.

[26] A. Bertolini *et al.*, Nucl. Phys. B514, (1998) 93.

[27] G.D. Barr *et al.*, Phys. Lett. B317, (1993) 243.

[28] L.K. Gibbons *et al.*, Phys. Rev. Lett. 70, (1993) 1203.

[29] G.D. Barr *et al.*, NA48 Proposal, CERN/SPSC/90-22.

[30] V. O'Dell, in *Proc. of the Workshop on K Physics*, Orsay, France 1996. Ed. by Lydia Iconomidou-Fayard.

[31] V. Patera, in *Proc. of the Workshop on K Physics*, Orsay, France 1996. Ed. by Lydia Iconomidou-Fayard.

[32] P. Shawhan, pour la collaboration KTeV.
`http: //fnphyx-www.fnal.gov/experiments/ktev/epsprime/epsprime.html`

[33] H.W. Atherton *et al.*, CERN/SPSD/80-07

[34] N. Doble *et al.*, Nucl. Instr. Meth. B119, (1996) 181.

[35] P. Graftrom *et al.*, Nucl. Instr. Meth. A344, (1994) 487.

[36] T. Beier *et al.*, Nucl. Instr. Meth. A360, (1995) 390.

[37] R. Moore *et al.*, Nucl. Instr. Meth. B119, (1996) 149.

[38] Groupe de Turin, note interne à NA48, 96-3.

[39] E. Griesmayer *et al.*, Nucl. Instr. Meth. A361, (1995) 466.

[40] G.D. Barr *et al.*, Nucl. Instr. Meth. A344, (1994) 507.

[41] G.D. Barr *et al.*, Nucl. Instr. Meth. A370, (1996) 413.

[42] C. de la Taille, G. Martin and N. Séguin, in *Proc. of the* 6^{th} *Conference on Calorimetry in HEP*, Frascati Physics series 6, (1996) 799. Ed. by A. Antonelli *et al.*

[43] I. Augustin *et al.*, Nucl. Instr. Meth. A403, (1998) 472.

[44] D. Bédérède *et al.*, Nucl. Instr. Meth. A367, (1995) 88.

[45] G. Fischer, Thèse doctorale (1998).

[46] B. Gorini *et al.* IEEE Trans. on Nucl. Sci. 45, (1998) 1771.

[47] F. Bal *et al.*, note interne à NA48, 95-23.

[48] B. Hallgren *at al.*, Nucl. Instr. Math. A419, (1998) 680.

[49] C. Cerri, in *Proc. of the* 6^{th} *Conference on Calorimetry in HEP*, Frascati Physics series 6, (1996) 841. Ed. by A. Antonelli *et al.*

[50] Groupes de Perugia et Mainz , note interne à NA48, 94-18.

[51] G. Anzivino *et al.*, note interne à NA48, 97-22.

[52] T.J. Gershon, notes internes à NA48, 98-25, 99-01.

[53] A. Bevan and B. Hay, note interne à NA48, 98-17.

[54] G. Unal, note interne à NA48, 98-1.

[55] P. Debu et E. Mazzuccato, note interne à NA48, 93-18.

[56] S. Crépé, note interne à NA48, 95-31.

[57] S. Crépé, Thèse doctorale (1998).

[58] S. Palestini *et al.*, Nucl. Instr. Meth. A421, (1999) 75.

[59] S. Palestini, communication privée.

[60] G. Unal, note interne à NA48, 95-20.

[61] S. Schanne, Thèse doctorale (1997).

[62] S. Anvar *et al.*, IEEE Trans. Nucl. Sci. 45, (1998) 1776.

[63] P. Debu and R. Granier, note interne à NA48, 98-8.

[64] H. Fox *et al.*, note interne à NA48, 97-33.

[65] L. Koepke, note interne à NA48, 98-5.

[66] A. Ceccucci, note interne à NA48, 98-23.

[67] Groupes de Perugia et Cagliari, note interne à NA48, 94-37.

[68] N. Doble, communication privée.

[69] S. Giudici, communication privée.

REMERCIEMENTS

De nombreuses personnes ont contribué à faire que ces trois années de thèse comptent parmi les plus intenses et enrichissantes de ma vie.

Je suis très reconnaissant envers Jacques Lefrançois de m'avoir accueilli au Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire pour effectuer cette thèse, ainsi qu'à François Richard pour les excellentes conditions dans lesquelles elle a eu lieu.

J'adresse tous mes remerciements à Michel Baubillier et à Guido Martinelli, pour avoir accepté de faire partie de mon jury ; plus particulièrement, à Donald Cundy et Philippe Bloch, d'en avoir été les rapporteurs. Je me suis efforcé d'incorporer dans ce travail leurs nombreux commentaires et suggestions, toujours constructifs et pertinents.

Je souhaite exprimer ma gratitude à l'ensemble des personnes du laboratoire que j'ai cotoyées, pour les excellents moments partagés. Merci en particulier à Etienne Augé, Walter Bonivento, Claire Bourdarios, Daniel Fournier, Gaston Parrour, Pierre Pétroff, Patrick Puzo, Jean-Paul Repellin, Laurent Serin, Vincent Tisserand et Dirk Zerwas.

Je suis heureux, et déjà nostalgique, de ces années de travail dans le groupe NA48-LAL. Merci à Lydia pour tes conseils, pour ton enthousiasme. Merci à Isabelle pour ta disponibilité si précieuse. Merci à Sabine pour ces deux bonnes années de travail ensemble. Merci à Charlie pour les discussions au CERN. Merci à Louis d'avoir guidé le groupe avec cohérence et convivialité, de te tenir près de notre travail en t'efforçant de toujours le mettre en valeur. Enfin, un grand merci à Guillaume. Dès les premiers contacts j'ai perçu que travailler sous ta direction serait une chance incomparable, et cette perception s'est avérée rapidement être une certitude. Je me sens honoré d'avoir été ton premier thésard.

Mon travail s'est fait en contact direct avec d'autres membres de la collaboration NA48. Je tiens en premier lieu à remercier chaleureusement mon collègue Julien Cogan, avec qui j'ai partagé la responsabilité de l'analyse K_{e3} pour la première année. Je remercie également Alan Norton, Sandro Palestini, Augusto Ceccucci, Giacomo Govi, Riccardo Fantecchi et Sergio Giudici pour la partie calorimètre, et Pascal Debu, Edoardo Mazzucato, Bertrand Vallage, Raphaël Granier et Andrea Formica pour la partie spectromètre. Merci également à tous les membres de la collaboration.

Je suis aussi reconnaissant au secrétariat scientifique et au personnel du LAL, qui m'ont aidé à la réalisation de cette thèse.

Je remercie le soutien financier du Vicerectorado Académico de l'Universidad de los Andes, Mérida, Venezuela, à travers le Programa de Excelencia Académica.