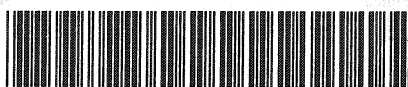


# 23 18 234

CERN LIBRARIES, GENEVA



CM-P00040956

DAPNIA/SPP-01-07-T

Thèse soutenue  
le 14/12/2001

ÉTUDE DES DÉSINTÉGRATIONS  $K_{L,S} \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-$   
AUPRÈS DE L'EXPÉRIENCE NA48 DU CERN

# DAPNIA

Julien Cogan

n° d'ordre univ. 3940

UNIVERSITE LOUIS PASTEUR – STRASBOURG I

THÈSE

présentée pour obtenir le titre de  
Docteur de l'Université Louis Pasteur  
Spécialité Physique des Particules

par

Julien Cogan

Etude des désintégrations  $K_{L,S} \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-$   
auprès de l'expérience NA48 du CERN

soutenue le vendredi 14 décembre 2001 devant la Commission d'Examen composée de :

Philippe Bloch (rapporteur)  
Augusto Ceccucci  
Jean-Pierre Engel  
Edoardo Mazzucato  
Eduardo de Rafael (rapporteur)  
Jean-Louis Riester (rapporteur interne)

Thèse préparée au sein du Service de Physique des Particules  
du Commissariat à l'Énergie Atomique (CEA/DAPNIA/SPP)  
sous la direction d'Edoardo Mazzucato

161-00389052, version 1 - 28 May 2009

# Table des matières

Préambule	5
<b>I Considérations Théoriques</b>	<b>9</b>
<b>1 Introduction à la physique des kaons neutres</b>	<b>11</b>
1.1 Les symétries discrètes . . . . .	11
1.1.1 Définitions de C, P et T . . . . .	11
1.1.2 Violation de C et P . . . . .	12
1.1.3 Violation de CP . . . . .	13
1.1.4 Théorème CPT . . . . .	14
1.1.5 Violation de T . . . . .	14
1.2 Le système des kaons neutres . . . . .	14
1.2.1 Les états propres de l'interaction forte : $K^0$ - $\bar{K}^0$ . . . . .	15
1.2.2 Les états propres de propagation : $K_S$ - $K_L$ . . . . .	17
1.2.3 La violation de CP . . . . .	19
<b>2 Modélisations des désintégrations <math>K_{L,S} \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-</math></b>	<b>27</b>
2.1 Les désintégrations $K_{L,S} \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$ . . . . .	28
2.1.1 Forme générale de l'élément de matrice . . . . .	28
2.1.2 La désintégration $K_S \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$ . . . . .	29
2.1.3 La désintégration $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$ . . . . .	30
2.1.4 Les effets de la violation de CP . . . . .	31
2.2 La désintégration $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-$ . . . . .	32
2.2.1 Les éléments de matrice . . . . .	33
2.2.2 Taux de désintégration . . . . .	36
2.2.3 La violation de CP . . . . .	38
2.3 Calcul perturbatif dans le cadre de la théorie chirale . . . . .	41
2.3.1 L'amplitude à un photon $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma^* \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-$ . . . . .	41
2.3.2 Taux de désintégration . . . . .	44
2.3.3 L'asymétrie $B_{CP}$ . . . . .	45
2.4 La désintégration $K_S \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-$ . . . . .	48
2.5 La violation de T . . . . .	48
2.5.1 La mesure de CPLEAR . . . . .	49
2.5.2 La désintégration $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-$ . . . . .	49
2.6 Conclusion . . . . .	50

tel:0033660062, version 1 - 28 May 2009

<b>II</b>	<b>L'expérience NA48</b>	<b>53</b>
	<b>Introduction</b>	<b>55</b>
<b>3</b>	<b>Les faisceaux de kaons neutres dans NA48</b>	<b>57</b>
3.1	La ligne de faisceaux . . . . .	57
3.1.1	Les faisceaux de kaons . . . . .	57
3.1.2	La station d'étiquetage ( <i>tagger</i> ) . . . . .	60
3.2	La région de désintégration et les anti-compteurs . . . . .	61
3.2.1	La région de désintégration . . . . .	61
3.2.2	AKS . . . . .	62
3.2.3	AKL . . . . .	62
<b>4</b>	<b>Le détecteur NA48</b>	<b>65</b>
4.1	Le spectromètre magnétique . . . . .	65
4.1.1	Les chambres à dérive . . . . .	66
4.1.2	Aimant d'analyse . . . . .	70
4.1.3	Performances . . . . .	71
4.2	L'hodoscope chargé . . . . .	72
4.2.1	Géométrie . . . . .	72
4.2.2	La lecture électronique . . . . .	73
4.3	Le calorimètre électromagnétique . . . . .	74
4.3.1	Le krypton liquide : absorbeur et milieu actif . . . . .	74
4.3.2	La structure du calorimètre . . . . .	75
4.3.3	La mesure du courant initial . . . . .	77
4.3.4	Le système de calibration électronique. . . . .	78
4.3.5	Performances . . . . .	78
4.3.6	L'hodoscope pour les événements neutres . . . . .	79
4.4	Le calorimètre hadronique . . . . .	79
4.5	Le détecteur de muon . . . . .	80
<b>5</b>	<b>La gestion en ligne des données</b>	<b>83</b>
5.1	La mémorisation provisoire des données . . . . .	83
5.2	Le système de déclenchement . . . . .	83
5.2.1	Le déclenchement des événements neutres (L1N) . . . . .	84
5.2.2	Le déclenchement des événements chargés . . . . .	85
5.2.3	Le superviseur de niveau 2 . . . . .	89
5.3	L'acquisition des données . . . . .	89
<b>6</b>	<b>Le déroulement de l'expérience</b>	<b>91</b>
6.1	Intensité des faisceaux . . . . .	91
6.2	Fonctionnement et comportement du détecteur . . . . .	91
6.3	Conditions de déclenchement de l'acquisition. . . . .	92
6.3.1	Signaux utilisés dans le déclenchement de niveau 1. . . . .	92
6.3.2	Déclenchement chargé de niveau 2 (L2C). . . . .	93
6.3.3	Les déclenchements de contrôle . . . . .	94
6.3.4	Taux de comptage des déclenchements. . . . .	94
6.4	Conditions particulières de fonctionnement . . . . .	95
6.5	Utilisation d'un faisceau de $K_S$ à haute intensité . . . . .	95

<b>III</b>	<b>Analyse des Données</b>	<b>97</b>
	<b>Introduction</b>	<b>99</b>
<b>7</b>	<b>Les outils d'analyse</b>	<b>103</b>
7.1	La simulation de l'expérience . . . . .	103
7.1.1	Fonctionnement de la simulation . . . . .	103
7.1.2	Les lots d'événements simulés . . . . .	106
7.1.3	Correction des spectres des faisceaux . . . . .	108
7.2	La reconstruction des événements . . . . .	109
7.2.1	La reconstruction des traces dans le spectromètre . . . . .	110
7.2.2	Mesure précise du temps des traces . . . . .	113
7.2.3	La reconstruction des données des compteurs à muons . . . . .	113
7.2.4	La reconstruction des gerbes dans le calorimètre électromagnétique . . . . .	113
7.2.5	La mesure du temps des protons dans le système d'étiquetage . . . . .	114
7.2.6	La réponse des anti-compteurs . . . . .	114
7.2.7	Mesures complémentaires . . . . .	114
7.3	Calculs préliminaires . . . . .	115
7.3.1	La détermination de l'origine des traces . . . . .	115
7.3.2	L'identification des particules . . . . .	116
7.3.3	Variables cinématiques . . . . .	119
7.4	Sélection primaire : le filtre L3 . . . . .	122
7.4.1	Introduction . . . . .	122
7.4.2	Le filtre <i>4-traces</i> . . . . .	122
<b>8</b>	<b>Analyse du mode <math>K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-</math></b>	<b>125</b>
8.1	Sélection des événements . . . . .	125
8.1.1	Sélection primaire . . . . .	125
8.1.2	La distinction $K_L$ - $K_S$ . . . . .	126
8.1.3	L'extraction du signal . . . . .	126
8.1.4	Extraction des événements de normalisation . . . . .	135
8.2	Analyse du signal . . . . .	136
8.2.1	Flux de $K_L$ . . . . .	137
8.2.2	L'évaluation du bruit de fond . . . . .	138
8.2.3	Comptage des événements $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-$ . . . . .	142
8.2.4	Comparaison des données expérimentales et de la simulation . . . . .	144
8.3	Mesures physiques . . . . .	149
8.3.1	Facteur de forme . . . . .	149
8.3.2	Rapport d'embranchement . . . . .	161
8.3.3	Asymétrie . . . . .	170
<b>9</b>	<b>Analyse du mode <math>K_S \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-</math></b>	<b>177</b>
9.1	Sélection des événements . . . . .	177
9.1.1	Lots de données . . . . .	177
9.1.2	Sélection du signal et réduction du bruit de fond . . . . .	178
9.1.3	Sélection du mode de normalisation . . . . .	183
9.1.4	Comparaison des données et de la simulation . . . . .	185
9.2	Rapport d'embranchement . . . . .	188
9.3	Asymétrie . . . . .	192

tel-00389052, version 1 - 28 May 2009

<b>10 Discussion</b>	<b>195</b>
10.1 Interprétation des résultats . . . . .	195
10.1.1 Le mode $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-e^+e^-$ . . . . .	195
10.1.2 Le mode $K_S \rightarrow \pi^+\pi^-e^+e^-$ . . . . .	196
10.1.3 Facteur de forme et contribution due au rayon de charge . . . . .	197
10.2 Améliorations possibles de l'analyse . . . . .	200
<b>Conclusion</b>	<b>201</b>
<b>Annexes</b>	<b>203</b>
<b>A Calcul du taux de désintégration <math>K_L \rightarrow \pi^+\pi^-e^+e^-</math></b>	<b>205</b>
A.1 Notations et calculs préliminaires . . . . .	205
A.2 Espace de phase . . . . .	206
A.3 Forme générale de l'élément de matrice . . . . .	207
A.4 Modèle utilisé pour déterminer les facteurs de forme . . . . .	208
A.5 Taux de désintégration . . . . .	209
A.6 Comparaison avec les résultats de L.M. Sehgal et al. [1, 2] . . . . .	209
<b>B Etude de cartes préamplificatrices pour la lecture des chambres à dérive</b>	<b>213</b>
B.1 Les préamplificateurs . . . . .	214
B.2 Etude du signal préamplifié . . . . .	216
B.3 Etude des performances . . . . .	217
B.4 Conclusion . . . . .	222
<b>Bibliographie</b>	<b>223</b>
<b>Remerciements</b>	<b>227</b>

tel:00360062, version 1 - 28 May 2009

# Préambule

L'objet de cette thèse est l'étude des modes de désintégration des  $K_L$  et des  $K_S$  dans l'état final  $\pi^+\pi^-e^+e^-$  auprès de l'expérience NA48 du CERN. En introduction, je résumerai brièvement le travail que j'ai effectué au sein de cette expérience et exposerai l'intérêt scientifique de cette mesure.

Le but premier de l'expérience NA48 est la détermination du paramètre  $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$  de la violation directe de CP dans le système des kaons neutres avec une précision de  $2 \times 10^{-4}$ . Une valeur non nulle de ce paramètre constitue une signature non ambiguë de la violation de CP dans le processus même de la désintégration du kaon. Au début des années 1990, quand l'expérience NA48 a été proposée, la valeur expérimentale de  $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$  était encore mal établie. Les deux mesures les plus précises provenaient des expériences NA31 au CERN et E731 à Fermilab qui avaient obtenu respectivement  $Re(\varepsilon'/\varepsilon) = (23,0 \pm 6,5) \times 10^{-4}$  et  $(7,4 \pm 5,9) \times 10^{-4}$ . Ces deux résultats, en accord marginal, ne permettaient pas de conclure de façon définitive quant à l'existence de la violation directe de CP. C'est pour clarifier cette situation que de nouvelles expériences ont vu le jour, notamment les expériences NA48 au CERN et KTeV à Fermilab.

Pour déterminer  $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$ , l'expérience NA48 effectue une mesure comparative des taux de désintégration des  $K_L$  et des  $K_S$  en deux pions chargés et en deux pions neutres. Les  $K_L$  et les  $K_S$  proviennent de deux faisceaux différents et leurs produits de désintégration sont observés simultanément dans un détecteur de haute résolution capable de fonctionner avec des flux importants de particules. Ses principales composantes sont : un spectromètre magnétique pour la reconstruction de l'origine et l'impulsion des particules chargées et un calorimètre électromagnétique pour la détection des photons de désintégration de pions neutres. En outre, l'expérience utilise une technique originale pour déterminer la provenance —  $K_L$  ou  $K_S$  — d'une désintégration : l'étiquetage des protons envoyés sur la cible où sont produits les  $K_S$ . La qualité du dispositif expérimental NA48 a permis également d'entreprendre, parallèlement à la mesure de  $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$ , un riche programme d'étude de désintégrations rares de kaons neutres avec une sensibilité de l'ordre de  $10^{-10}$  sur les mesures des rapports d'embranchement des  $K_L$ .

Parmi les responsabilités prises par le groupe NA48 de Saclay, citons la construction des quatre chambres à dérive qui équipent le spectromètre ainsi que la conception et la réalisation du système de déclenchement de l'acquisition des modes  $K_{L,S} \rightarrow \pi^+\pi^-$ . Lorsque j'ai rejoint ce groupe en septembre 1995 pour la préparation de mon doctorat, trois chambres étaient déjà construites et avaient montré un comportement général très satisfaisant lors de leur utilisation en faisceau au CERN : une efficacité de détection proche de 100 % et une résolution spatiale meilleure que  $100 \mu\text{m}$  par coordonnée. En collaboration avec les physiciens de Saclay, j'ai participé aux tests en laboratoire de la dernière chambre. La série de mesures effectuées a permis de qualifier les performances de cette dernière et de mieux comprendre le comportement des chambres à fils

— en terme, par exemple, d'atténuation du signal le long des fils, d'optimisation des valeurs des résistances d'adaptation sur les fils de lecture ou de réduction du bruit électronique. Après avoir participé à la mise en service du spectromètre au CERN, j'ai été responsable du fonctionnement des chambres à dérive pendant une grande partie de la prise de données de 1996.

Parallèlement, un programme d'amélioration de l'électronique frontale des chambres à fils avait été entrepris par l'équipe de Saclay. Il avait pour but d'optimiser le point de fonctionnement des détecteurs. J'ai mené une série de mesures comparatives sur des cartes électroniques modifiées. Les résultats ont montré notamment, qu'en améliorant le temps de montée du circuit préamplificateur, les performances pouvaient être conservées à des hautes tensions moins élevées, réduisant ainsi les processus de vieillissement des chambres. Notons que dans le cadre du futur programme de physique utilisant le dispositif NA48 — dédié à l'étude des désintégrations rares de kaons neutres et chargés avec des faisceaux de haute intensité —, il est envisagé la possibilité d'équiper l'ensemble du spectromètre avec cette électronique rapide.

En octobre 1996, j'ai quitté le laboratoire de Saclay pendant seize mois pour effectuer mon service national. Dans le cadre de la coopération, j'ai travaillé au sein du groupe NA48 du CERN sur le calorimètre à krypton liquide. J'ai participé à la vérification, à l'optimisation des paramètres de fonctionnement et à l'installation de l'électronique de lecture de ce calorimètre pour la campagne de mesure de 1997. A l'aide des données recueillies, j'ai étudié les performances du détecteur en utilisant des électrons issus des désintégrations  $K_L \rightarrow \pi e \nu$ . En comparant leur impulsion — mesurée par le spectromètre — à l'énergie fournie par le calorimètre, je me suis attaché à comprendre la linéarité et l'uniformité de la réponse du calorimètre ainsi que les résolutions en énergie et en position. En particulier, j'ai travaillé sur l'inter-calibration des 13000 cellules du détecteur. En réduisant la dispersion des réponses d'une cellule à l'autre à un niveau négligeable, il a été possible d'amener le terme constant de la fonction de résolution en énergie du calorimètre au niveau de 0,5%.

A mon retour à Saclay, en février 1998, j'ai orienté mon travail de thèse sur l'étude de la désintégration  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-$ . Comme l'ont souligné plusieurs auteurs — M. Wanninger et L.M. Sehgal [1] en 1992 et P. Heiliger et L.M. Sehgal [2] l'année suivante — ce mode permet d'étudier d'une manière nouvelle la violation de CP dans le secteur des kaons neutres. Depuis sa découverte en 1964, la violation de CP était limitée aux observations suivantes :

- mesures des désintégrations du  $K_L$  en deux pions chargés ou neutres et observation du phénomène d'interférence dans les désintégrations du  $K_L$  et du  $K_S$  dans ces canaux.
- mesure de l'asymétrie  $\delta$  dans les amplitudes de désintégration semi-leptonique du  $K_L$  ( $K_L \rightarrow \pi^+ e^- \bar{\nu}$  et  $K_L \rightarrow \pi^- e^+ \nu$ ).
- observation du phénomène d'interférence dans les désintégrations du  $K_L$  et du  $K_S$  en  $\pi^+ \pi^- \gamma$ .

Dans le cas du mode  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-$ , la violation de CP se manifeste par une large asymétrie dans la distribution de l'angle entre le plan formé par la paire de pions et celui formé par la paire d'électrons. La faible valeur attendue du rapport d'embranchement de ce mode (quelques  $10^{-7}$ ) rendait toutefois son étude difficilement accessible aux expériences antérieures. Sa première observation a été effectuée par la collaboration KTeV qui publie en 1998 une mesure du rapport d'embranchement :  $BR(K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-) = (3,2 \pm 0,6(stat) \pm 0,4(syst)) \times 10^{-7}$  avec 46 événements [3]. Par la suite, en utilisant la totalité des données accumulées en 1997, elle a obtenu une mesure de l'asymétrie donnant  $A = (13,6 \pm 2,5(stat) \pm 1,2(syst))\%$  avec une statistique de 1811 événements [4]. Ces résultats sont en bon accord avec les prédictions théoriques.



Les améliorations apportées en 1998 au système de déclenchement de l'expérience NA48 ont permis d'étudier ce canal de désintégration. J'ai alors mené une étude prospective pour évaluer la sensibilité de l'expérience à cette mesure. En particulier, j'ai travaillé sur la simulation de ce mode et sur l'élaboration d'un algorithme pour l'acquisition des événements provenant des désintégrations de kaons avec quatre particules chargées dans l'état final. Pendant la prise de données de 1998, j'ai notamment participé à l'intégration du système de déclenchement et élaboré un filtre opérant sur les données reconstruites et présélectionnant en ligne les candidats avec quatre particules chargées. Dans des conditions similaires, la prise de données s'est poursuivie en 1999 avec une amélioration d'au moins un facteur deux sur la statistique des événements recherchés.

Je présente dans cette thèse l'analyse des données enregistrées pendant ces deux campagnes qui, avec une statistique d'environ 1300 événements  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-$ , offrent des mesures du rapport d'embranchement et de l'asymétrie avec des précisions comparables à celles de KTeV. Je présente, en outre, l'analyse détaillée du mode  $K_S \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-$ , observé pour la première fois par NA48.

L'exposé qui suit est divisé en trois parties. Dans la première, après avoir résumé les notions de base concernant les symétries discrètes C, P et T et le système des kaons neutres, je présente les modèles théoriques qui décrivent les processus  $K_{L,S} \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-$ . La deuxième partie est consacrée à la description du dispositif expérimental NA48 et au déroulement de l'expérience. Enfin, l'analyse des données et la discussion des résultats font l'objet de la troisième partie. En annexe sont résumés d'une part, le calcul complet de l'élément de matrice du mode  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-$  et d'autre part, les principaux résultats concernant la modification de l'électronique de lecture des chambres à dérive.

Première partie  
Considérations Théoriques

# Chapitre 1

## Introduction à la physique des kaons neutres

Ce chapitre est destiné à introduire les notions de base et les notations utiles à l'étude des désintégrations  $K_{L,S} \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-$ . La première section est consacrée à la définition des transformations discrètes C, P et T et au rappel des lois de conservation qui leur sont associées. La deuxième section présente un résumé de la phénoménologie du système des kaons neutres.

### 1.1 Les symétries discrètes

#### 1.1.1 Définitions de C, P et T

##### Parité : P

Le renversement des coordonnées spatiales d'un système ( $\vec{r} \rightarrow -\vec{r}$ ) est produit par l'opérateur de parité P. Il modifie les impulsions ( $\vec{p} = m \, d\vec{r}/dt$ ) et les moments angulaires ( $\vec{L} = \vec{r} \times \vec{p}$ ) selon :

$$P : \quad \vec{p} \longrightarrow -\vec{p}; \quad \vec{L} \longrightarrow \vec{L} \quad (1.1)$$

Notons qu'à une rotation près, le résultat de cette transformation est identique à l'image formée dans un miroir.

L'action de cet opérateur sur une fonction d'onde  $\Psi$  est :

$$P : \quad \Psi(\vec{r}) \longrightarrow e^{i\Phi_P} \Psi(-\vec{r}) \quad (1.2)$$

où  $\Phi_P$  est une phase arbitraire pour un système isolé. Dans un système en interaction, les phases relatives des différents acteurs sont fixées.

La répétition de cette opération laisse bien sûr le système inchangé. P est donc un opérateur unitaire ( $P^2 = 1$ ). Ses valeurs propres, quand elles existent, sont donc  $\pm 1$ . Une fonction d'onde peut avoir (ou ne pas avoir) une parité bien définie : paire ( $P=+1$ ) ou impaire ( $P=-1$ ).

Les interactions forte et électromagnétique conservent la parité. Pour garantir cette propriété, certaines particules se voient attribuer une parité intrinsèque. On montre que les fermions et les anti-fermions ont des parités opposées alors que celles des bosons et des anti-bosons sont identiques. Par convention, une parité  $P=+1$  est assignée aux nucléons (protons et neutrons). Les pions possèdent une parité  $P=-1$ . La parité du pion chargé est déterminée par exemple en observant l'absorption d'un pion par du deutérium ( $\pi^- + d \rightarrow n + n$ ). Celle du  $\pi^0$  se déduit de la désintégration  $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ . Notons également la parité négative assignée aux kaons.

**Conjugaison de charge : C**

La conjugaison de charge renverse le signe de tous les nombres quantiques additifs d'une particule (charge électrique, couleur, étrangeté, ...) tout en laissant son impulsion  $\vec{p}$  et son spin  $\vec{s}$  inchangés. La transformation de la fonction d'onde  $\Psi$  d'une particule par C donne :

$$C : \quad \Psi(\vec{p}, \vec{s}) \longrightarrow e^{i\Phi_C} \bar{\Psi}(\vec{p}, \vec{s}) \quad (1.3)$$

où  $\bar{\Psi}$  désigne la fonction d'onde de l'antiparticule. Comme  $\Phi_P$ , la phase  $\Phi_C$  est arbitraire pour une particule libre.

**Renversement du temps : T**

Cette opération inverse le sens de l'écoulement du temps :  $t \rightarrow -t$ . Les impulsions et les moments angulaires changent de signe. Pour satisfaire l'équation de Schrödinger ( $H|\Psi\rangle = -i\hbar d|\Psi\rangle/dt$ ), la fonction d'onde est remplacée par son complexe conjugué. T est un opérateur *anti-unitaire*, son action peut s'écrire en introduisant une phase  $\Phi_T$  arbitraire pour une particule libre :

$$T : \quad \Psi(\vec{p}, \vec{s}) \longrightarrow e^{i\Phi_T} \Psi^*(-\vec{p}, -\vec{s}) \quad (1.4)$$

L'invariance d'une théorie sous ces transformations implique :

- P : un processus et son image dans un miroir suivent la même évolution.
- C : le résultat d'une expérience est inchangé si toutes les particules sont remplacées par leurs anti-particules.
- T : la direction du temps n'a pas de sens privilégié.

Toutes les expériences menées jusqu'à ce jour montrent que les interactions forte et électromagnétique sont invariantes par C, P et T.

**1.1.2 Violation de C et P****Première observation de la violation de P**

Jusqu'en 1956, l'invariance de toutes les lois de la physique par P est communément admise. Il n'en existe cependant aucune vérification expérimentale pour l'interaction faible. Lee et Yang [5] suggèrent alors que la parité n'est pas conservée dans cette dernière et résolvent ainsi le paradoxe  $\theta\tau$  : deux particules en tout point identiques (même masse, même temps de vie, ...) semblent avoir une parité opposée. Le  $\theta^+$  se désintègre en  $\pi^+\pi^0$  de parité  $P=+1$  tandis que le  $\tau^+$  se désintègre en  $\pi^+\pi^-\pi^+$  de parité  $P=-1$ . L'abandon de la conservation de la parité dans l'interaction faible permet d'identifier ces deux particules à une seule, le  $K^+$ .

Pour mettre en évidence la violation de P, Lee et Yang proposent d'observer la distribution angulaire d'électrons émis lors de la désintégration  $\beta$  d'un noyau polarisé. La projection de l'impulsion  $\vec{p}_e$  des électrons sur le spin du noyau  $\vec{s}_N$  change de signe par parité. Une asymétrie autour de zéro dans la variable  $\vec{p}_e \cdot \vec{s}_N$  est donc une manifestation de la non-conservation de la parité. L'expérience est réalisée l'année suivante par Mme C.S. Wu *et al.* [6] avec des noyaux de  $^{60}\text{Co}$  polarisés dans un champ magnétique. Les électrons sont émis préférentiellement dans la direction opposée à celle du spin du noyau : c'est la première observation de la violation de P.

Cette découverte amène Landau à postuler que la conjugaison de charge n'est pas non plus une symétrie de l'interaction faible, mais qu'il faut plutôt considérer le produit CP des deux transformations.

### Violation maximale de P et C

La parité est violée dans l'interaction faible. Ce concept est illustré par la désintégration au repos du pion chargé. Dans le processus  $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ , l'expérience montre que les anti-muons sont polarisés et que leur spin est orienté dans le sens opposé à leur impulsion. Ils ont une hélicité (projection du spin sur l'impulsion) dite *gauche*. Le pion ayant un spin nul, le neutrino a nécessairement une hélicité gauche également. À l'inverse, dans la réaction conjuguée  $\pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu$ , l'anti-neutrino est toujours émis dans un état d'hélicité *droite*. Dans les deux cas, les processus images par P ne sont jamais observés (voir figure 1.1). La violation est dite maximale.

Avec le même raisonnement, on peut mettre également en évidence la violation de C. La conjugaison de charge n'agit pas sur l'hélicité. Lorsqu'on remplace particules et anti-particules dans les réactions décrites au paragraphe précédent, il apparaît des neutrinos d'hélicité droite et des anti-neutrinos d'hélicité gauche qui ne sont jamais observés.

Cet exemple semble confirmer l'hypothèse de la symétrie CP inférée par Landau. Les deux processus observés sont en effet image l'un de l'autre par cette transformation combinée : le neutrino gauche devient un anti-neutrino droit et vice versa.

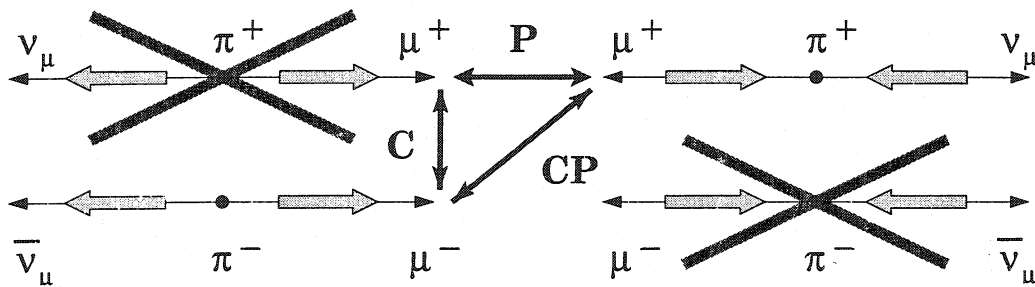


FIG. 1.1 – Configurations de spin de la paire muon-neutrino émise lors de la désintégration d'un pion.

Pour un neutrino, dont la masse est nulle, l'hélicité est un invariant relativiste, appelé chiralité. En effet, le neutrino voyageant à la vitesse de la lumière, il n'existe pas de transformation de Lorentz capable de changer sa direction de vol. La chiralité est une grandeur intrinsèque des neutrinos. C'est autour de ces propriétés qu'est bâti le secteur électrofaible du modèle standard. L'interaction faible n'agit que sur les leptons gauches et les anti-leptons droits (en terme de chiralité) et paraît respecter la symétrie CP.

### 1.1.3 Violation de CP

En 1964, Christenson, Cronin, Fitch and Turlay [7] bouleversent cette image des symétries discrètes en découvrant la violation de CP dans le système des kaons neutres. Contrairement aux violations de C et P, le degré de la violation de CP est faible. Aujourd'hui encore, son observation reste confinée au système des kaons neutres. Ce système et la phénoménologie de la violation de CP qui s'y rapporte sont détaillés plus loin dans ce chapitre (section 1.2).

La découverte de la violation de CP a beaucoup contribué à l'élaboration du modèle standard actuel. En particulier, en 1973, seulement quatre saveurs de quarks sont connues, M. Kobayashi et T. Maskawa [8] montrent qu'en rajoutant une famille (au moins) de quarks, le modèle standard s'accommode aisément de la violation de CP. Ils remarquent en effet que dans un modèle à trois familles de quarks, une phase irréductible apparaît dans la matrice de mélange des quarks (matrice CKM) et que celle-ci introduit *naturellement* la violation de CP.

L'existence de ces trois familles est bien sûr maintenant établie, mais la violation de CP reste un sujet motivant de nombreuses recherches. L'intérêt des expérimentateurs pour comprendre les différentes formes de la violation de CP dans le système des kaons neutres ne s'est jamais démenti depuis 1964. Il donne aujourd'hui encore lieu à de nombreuses expériences en cours ou en préparation. Dans d'autres systèmes comme celui des  $B^0$ - $\bar{B}^0$ , nouvellement accessibles à l'expérience, la recherche de l'observation de la violation de CP devrait aboutir prochainement.

### 1.1.4 Théorème CPT

Bien que les symétries C, P et CP s'avèrent inexactes, l'invariance par les transformations C, P et T appliquées dans un ordre quelconque reste un théorème central de toute théorie quantique des champs. La preuve de ce théorème est basée sur des hypothèses très générales comme le principe de localité et de causalité.

L'invariance par CPT implique que les masses et les durées de vie des particules et de leurs anti-particules soient rigoureusement égales. Jusqu'à ce jour, aucune violation de cette symétrie n'a été observée. Dans la suite de cet exposé, le théorème CPT est considéré comme valide en l'absence de spécification contraire.

### 1.1.5 Violation de T

Dans le cadre du théorème CPT, la violation de CP entraîne inévitablement la violation de T dans la même mesure. L'observation directe de cette dernière est effectuée par la collaboration CPLEAR, encore une fois dans le système  $K^0$ - $\bar{K}^0$ . Cette mesure est détaillée dans une discussion de la violation de T présentée dans le chapitre théorique (cf. § 2.5 p. 48).

## 1.2 Le système des kaons neutres

Les années cinquante donnent lieu à la découverte de toute une série de nouvelles particules, dites *étranges*. Produites toujours par paire, elles ont un temps de vie particulièrement long. Ces propriétés spéciales amènent Gell-Mann [9] à formuler un nouveau nombre quantique, l'étrangeté (S). L'étrangeté est conservée dans les interactions forte et électromagnétique ; celles-ci ne peuvent créer que des paires de particules d'étrangeté opposée. Au contraire, l'interaction faible, insensible à l'étrangeté, est responsable de la désintégration de ces particules en particules plus légères d'étrangeté nulle, et leur confère ainsi une relative stabilité.

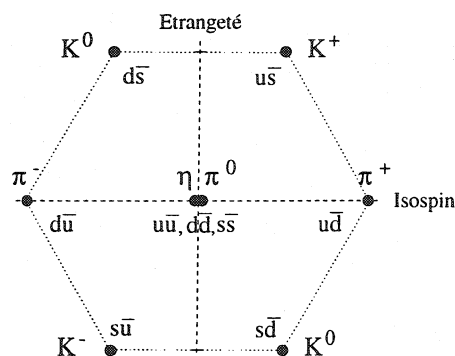


FIG. 1.2 – L'octet de SU(3) des mésons pseudoscalaires avec  $J^P = 0^-$ . La composition en quarks du  $\pi^0$  est  $(u\bar{u} - d\bar{d})/\sqrt{2}$ , celle du  $\eta$   $(u\bar{u} + d\bar{d} - s\bar{s})/\sqrt{3}$ .

Les kaons sont des mésons étranges appartenant à l'octet des mésons pseudo-scalaires ( $J^P = 0^-$ ) dans la classification de Gell-Mann (voir figure 1.2). Celle-ci repose sur la symétrie  $SU(3)_{saveur}$  entre les trois quarks légers  $u$ ,  $d$  et  $s$ . Dans le modèle des quarks, l'étrangeté est contenue dans ce dernier quark qui peut changer de saveur par interaction faible. Le  $K^0$  est décrit comme un état lié quark anti-quark  $d\bar{s}$  et est caractérisé par l'étrangeté  $S=+1$ . Son anti-particule (conjugué par  $C$ ) est le  $\bar{K}^0$ , composé des quarks  $\bar{d}s$  et d'étrangeté  $S=-1$ .

### 1.2.1 Les états propres de l'interaction forte : $K^0-\bar{K}^0$

#### Transformation sous $C$ , $P$ et $T$

Les  $K^0$  et les  $\bar{K}^0$  sont des états propres de l'interaction forte, composés de quarks bien définis. Leurs transformations sous  $C$ ,  $P$  et  $T$  sont données par :

$$P |K^0\rangle = -|K^0\rangle ; \quad P |\bar{K}^0\rangle = -|\bar{K}^0\rangle \quad (1.5a)$$

$$CP |K^0\rangle = e^{i\phi} |\bar{K}^0\rangle ; \quad CP |\bar{K}^0\rangle = e^{-i\phi} |K^0\rangle \quad (1.5b)$$

$$T |K^0\rangle = e^{i\theta} |K^0\rangle ; \quad T |\bar{K}^0\rangle = e^{i\bar{\theta}} |\bar{K}^0\rangle \quad (1.5c)$$

D'autre part, comme les kaons sont des bosons, la connexion spin-statistique impose

$$(CPT)^2 |K^0\rangle = |K^0\rangle \quad (1.6)$$

Les phases arbitraires  $\phi$ ,  $\theta$  et  $\bar{\theta}$  obéissent alors :

$$2\phi = \bar{\theta} - \theta \quad (1.7)$$

Dans la suite nous adopterons la convention  $\phi=0$ , dans laquelle  $\theta = \bar{\theta}$  et  $CP |K^0\rangle = |\bar{K}^0\rangle$ .

#### Production

Les kaons sont généralement produits par interaction forte conjointement avec une autre particule d'étrangeté opposée, par exemple par collision de protons sur une cible nucléaire lors de processus comme :



Ces réactions ont des seuils différents. La production de paires  $K^0-\bar{K}^0$  a un seuil plus élevé que la production d'un  $K^0$  et d'un  $\Lambda^0(uds)$  par exemple. La réaction (1.8d) est favorisée par rapport à celle (1.8e) où l'apparition d'un anti-baryon doit être compensée par la création d'un nouveau baryon. En général, un faisceau de kaons neutres ne contient pas les mêmes proportions de  $K^0$  et de  $\bar{K}^0$ .

**Modes de désintégration accessibles ( $\Delta S = \pm 1$ )**

L'étrangeté est conservée dans l'interaction forte. Les kaons étant les particules étranges les plus légères, ils ne peuvent pas se désintégrer par interaction forte. Ils se désintègrent donc par interaction faible où le changement de saveur est autorisé. Les modes de désintégration accessibles aux kaons neutres peuvent être regroupés en trois catégories :

**1) Les désintégrations non-leptoniques :  $K \rightarrow 2\pi, 3\pi, \dots$**

A l'ordre dominant, elles ne font intervenir que le diagramme en arbre d'échange d'un boson W ( $\bar{s} \rightarrow \bar{d} u u$ ) (voir figure 1.3). Au-delà, ces désintégrations peuvent être décrites avec des diagrammes *pingouins* ou en *boîte*. Les boucles virtuelles de ces diagrammes incluent les quarks *c* et *t*. Leur rôle dans la description de la violation de CP par le modèle standard est discuté plus loin dans ce chapitre.

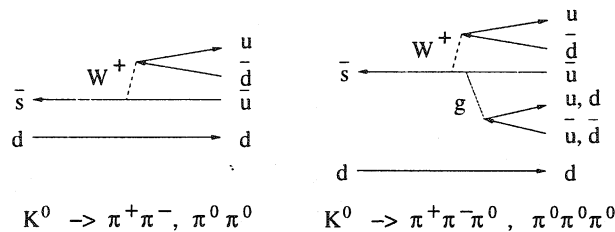


FIG. 1.3 – Diagrammes en arbre décrivant les désintégrations des kaons neutres en deux et trois pions.

**2) Les désintégrations semi-leptoniques :  $K \rightarrow l\nu + hadrons$**

Les diagrammes qui permettent ces réactions au premier ordre sont représentés sur la figure 1.4. Les états finals accessibles aux  $K^0$  et aux  $\bar{K}^0$  sont différents et permettent de déterminer l'étrangeté du kaon qui s'est désintégré :

$$\bar{K}^0 \rightarrow l^+ \nu + hadrons \quad (\Delta S = -1; \Delta Q = -1) \quad (1.9a)$$

$$K^0 \rightarrow l^- \bar{\nu} + hadrons \quad (\Delta S = +1; \Delta Q = +1) \quad (1.9b)$$

C'est l'origine de la règle de sélection :  $\Delta S = \Delta Q$ , où  $\Delta S$  représente le changement d'étrangeté entre l'état initial et final et  $\Delta Q$  désigne la différence entre la charge du kaon qui se désintègre et celle portée par les hadrons dans l'état final.

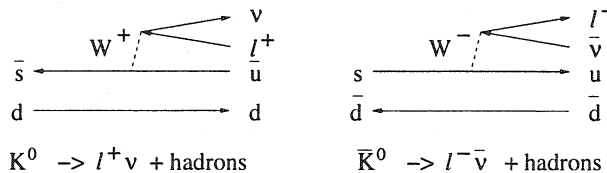


FIG. 1.4 – Les désintégrations semi-leptoniques ( $K \rightarrow l\nu + hadrons$ ) permettent de savoir si la désintégration provient d'un  $K^0$  ou d'un  $\bar{K}^0$ . Un lepton chargé positivement, par exemple, est toujours associé à un  $K^0$ .



3) Les désintégrations leptoniques :  $K \rightarrow l^+ l^-$ .

Ce sont des processus électrofaibles du second ordre puisqu'au premier ordre, les courants neutres avec changement de saveur n'existent pas dans le modèle standard. Ces désintégrations font intervenir des diagrammes comportant des boucles, comme ceux présentés sur la figure 1.5.

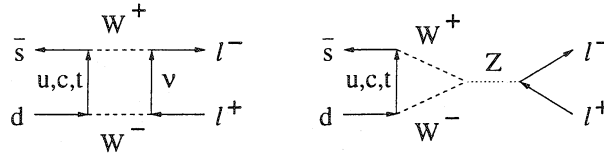


FIG. 1.5 – Diagrammes participant aux désintégrations  $K \rightarrow l^+ l^-$ .

Oscillations  $K^0-\bar{K}^0$  ( $\Delta S = \pm 2$ )

Les  $K^0$  et les  $\bar{K}^0$  se différencient seulement par leur étrangeté et leur isospin. L'interaction faible ne conserve pas ces deux nombres quantiques et autorise ainsi des transitions entre  $K^0$  et  $\bar{K}^0$ . Ces transitions donnent naissance aux oscillations  $K^0-\bar{K}^0$ . Les diagrammes qui les engendrent sont portés sur la figure 1.6.

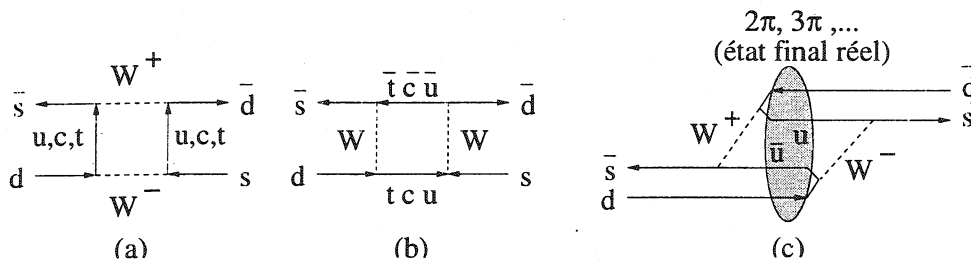


FIG. 1.6 – Diagrammes responsables des oscillations  $K^0-\bar{K}^0$ . Dans (a) et (b), les états intermédiaires sont virtuels (partie dispersive). Au contraire, dans (c) qui décrit la partie absorptive des oscillations, les états intermédiaires sont réels.

1.2.2 Les états propres de propagation :  $K_S-K_L$

Ces oscillations font que les  $K^0$  et les  $\bar{K}^0$  n'ont pas de masse ou de largeur de désintégration définies. Ce ne sont pas les états physiques qui se propagent et se désintègrent. Les états propres de propagation sont décrits par une superposition linéaire de  $K^0$  et  $\bar{K}^0$ .

Equation d'évolution

L'évolution d'un système  $|\psi(t=0)\rangle$  préparé initialement comme une superposition linéaire de  $K^0$  et  $\bar{K}^0$  est donnée par l'équation de Schrödinger :

$$i \frac{d}{dt} |\psi(t)\rangle = H |\psi(t)\rangle \tag{1.10}$$

L'hamiltonien  $H$  est décrit comme la somme  $H_0 + H_W$  où  $H_0$  est l'hamiltonien de l'interaction forte dont le  $K^0$  et le  $\bar{K}^0$  sont états propres et  $H_W$  est l'hamiltonien de l'interaction faible

qui permet aux kaons de se désintégrer. On montre [10] qu'en le développant en puissance de l'interaction faible, l'équation d'évolution peut se réécrire dans la base  $(K^0, \bar{K}^0)$  :

$$i \frac{d}{dt} |K\rangle = (M_{ij} - \frac{i}{2} \Gamma_{ij}) |K\rangle \quad \text{avec } |K\rangle = a(t) |K^0\rangle + b(t) |\bar{K}^0\rangle \quad (1.11)$$

où  $M$  et  $\Gamma$  sont deux matrices 2x2 hermitiennes. Notons que  $\Lambda = M + i\Gamma$  ne l'est pas puisque les kaons se désintègrent.

- La matrice  $M$  est appelée matrice de masse, elle est donnée par :

$$M_{ij} = m_0 \delta_{ij} + \langle i | H_W | j \rangle + \sum_f P \left( \frac{\langle i | H_W | f \rangle \langle f | H_W | j \rangle}{m_0 - E_f} \right), \quad \text{où } f = \text{état possible} \quad (1.12)$$

- Le premier terme est le terme de masse des états propres de l'interaction forte, donc des quarks constituants et de leur énergie de liaison.
- Le deuxième terme rend compte d'un éventuel hamiltonien autorisant des transitions directes  $K_S$ - $K_L$  avec  $\Delta S = \pm 2$ .
- Le troisième terme représente la partie dispersive des transitions  $K^0$ - $\bar{K}^0$  par l'intermédiaire d'un état virtuel  $f$  d'énergie  $E_f$ .

- La matrice de désintégration  $\Gamma$  prend la forme :

$$\Gamma_{ij} = 2\pi \sum_f \langle i | H_W | f \rangle \langle f | H_W | j \rangle \delta(m_0 - E_f), \quad \text{où } f = \text{état final réel} \quad (1.13)$$

Elle participe également aux transitions  $K^0$ - $\bar{K}^0$  en passant par des états réels (partie absorptive).

### Solutions

Les états physiques notés  $K_S$  et  $K_L$  sont ceux qui diagonalisent l'hamiltonien. Leur évolution est donnée par :

$$|K_{L,S}(t)\rangle = e^{-i(m_{L,S} - \frac{i}{2}\gamma_{L,S})t} |K_{L,S}(t=0)\rangle \quad (1.14)$$

où les  $m_{L,S}$ , valeurs propres de la matrice  $M$ , sont les masses des particules  $K_L$  et  $K_S$  et les  $\gamma_{L,S}$  sont leurs taux de désintégration.

Les  $K_L$  et les  $K_S$  ont des masses très voisines et des temps de vie très différents. Expérimentalement, on mesure [11] :

$$\begin{aligned} \tau(K_L) &= (517 \pm 4) \times 10^{-10} \text{ s} \\ \tau(K_S) &= (0,8935 \pm 0,0008) \times 10^{-10} \text{ s} \\ \Delta M &= m_L - m_S = (3,489 \pm 0,008) \times 10^{-12} \text{ MeV}/c^2 \end{aligned} \quad (1.15)$$

Lorsque par la suite il est fait référence à la masse des kaons neutres, on considèrera une masse moyenne mesurée comme :

$$M_K = (497,672 \pm 0,031) \text{ MeV}/c^2 \quad (1.16)$$

Etat final	$K_S$	$K_L$
$\pi^+ \pi^-$	$(68,61 \pm 0,28) \times 10^{-2}$	$(2,067 \pm 0,035) \times 10^{-3}$
$\pi^0 \pi^0$	$(31,39 \pm 0,28) \times 10^{-2}$	$(9,36 \pm 0,20) \times 10^{-3}$
$\pi^+ \pi^- \pi^0$	$(3,4_{-0,9}^{+1,1}) \times 10^{-7}$	$(12,56 \pm 0,20) \times 10^{-2}$
$\pi^0 \pi^0 \pi^0$	$< 3,7 \times 10^{-5}$	$(21,12 \pm 0,27) \times 10^{-2}$
$\pi e \nu (K_{e3})$	$(6,7 \pm 0,07) \times 10^{-4}$	$(38,78 \pm 0,27) \times 10^{-2}$
$\pi \mu \nu (K_{\mu 3})$	$(4,69 \pm 0,06)$	$(27,17 \pm 0,25) \times 10^{-2}$
$\pi^+ \pi^- \gamma$	$(1,78 \pm 0,05) \times 10^{-3}$	$(4,61 \pm 0,14) \times 10^{-5}$

TAB. 1.1 – Rapports d'embranchement pour les  $K_L$  et les  $K_S$  [11].

A titre indicatif, les rapports d'embranchement mesurés pour quelques canaux de désintégration des  $K_S$  et des  $K_L$  sont reportés dans le tableau 1.1.

L'énorme différence de temps de vie, les masses presque identiques et les modes de désintégration très différents entre le  $K_L$  et le  $K_S$  se comprennent aisément en analysant le système  $K^0-\bar{K}^0$  sous l'angle de la symétrie CP. C'est le point abordé dans la section suivante.

### 1.2.3 La violation de CP

Les matrices  $M$  et  $\Gamma$  sont hermitiennes. Il s'ensuit que :

$$\begin{aligned} M_{21} &= M_{12}^*, \quad \Gamma_{21} = \Gamma_{12}^* \\ M_{12}, M_{22}, \Gamma_{21} \text{ et } \Gamma_{22} &\text{ sont réels} \end{aligned} \quad (1.17)$$

Les différents termes de ces matrices peuvent être contraints davantage en imposant certaines symétries comme les symétries discrètes discutées précédemment.

#### Contraintes par CP, T et CPT

Si la symétrie T est respectée,  $[H_W, T] = 0$  et

$$\langle K^0 | H_W | \bar{K}^0 \rangle = \langle K^0 | (T^{-1} T) H_W (T^{-1} T) | \bar{K}^0 \rangle = \langle \bar{K}^0 | H_W | K^0 \rangle \quad (1.18)$$

Les matrices  $M$  et  $\Gamma$  vérifient alors :

$$T : \quad M_{12} = M_{21}, \quad \Gamma_{12} = \Gamma_{21} \quad (1.19)$$

De même, les symétries CP et CPT imposent :

$$CP : \quad \begin{aligned} M_{12} &= M_{21}, & \Gamma_{12} &= \Gamma_{21} \\ M_{11} &= M_{22}, & \Gamma_{11} &= \Gamma_{22} \end{aligned} \quad (1.20)$$

$$CPT : \quad M_{11} = M_{22}, \quad \Gamma_{11} = \Gamma_{22} \quad (1.21)$$

Les relations (1.19) à (1.21) montrent que la violation de CP s'accompagne de la violation soit de T, soit de CPT soit des deux simultanément. Remarquons d'autre part que la conservation de CP implique automatiquement la conservation de T et de CPT.

### Etats propres de CP

Dans la base  $(K^0, \bar{K}^0)$ , les états propres de propagation  $K_S$  et  $K_L$  — solutions de l'équation (1.11) — s'écrivent, dans l'hypothèse où CPT est conservé :

$$\begin{aligned} |K_L\rangle &= \frac{1}{\sqrt{1+|\alpha|^2}} (|K^0\rangle - \alpha|\bar{K}^0\rangle) \\ |K_S\rangle &= \frac{1}{\sqrt{1+|\alpha|^2}} (|K^0\rangle + \alpha|\bar{K}^0\rangle) \end{aligned} \quad \text{avec } \alpha = \sqrt{\frac{M_{21} - \frac{i}{2}\Gamma_{21}}{M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12}}} \quad (1.22)$$

L'équation (1.20) montre immédiatement que l'invariance par CP impose  $\alpha = 1$ . Les états  $K_S$  et  $K_L$  s'identifient alors aux états propres de CP,  $K_1$  et  $K_2$  :

$$|K_1\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|K^0\rangle + |\bar{K}^0\rangle) \quad \text{pour lequel} \quad \text{CP } |K_1\rangle = +|K_1\rangle \quad (1.23a)$$

$$|K_2\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|K^0\rangle - |\bar{K}^0\rangle) \quad \text{pour lequel} \quad \text{CP } |K_2\rangle = -|K_2\rangle \quad (1.23b)$$

Jusqu'à la découverte de la violation de CP, les états  $K_1$  et  $K_2$  étaient considérés comme les états physiques du système des kaons neutres. Dans ce cadre, seuls les modes dont l'état final est état propre de CP avec  $\text{CP}=+1$  sont accessibles au  $K_1$ . De même, le  $K_2$  se désintègre uniquement vers des états de valeur propre de  $\text{CP}=-1$ .

Les valeurs propres sous CP des états finals en 2 et 3 pions sont données dans le tableau 1.2. Elles dépendent des moments angulaires du système. Le moment angulaire total est nul puisque le kaon a un spin zéro, ce qui limite le nombre d'états accessibles. Dans le tableau 1.2,  $l$  désigne le moment angulaire d'une paire de particules et  $L$  le moment angulaire de la particule restante par rapport à cette paire.

Etat final $ f\rangle$	$C f\rangle$	$P f\rangle$	Spin = 0	CP	Accessible à
$ \pi^+\pi^-\rangle$	$(-1)^l  \pi^+\pi^-\rangle$	$(-1)^2 (-1)^l  \pi^+\pi^-\rangle$	$l = 0$	+	$K_1$
$ \pi^0\pi^0\rangle$	$ \pi^0\pi^0\rangle$	$(-1)^2 (-1)^l  \pi^0\pi^0\rangle$	$l = 0$	+	$K_1$
$ \pi^+\pi^-\pi^0\rangle$	$(-1)^l  \pi^+\pi^-\pi^0\rangle$	$(-1)^3 (-1)^{L+l}  \pi^+\pi^-\pi^0\rangle$	$L = l$	$(-1)^{l+1}$	$K_1 / K_2$
$ \pi^0\pi^0\pi^0\rangle$	$ \pi^0\pi^0\pi^0\rangle$	$(-1)^3 (-1)^{L+l}  \pi^0\pi^0\pi^0\rangle$	$L = l$	-	$K_2$

TAB. 1.2 – Comportement sous C et P des états finals en 2 et 3 pions.

Le mode de désintégration en 2 pions est accessible seulement au  $K_1$ . Le  $K_2$  se désintègre essentiellement en trois corps. Les espaces de phase offerts aux désintégrations des  $K_1$  et des  $K_2$  sont très différents, ce qui explique la différence de leur durée de vie.

### Historique

En 1964, Christenson et al. [7] observent dans un faisceau de  $K_2$ , ou plutôt de kaons neutres à longue durée de vie, des désintégrations en deux pions : c'est la première observation de la violation de CP. Les états propres de propagation apparaissent donc distincts des états propres de CP :

$$|K_L\rangle = \frac{1}{\sqrt{1+\epsilon_K^2}} (|K_2\rangle + \epsilon_K |K_1\rangle) \quad (1.24a)$$

$$|K_S\rangle = \frac{1}{\sqrt{1+\epsilon_K^2}} (|K_1\rangle + \epsilon_K |K_2\rangle) \quad (1.24b)$$

Ainsi le  $K_L$  contient une petite composante  $K_1$  qui rend compte de ses désintégrations en deux pions. Christenson et al. mesurent [7] :

$$|\epsilon_K| \simeq 2,3 \times 10^{-3} \quad (1.25)$$

Remarque : Dans le formalisme développé aux paragraphes précédents,  $\epsilon_K$  est donné par :

$$\alpha = \frac{1 - \epsilon_K}{1 + \epsilon_K}, \quad (1.26)$$

et la condition d'invariance par CP,  $\alpha = 1$ , implique bien  $\epsilon_K = 0$ .

### Paramètres de la violation de CP dans les désintégrations en deux pions

Les désintégrations du  $K_L$  en deux pions chargés ou neutres manifestent la violation de CP. L'ampleur de cette violation est paramétrée par les rapports d'amplitude :

$$\eta_{+-} = \frac{A(K_L \rightarrow \pi^+ \pi^-)}{A(K_S \rightarrow \pi^+ \pi^-)} \quad \text{et} \quad \eta_{00} = \frac{A(K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0)}{A(K_S \rightarrow \pi^0 \pi^0)} \quad (1.27)$$

Les mesures de ces paramètres donnent [11] pour leur module et leur phase :

$$\begin{aligned} |\eta_{+-}| &= (2,285 \pm 0,019) \times 10^{-3}, \quad \phi_{+-} = 43,5^\circ \pm 0,6^\circ \\ |\eta_{00}| &= (2,275 \pm 0,019) \times 10^{-3}, \quad \phi_{00} = 43,4^\circ \pm 1,0^\circ \end{aligned} \quad (1.28)$$

Deux types de violation de CP sont distingués :

#### 1) Violation dans le mélange $K_1$ - $K_2$

Récrivons les rapports d'amplitude de l'équation (1.27) sous la forme :

$$\eta_{ij} = \frac{A(K_2 \rightarrow \pi^i \pi^j) + \epsilon_K A(K_1 \rightarrow \pi^i \pi^j)}{A(K_1 \rightarrow \pi^i \pi^j) + \epsilon_K A(K_2 \rightarrow \pi^i \pi^j)}, \quad ij = +-, 00 \quad (1.29)$$

Si l'on suppose que les désintégrations d'un  $K_2$  ( $CP=-1$ ) vers un état final en deux pions (donc pair sous CP) est impossible alors  $A(K_2 \rightarrow \pi\pi)$  est nul, et l'équation (1.29) induit :

$$\eta_{+-} = \eta_{00} = \epsilon_K \quad (1.30)$$

La violation de CP est alors entièrement décrite par  $\epsilon_K$  qui paramétrise le mélange  $K_1$ - $K_2$  dans les états de propagations. Il caractérise la différence des amplitudes  $\langle K^0 | H_W | K^0 \rangle$  et  $\langle K^0 | H_W | \bar{K}^0 \rangle$ .

#### 2) Violation directe

La violation de CP peut aussi provenir de la désintégration  $K_2 \rightarrow \pi\pi$ . Dans ce cas, elle intervient dans le processus de désintégration du kaon et non dans l'évolution quantique du système  $K^0$ - $\bar{K}^0$ . Ce type de violation de CP est possible dans le modèle standard grâce aux diagrammes *pingouins* (voir figure 1.7).

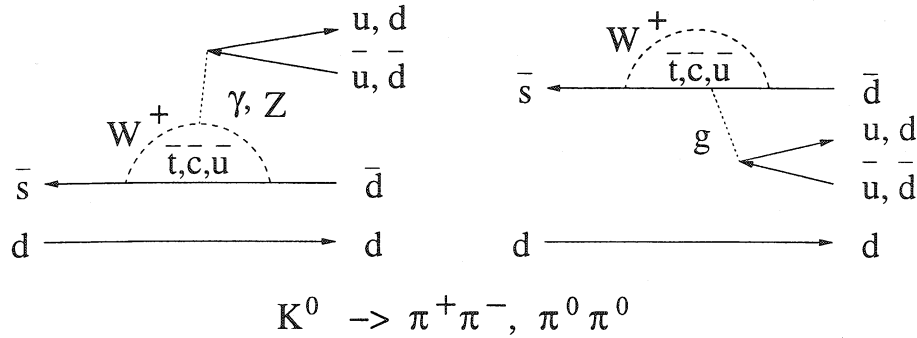


FIG. 1.7 – Diagrammes pingouins autorisant la violation directe de CP.

Pour que  $A(K_2 \rightarrow \pi\pi)$  soit non nul, il faut, d'après les équations (1.23), des amplitudes différentes pour  $K^0 \rightarrow \pi\pi$  et  $\bar{K}^0 \rightarrow \pi\pi$ . Cette différence d'amplitude peut apparaître lorsqu'on décompose l'état final ( $\pi\pi$ ) sur ses états d'isospin. L'état final satisfait la statistique de Bose-Einstein et seuls les états d'isospin  $I=0$  et  $I=2$  lui sont accessibles. La décomposition des états  $\pi^+\pi^-$  et  $\pi^0\pi^0$  sur leurs états d'isospin s'écrit à l'aide des coefficients de Clebsch-Gordan :

$$|\pi^+\pi^-\rangle = \sqrt{\frac{2}{3}}|\pi^+\pi^-(I=0)\rangle + \sqrt{\frac{1}{3}}|\pi^+\pi^-(I=2)\rangle \quad (1.31a)$$

$$|\pi^0\pi^0\rangle = -\sqrt{\frac{1}{3}}|\pi^0\pi^0(I=0)\rangle + \sqrt{\frac{2}{3}}|\pi^0\pi^0(I=2)\rangle \quad (1.31b)$$

Les amplitudes de désintégration des  $K^0$  vers un état final ( $\pi\pi$ ) d'isospin  $I$  défini, sont notées :

$$A(K^0 \rightarrow \pi\pi(I)) = A_I e^{i\delta_I} \quad (1.32a)$$

$$A(\bar{K}^0 \rightarrow \pi\pi(I)) = \bar{A}_I e^{i\delta_I} = A_I^* e^{i\delta_I} \quad (1.32b)$$

L'égalité  $\bar{A}_I = A_I^*$  est une conséquence de la conservation de CPT. Les phases  $e^{i\delta_I}$  proviennent des diffusions pion-pion dans l'état final. Cette phase, dite forte, est identique pour les  $K^0$  et les  $\bar{K}^0$ .

Recalculés en fonction des amplitudes définies par les équations (1.32), les paramètres  $\eta_{+-}$  et  $\eta_{00}$  définis en (1.29) deviennent, en utilisant les équations (1.23) et (1.31) :

$$\eta_{+-} \simeq \varepsilon + \varepsilon' \quad \text{et} \quad \eta_{00} \simeq \varepsilon - 2\varepsilon' \quad (1.33)$$

où  $\varepsilon$  et  $\varepsilon'$  sont définis par :

$$\begin{aligned} \varepsilon &= \epsilon_K + i \frac{ImA_0}{ReA_0} \\ \varepsilon' &= \frac{ie^{i(\delta_2 - \delta_0)}}{\sqrt{2}} \left( \frac{ReA_2}{ReA_0} \right) \left( \frac{ImA_2}{ReA_2} - \frac{ImA_0}{ReA_0} \right) \end{aligned} \quad (1.34)$$

Les quantités  $ImA_0$ ,  $ImA_2$  et  $Im\epsilon_K$  dépendent d'un choix de phase arbitraire,  $\epsilon_K$  n'est donc pas directement observable. Le paramètre  $\varepsilon'$  caractérise la violation directe de CP et introduit une différence entre les paramètres  $\eta_{+-}$  et  $\eta_{00}$ . Le rapport  $ReA_2/ReA_0$  qui intervient dans l'expression de  $\varepsilon'$  est petit (il vaut environ 0,045). Ce résultat est à la base de la règle de sélection  $\Delta I = 1/2$  qui favorise les désintégrations des kaons ( $|I| = 1/2$ ) vers des états d'isospin 0 plutôt que vers des états d'isospin 2.

Comme le laissent présager les valeurs expérimentales très proches de  $\eta_{+-}$  et  $\eta_{00}$ , le degré de violation directe est faible. Il peut être estimé plus précisément en mesurant directement le rapport :

$$\frac{\Gamma(K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0)}{\Gamma(K_S \rightarrow \pi^0 \pi^0)} / \frac{\Gamma(K_L \rightarrow \pi^+ \pi^-)}{\Gamma(K_S \rightarrow \pi^+ \pi^-)} = \frac{|\eta_{+-}|^2}{\eta_{00}} \simeq 1 - 6 \operatorname{Re}\left(\frac{\varepsilon'}{\varepsilon}\right) \quad (1.35)$$

Le but de l'expérience NA48 est de mesurer  $\operatorname{Re}(\varepsilon'/\varepsilon)$  avec une précision d'environ  $2 \times 10^{-4}$ . Les principaux résultats expérimentaux sur  $\operatorname{Re}(\varepsilon'/\varepsilon)$  sont reportés dans le tableau 1.3. Ils permettent désormais d'affirmer l'existence de la violation directe de CP.

Expérience	$\operatorname{Re}(\varepsilon'/\varepsilon)(\times 10^{-4})$
NA31 [12]	$23,0 \pm 6,5$
E731 [13]	$7,4 \pm 5,9$
KTeV <sup>[i]</sup> [14]	$28,0 \pm 4,1$
NA48 <sup>[j]</sup> [15]	$18,5 \pm 7,3$
NA48 <sup>[k]</sup> [16]	$12,2 \pm 4,9$
Moyenne <sup>[l]</sup>	$21 \pm 5$

TAB. 1.3 – Principaux résultats expérimentaux sur  $\operatorname{Re}(\varepsilon'/\varepsilon)$ . [i] : Mesure basée sur environ un quart de la statistique attendue. [j] : Mesure basée sur environ 10% de la statistique attendue (données prises en 1997). [k] : Mesure préliminaire basée sur la statistique accumulée en 1998, soit environ 30% de la statistique attendue. [l] : Moyenne effectuée par le PDG(2000) avec les quatre résultats publiés présents dans le tableau.

### La violation de CP dans les désintégrations semi-leptoniques

L'invariance par CP implique que les désintégrations  $K_L \rightarrow l^+ \pi^- \nu$  et  $K_L \rightarrow l^- \pi^+ \bar{\nu}$  sont équivalentes. Une déviation de cette loi est une manifestation de la violation de CP. Elle est paramétrée par l'asymétrie :

$$\delta = \frac{\Gamma(K_L \rightarrow l^+ \pi^- \nu) - \Gamma(K_L \rightarrow l^- \pi^+ \bar{\nu})}{\Gamma(K_L \rightarrow l^+ \pi^- \nu) + \Gamma(K_L \rightarrow l^- \pi^+ \bar{\nu})} \quad (1.36)$$

En supposant la conservation de CP dans les amplitudes de désintégration semi-leptonique

$$|\langle l^+ \pi^- \nu | H_W | K^0 \rangle| = |\langle l^- \pi^+ \bar{\nu} | H_W | \bar{K}^0 \rangle| \quad (1.37)$$

et la validité de la règle  $\Delta S = \Delta Q$ , il vient alors :

$$\delta \simeq 2 \operatorname{Re}(\varepsilon) \quad (1.38)$$

La mesure de ce paramètre donne [11] :  $\delta = (3,27 \pm 0,12) \times 10^{-3}$ . Cette observation met donc en évidence la violation de CP.

## La violation de CP dans des phénomènes d'interférence

### Interférence $K_S - K_L$

Le mélange des états  $K^0 - \bar{K}^0$  donne lieu à des phénomènes d'interférence indépendamment de toute hypothèse sur la violation de CP. Soit un système  $|\psi(t=0)\rangle$  composé d'une superposition de  $K_L$  et de  $K_S$  :

$$|\psi(t=0)\rangle = C_S|K_S\rangle + C_L|K_L\rangle \quad (1.39)$$

A un instant ultérieur  $t$ , d'après les équations d'évolution (1.14), le système est dans un état :

$$|\psi(t)\rangle = C_S e^{-im_S t} e^{-\gamma_S t/2} |K_S\rangle + C_L e^{-im_L t} e^{-\gamma_L t/2} |K_L\rangle \quad (1.40)$$

L'amplitude de désintégration de cet état dans un mode  $f$  est :

$$A_f(t) = C_S A_{Sf} e^{-im_S t} e^{-\gamma_S t/2} + C_L A_{Lf} e^{-im_L t} e^{-\gamma_L t/2} \quad (1.41)$$

Le taux de désintégration  $R_f(t)$  dans le mode  $f$ , c.à.d la probabilité de production de  $f$  à l'instant  $t$ , étant parti initialement de  $|\psi(t=0)\rangle$ , est donné donc par :

$$R_f(t) = |C_S A_{Sf}|^2 \left[ e^{-\gamma_S t} + \left| \frac{C_L}{C_S} \right|^2 |\eta_f|^2 e^{-\gamma_L t} + 2 \frac{C_L}{C_S} |\eta_f| \cos(\Delta m t - \phi_f) e^{-(\gamma_S + \gamma_L)t/2} \right] \quad (1.42)$$

où  $\Delta m = m_L - m_S$  et  $\eta_f = A_{Lf}/A_{Sf} = |\eta_f| e^{i\phi_f}$ .

Le dernier terme dans la somme entre crochets est le terme d'interférence.

### Manifestation de la violation de CP

Si le mode de désintégration  $f$  est auto-conjugué, c.à.d. si  $CP|f\rangle = |f\rangle$ , alors l'observation d'un tel effet d'interférence est une preuve de la violation de CP.

Considérons pour illustrer ce théorème les états initiaux  $|K^0\rangle$  et  $|\bar{K}^0\rangle$ . D'après les équations (1.22), ils s'écrivent en fonction des états  $K_L$  et  $K_S$  comme :

$$|K^0\rangle = \frac{\sqrt{1+|\alpha|^2}}{2} (|K_S\rangle + |K_L\rangle) \quad \text{et} \quad |\bar{K}^0\rangle = \frac{\sqrt{1+|\alpha|^2}}{2\alpha} (|K_S\rangle - |K_L\rangle) \quad (1.43)$$

A l'instant  $t=0$ ,  $|\psi(t=0)\rangle$  est donc caractérisé par :

$$|\psi(t=0)\rangle = |K^0\rangle \quad \Rightarrow \quad C_S = C_L = \frac{\sqrt{1+|\alpha|^2}}{2} \quad (1.44a)$$

$$|\psi(t=0)\rangle = |\bar{K}^0\rangle \quad \Rightarrow \quad C_S = -C_L = \frac{\sqrt{1+|\alpha|^2}}{2\alpha} \quad (1.44b)$$

Les taux de désintégration  $R_f^0(t)$  et  $\bar{R}_f^0(t)$  vers un état  $f$  de ces deux systèmes sont donc d'après (1.42) :

$$R_f^0(t) = \frac{1+|\alpha|^2}{4} |A_{Sf}|^2 \left[ e^{-\gamma_S t} + |\eta_f|^2 e^{-\gamma_L t} + 2|\eta_f| \cos(\Delta m t - \phi_f) e^{-(\gamma_S + \gamma_L)t/2} \right] \quad (1.45a)$$

$$\bar{R}_f^0(t) = \frac{1+|\alpha|^2}{4|\alpha|^2} |A_{Sf}|^2 \left[ e^{-\gamma_S t} + |\eta_f|^2 e^{-\gamma_L t} - 2|\eta_f| \cos(\Delta m t - \phi_f) e^{-(\gamma_S + \gamma_L)t/2} \right] \quad (1.45b)$$



Puisque  $f$  est auto-conjugué, l'invariance par CP implique :  $\langle f|T|K^0\rangle = \langle f|T|\overline{K}^0\rangle$  et donc  $R_f^0(t) = \overline{R}_f^0(t)$ . Indépendamment du modèle considéré, ceci n'est possible que si le terme d'interférence est nul — celui-ci intervenant avec des signes opposés dans les équations (1.45a) et (1.45b). Dans le formalisme utilisé, l'égalité des taux de désintégration impose la condition d'invariance par CP ( $\alpha = 1$ ), vue aux paragraphes précédents.

Lors de la première observation, en 1964, de la désintégration  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^-$ , quelques théoriciens ont noté que l'interprétation proposée, en terme de mélange  $K_1$ - $K_2$ , n'était qu'un modèle possible et ne permettait pas d'exclure d'autres hypothèses conservant CP, comme par exemple, l'existence d'une autre particule, de même masse que le  $K^0$  et qui aurait la propriété de se désintégrer en deux pions. L'observation du terme d'interférence dans les désintégrations en deux pions chargés, l'année suivante [17] a établi de façon non ambiguë la violation de CP.

De façon générale, l'observation d'un effet d'interférence entre deux composantes aux comportements opposés sous CP est un moyen privilégié d'observer la violation de CP. Un tel effet apparaît notamment dans la désintégration  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-$  abordée au chapitre suivant.

tel-00360052, version 1 - 28 May 2009

## Chapitre 2

# Modélisations des désintégrations

## $K_{L,S} \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-$

La désintégration  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-$  est souvent abordée comme une désintégration  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$  où le photon est virtuel et subit une conversion interne. Les principales caractéristiques des modes  $K_{L,S} \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$  sont donc présentées dans la première section de ce chapitre.

Celles-ci sont ensuite adaptées à la désintégration  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-$ . Les récents développements théoriques du mode  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-$  suivent deux approches radicalement différentes.

La première, dite phénoménologique, incorpore toute la physique connue des désintégrations radiatives des kaons. C'est la méthode adoptée par L.M. Sehgal et M. Wanninger [1] en 1992 et poursuivie par P. Heiliger et L.M. Sehgal [2] en 1993. Ces auteurs prédisent le rapport d'embranchement du mode  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-$  et la valeur d'une large asymétrie qui est une manifestation de la violation de CP. Leurs travaux sont résumés dans la deuxième section.

La deuxième approche est une analyse systématique du mode  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-$  dans le cadre de la théorie chirale développée perturbativement. Elle fait l'objet des travaux de J.K. Elwood, M.B. Wise et M.J. Savage, publiés en 1995 [18]. Ceux-ci sont complétés l'année suivante par les mêmes auteurs accompagnés de J.W. Walden [19]. Le calcul du taux de désintégration est effectué à l'ordre dominant du développement perturbatif de la théorie chirale. La plupart des paramètres du modèle sont contraints à l'aide de mesures indépendantes, sauf un à déterminer expérimentalement. Le taux de désintégration est donné en fonction de ce paramètre. L'asymétrie est calculée, en fonction du taux de désintégration, en poussant le développement perturbatif à l'ordre sous-dominant. Un résumé de cette analyse est présenté dans la section trois.

Les principales caractéristiques de la désintégration  $K_S \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-$  sont déduites de ces travaux dans la quatrième section.

Enfin, la possibilité d'observer la violation de T dans le mode  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-$  est discutée dans la section cinq.

## 2.1 Les désintégrations $K_{L,S} \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$

La découverte de la violation de CP en 1964 dans les désintégrations de  $K^0$  en deux pions a motivé de nombreux travaux visant à élargir le champ d'observation de cette violation. Ses effets dans les désintégrations radiatives des kaons et dans les modes  $K_{L,S} \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$  en particulier ont été abondamment discutés ([20, 21] par exemple).

Dans cette section introductive, les principaux composants de la désintégration du  $K^0$  en  $\pi^+ \pi^- \gamma$  sont présentés ainsi que les possibilités d'observation de la violation de CP.

### 2.1.1 Forme générale de l'élément de matrice

Adoptons les notations suivantes pour libeller les quadri-impulsions des particules impliquées dans ces désintégrations :

$$K_{L,S}(\mathcal{P}) \rightarrow \pi^+(p^+) \pi^-(p^-) \gamma(k) \quad (2.1)$$

et désignons par  $\epsilon$  le quadri-vecteur polarisation du photon.

Les coefficients cinématiques qui entrent dans l'écriture de l'amplitude de désintégration de ces modes peuvent être regroupés en trois classes [22] :

$$\left( \frac{p_{+\mu}}{(p_+ \cdot k)} - \frac{p_{-\mu}}{(p_- \cdot k)} \right) \epsilon^\mu \quad (2.2a)$$

$$\varepsilon_{\mu\nu\rho\sigma} \epsilon^\mu k^\nu p_-^\rho p_+^\sigma \quad (2.2b)$$

$$((p_- \cdot k) p_{+\mu} - (p_+ \cdot k) p_{-\mu}) \epsilon^\mu \quad (2.2c)$$

où  $\varepsilon_{\mu\nu\rho\sigma}$  est le tenseur complètement anti-symétrique.

L'amplitude totale de la désintégration est de façon générale décrite par la somme de ces trois termes multipliés par des fonctions scalaires. La forme (2.2b) correspond à une transition de type magnétique, et les deux autres (2.2a, 2.2c) sont de type électrique. Au facteur  $(p_+ \cdot k) \times (p_- \cdot k)$  près, ces deux dernières sont équivalentes. L'expression (2.2a) exhibe la forme caractéristique du bremsstrahlung interne (IB), où, suite à une désintégration  $K_{L,S} \rightarrow \pi^+ \pi^-$ , un des pions émet un photon. On distingue conventionnellement cette contribution de celle provenant de l'émission directe (DE) du photon à partir du vertex primaire (2.2b) et (2.2c) (voir figure 2.1).

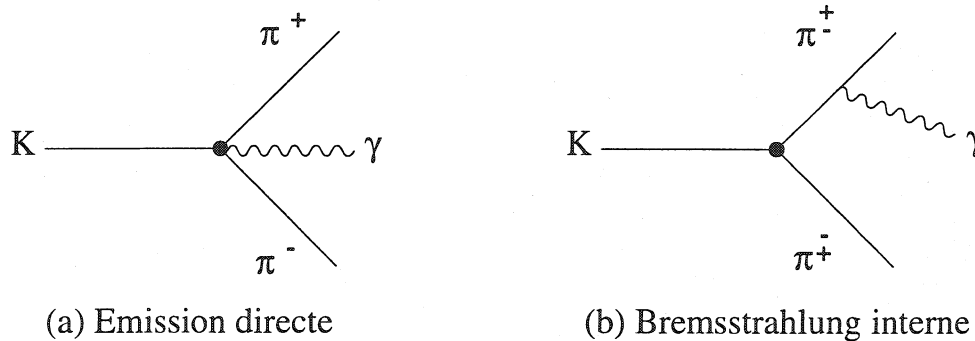


FIG. 2.1 – Diagrammes contribuant au processus  $K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$ .

### Développement multipolaire des termes d'émission directe

Soient  $\mathcal{M}_M$  et  $\mathcal{M}_E$ , les amplitudes des transitions magnétique et électrique de l'émission directe. D'après l'équation (2.2), celles-ci s'écrivent :

$$\mathcal{M}_M = G_M \varepsilon_{\mu\nu\rho\sigma} \epsilon^\mu k^\nu p_-^\rho p_+^\sigma \quad (2.3a)$$

$$\mathcal{M}_E = G_E \left( (p_- \cdot k) p_{+\mu} - (p_+ \cdot k) p_{-\mu} \right) \epsilon^\mu \quad (2.3b)$$

Les facteurs de forme  $G_M$  et  $G_E$  sont des fonctions scalaires dépendant des invariants de Lorentz :  $s_\pi = (p_+ + p_-)^2$  et  $q \cdot k$  où  $q$  désigne la différence des quadri-impulsions des pions ( $q = p_+ - p_-$ ). Le développement de ces coefficients en puissance de  $q \cdot k$  donne :

$$G_M(s_\pi, q \cdot k) = G_{M1}(s_\pi) + \frac{i q \cdot k}{M_K^2} G_{M2}(s_\pi) + \dots \quad (2.4a)$$

$$\text{et } G_E(s_\pi, q \cdot k) = G_{E1}(s_\pi) + \frac{i q \cdot k}{M_K^2} G_{E2}(s_\pi) + \dots, \quad (2.4b)$$

et conduit à des séries de multipôles dont l'ordre  $J$  correspond au moment orbital relatif des deux pions. Leur comportement sous les transformations C et P est donné dans le tableau suivant :

Multipôle	P	C	CP
$MJ$	-1	$-(-1)^J$	$(-1)^J$
$EJ$	+1	$-(-1)^J$	$-(-1)^J$

### Caractéristiques du bremsstrahlung interne (IB)

Similairement aux modes  $K_{L,S} \rightarrow \pi^+\pi^-$ , les deux pions sont produits dans l'onde s ( $J = 0$ ) comme l'impose la conservation du moment angulaire. L'état final est caractérisé par :

	P	C	CP
IB	+1	+1	+1

Notons que cette composante est une somme de multipôles électriques impairs. L'émission directe de type électrique (éq. (2.3b)) qui représente la forme la plus générale qui soit, doit être comprise comme la différence entre la contribution électrique totale et celle due au bremsstrahlung.

### 2.1.2 La désintégration $K_S \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$

Le  $K_S$  est essentiellement composé de l'état pair sous CP, le  $K_1$  (cf. éq. (1.24) p. 20). Le processus de bremsstrahlung interne produit un état final également pair sous CP. Cette contribution conserve donc CP et domine largement le mode  $K_S \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$ . L'observation expérimentale de la désintégration  $K_S \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$  permet d'établir que le terme d'émission directe est négligeable, le spectre en énergie du photon étant correctement décrit par la forme en  $1/k$  caractéristique du bremsstrahlung. Une limite supérieure à la contribution relative de l'émission directe est ainsi fixée à 6% avec 90% de degré de confiance [23]. La mesure du rapport d'embranchement [24] donne<sup>1</sup> :

$$\text{BR}(K_S \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma) = (4,87 \pm 0,11) \times 10^{-3} \text{ avec } E_\gamma^* > 20\text{MeV} \quad (2.5)$$

où  $E_\gamma^*$  est l'énergie du photon dans le centre de masse du kaon.

<sup>1</sup>Le taux de bremsstrahlung diverge quand l'énergie  $E_\gamma^*$  du photon tend vers zéro, la mesure du rapport d'embranchement nécessite donc une coupure sur  $E_\gamma^*$ .

### 2.1.3 La désintégration $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$

Le bremsstrahlung interne ne contribue à cette réaction qu'à travers la petite composante  $K_1$  du  $K_L$ . A l'instar du mode  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^-$ , sa contribution au taux de désintégration est donc affectée du facteur  $\eta_{+-}$ . L'émission directe devient du même ordre de grandeur que le bremsstrahlung et peut être étudiée dans les désintégrations de  $K_L$ .

A l'ordre le plus bas, où l'on ne conserve que les termes dipolaires, la transition dipolaire électrique est également supprimée par la conservation de CP (E1 est pair sous CP). L'émission directe est alors dominée par une transition de type dipolaire magnétique. Son amplitude relative à celle du bremsstrahlung est déterminée expérimentalement.

En 1980, A.S Carroll et al. [25] confirment expérimentalement la prééminence du bremsstrahlung et de l'émission directe dipolaire magnétique et mesurent leurs taux de désintégration respectifs. Néanmoins, leurs mesures mettent aussi en évidence que dans l'émission directe, le couplage du photon présente une importante dépendance en énergie. Qualitativement, leurs données sont mieux décrites par un modèle où l'amplitude de l'émission directe est modifiée par un facteur de forme comportant un terme proportionnel au propagateur du méson  $\rho$ .

Cette idée est reprise par Y.C.R Lin et G. Valencia [22] dans leur calcul théorique du mode  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$ . Ils extraient le facteur de forme électromagnétique impliqué dans l'émission directe en utilisant un modèle où les couplages du photon sont dominés par les mésons vecteurs (voir figure 2.2). Avec cette formulation, le facteur de forme  $F$  s'écrit de la façon suivante :

$$F = \frac{a_1}{(M_\rho^2 - M_K^2) + 2M_K E_\gamma^*} + a_2 \quad (2.6)$$

où  $E_\gamma^*$  est l'énergie du photon dans le centre de masse du système. Les constantes  $M_K$  et  $M_\rho$  sont les masses des mésons neutres  $K$  et  $\rho$ . Les paramètres  $a_1$  et  $a_2$  dépendent en particulier de l'angle de mélange  $\theta_{\eta-\eta'}$  des membres  $\eta$  et  $\eta'$  du nonet de  $SU(3)$ .

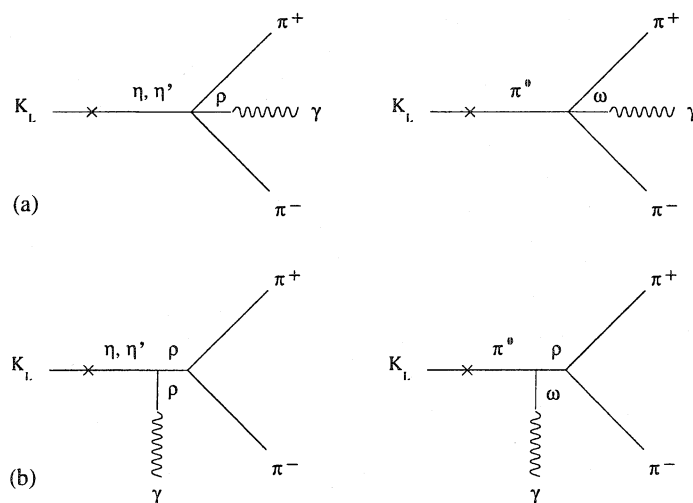


FIG. 2.2 – Contributions de type méson-vecteur à l'émission directe. (a) : termes de contact ; (b) terme faisant apparaître le propagateur du méson  $\rho$ .

En 1993, E.J. Ramberg *et al.* [24] observent également la dépendance en énergie du couplage du photon dans l'émission directe (voir figure 2.3) et mesurent le rapport des amplitudes de l'émission directe (DE) et du bremsstrahlung (IB), et les paramètres du facteur de forme :

$$\frac{A(DE)}{A(IB)} = 0,685 \pm 0,041 \quad \text{avec } E_\gamma^* > 20\text{MeV} \quad (2.7a)$$

$$\frac{a_1}{a_2} = -1,8 \pm 0,2 (\text{GeV})^2 \quad (2.7b)$$

Leurs mesures des taux de désintégration des deux composantes donnent :

$$\text{BR}^{(IB)}(K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma) = (1,49 \pm 0,08) \times 10^{-5} \quad \text{avec } E_\gamma^* > 20\text{MeV} \quad (2.8a)$$

$$\text{BR}^{(DE)}(K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma) = (3,19 \pm 0,16) \times 10^{-5} \quad (2.8b)$$

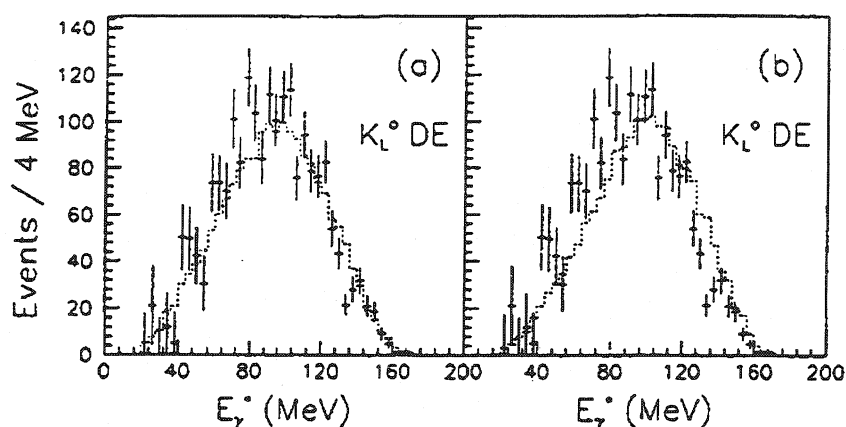


FIG. 2.3 – Spectre expérimental (provenant de l'expérience E731 [24]) de l'énergie du photon dans le centre de masse du K pour le terme d'émission directe du  $K_L$ . Les points représentent les données et les traits tiretés les prédictions : (a) avec une modification dépendant de l'énergie du facteur M1 ; (b) sans modification.

#### 2.1.4 Les effets de la violation de CP

La violation de CP dans les désintégrations  $K_{L,S} \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$  peut être mise en évidence de trois façons différentes :

##### Interférence $K_S$ - $K_L$ [20, 21]

Les amplitudes de désintégration du  $K_S$  et du  $K_L$  en  $\pi^+\pi^-\gamma$  contiennent toutes deux une composante paire sous la transformation CP venant du bremsstrahlung interne. Un effet d'interférence entre  $K_L$  et  $K_S$  est donc attendu dans les taux de désintégration en  $\pi^+\pi^-\gamma$  (cf. éq. (1.42) p. 24). Notons que la composante M1 présente dans la désintégration du  $K_L$  ne participe pas à cette interférence. Elle a en effet une parité opposée à celle du bremsstrahlung et

sa contribution à l'interférence est détruite après intégration sur les angles relatifs des pions. L'observation d'une telle interférence est une preuve de la violation de CP. Elle est paramétrée par le terme  $\eta_{+-\gamma}$  défini comme

$$\eta_{+-\gamma} = \frac{A_{IB}(K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma)}{A_{IB}(K_S \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma)}. \quad (2.9)$$

Les mesures de  $\eta_{+-\gamma}$  donnent [11] :

$$|\eta_{+-\gamma}| = (2.35 \pm 0.07) \times 10^{-3} \quad (2.10)$$

$$\text{et } \arg(\eta_{+-\gamma}) = 44^\circ \pm 4^\circ. \quad (2.11)$$

A la violation directe de CP près, les paramètres  $\eta_{+-\gamma}$  et  $\eta_{+-}$  caractérisent la composante  $K_1$  présente dans le  $K_L$ , et sont donc identiques. Les valeurs expérimentales de ces deux paramètres confirment bien cette hypothèse.

### Asymétrie $\pi^+ \pi^-$ [20, 26]

L'interférence entre deux contributions de même nature (électrique ou magnétique) mais dont les deux pions sont dans un état orbital relatif différent représente également une manifestation claire de la violation de CP. Dans ce cas en effet, les deux termes qui interfèrent (E1 et E2 ou M1 et M2) sont de même parité mais se comportent de façon opposée par conjugaison de charge. De cette interférence naît une asymétrie dans la distribution en énergie des deux pions. Cet effet est généré par des termes d'ordre supérieur aux termes dipolaires ; or les données expérimentales montrent que ceux-ci sont faibles. L'asymétrie attendue est trop petite pour être mesurée.

### Polarisation circulaire du photon [20, 26, 27]

L'élément de matrice associé au mode  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$  contient simultanément des multipôles électriques provenant du bremsstrahlung (E1, E3, E5, ...) caractérisés par  $CP=+1$  et un dipôle magnétique (M1) avec  $CP=-1$ . L'interférence entre ces deux termes se traduit par une polarisation circulaire du photon. Elle disparaît lorsqu'on intègre le taux différentiel de désintégration sur la polarisation du photon. L'observation de cet effet d'interférence constitue un signe non-ambigu de la violation de CP. La conversion interne du photon dans la désintégration  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-$  est un moyen d'accéder à la polarisation du photon.

## 2.2 La désintégration $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-$

Dès 1967, A. D. Dolgov et L.A. Ponomarev [26] remarquent que les effets de polarisation du photon attendus dans le mode  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$  peuvent être observés dans le processus voisin  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-$  en étudiant la distribution angulaire de la paire  $e^+ e^-$  par rapport au plan des deux pions. Ils montrent qu'une asymétrie dans cette distribution est une manifestation de la violation de CP. En 1969, D.P. Majumdar et J. Smith [28] calculent les éléments de matrice des réactions  $K_{L,S} \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-$  et en prédisent les taux de désintégration ( $BR(K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-) = 1,7 \times 10^{-7}$  et  $BR(K_S \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-) = 2 \times 10^{-5}$ ). Les paramètres physiques utilisés dans leur calcul sont alors peu contraints expérimentalement, rendant ces prédictions peu précises.



L'approche phénoménologique adoptée pour la description du mode  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$  à la section précédente est reprise ici pour la désintégration  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-$ . Elle résume les travaux effectués par L. M. Seghal et M. Wanninger [1] et par P. Heiliger et L. M. Seghal [2].

Dans la première publication, reprenant les travaux de Madjumbar et Smith, les auteurs calculent le taux de désintégration  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-$ . Ils étudient sa dépendance en fonction de trois variables cinématiques indépendantes : les masses invariantes  $m_{\pi\pi}$  et  $m_{ee}$ , et l'angle  $\phi$  entre les plans de désintégration des systèmes di-pion et di-électron. Ils prédisent alors une large asymétrie ( $\sim 14\%$ ) dans la distribution de  $\phi$ .

Dans la deuxième publication, les auteurs calculent avec une nouvelle méthode le rapport d'embranchement et l'asymétrie en ajoutant un terme de violation directe de CP. De nouvelles observables manifestant la violation de CP sont mises en évidence. La méthode de calcul utilisée ici reprend le formalisme développé par Pais et Treiman [29] pour les désintégrations  $Ke4$  ( $K^\pm \rightarrow \pi^+ \pi^- e^\pm \bar{\nu}(\nu)$ ); elle aboutit notamment à l'analyse complète de la dépendance angulaire du taux de désintégration incluant les angles d'ouverture des paires  $(\pi^+ \pi^-)$  et  $(e^+ e^-)$ . L'effet de la violation directe de CP tant sur le rapport d'embranchement que sur l'asymétrie est très faible.

Nous avons observé un léger désaccord dans les résultats présentés dans les références [1] et [2]. Pour comprendre son origine, nous avons recalculé complètement le taux différentiel de désintégration en suivant la méthode proposée par Pais et Treiman et adoptée dans l'article [2]. Les expressions analytiques des différents termes figurant dans le taux de désintégration sont détaillées dans l'annexe A (p. 205). L'incohérence entre les deux publications provient d'une erreur dans la formulation de l'élément d'espace de phase utilisée dans la référence [2]. Dans notre calcul, nous avons également considéré dans l'élément de matrice les termes proportionnels à la masse de l'électron initialement négligés dans les publications [1] et [2].

## 2.2.1 Les éléments de matrice

Dans le modèle utilisé ici, l'amplitude de la désintégration

$$K_L(\mathcal{P}) \rightarrow \pi^+(p_+) \pi^-(p_-) e^+(k_+) e^-(k_-), \quad (2.12)$$

prend la forme

$$\mathcal{M} = \mathcal{M}_{IB} + \mathcal{M}_{M1} + \mathcal{M}_{E1} + \mathcal{M}_{CR} + \mathcal{M}_{SD}^{V,A}. \quad (2.13)$$

Les cinq termes de la somme sont discutés ci-après.

Les trois premières composantes  $\mathcal{M}_{IB}$ ,  $\mathcal{M}_{M1}$  et  $\mathcal{M}_{E1}$  sont analogues à celles discutées pour le mode  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$ . Les termes d'émission directe sont développés en série de multipôles et seules les contributions dipolaires sont considérées. La conversion interne du photon implique la substitution dans les équations (2.3), du vecteur de polarisation  $\epsilon^\mu$  par le courant leptonique  $\bar{u}\gamma^\mu v$ , et le remplacement de l'impulsion du photon par son propagateur ( $k \rightarrow k/|k|^2$ ) :

$$\mathcal{M}_{IB} = e |f_s| g_{br} \left[ \frac{p_{+\mu}}{p_+ \cdot k} - \frac{p_{-\mu}}{p_- \cdot k} \right] \frac{e}{k^2} \bar{u}(k_-) \gamma^\mu v(k_+) \quad (2.14)$$

$$\mathcal{M}_{M1} = e |f_s| \frac{g_{M1}}{M_K^4} \epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} k^\nu p_+^\rho p_-^\sigma \frac{e}{k^2} \bar{u}(k_-) \gamma^\mu v(k_+) \quad (2.15)$$

$$\mathcal{M}_{E1} = e |f_s| \frac{g_{E1}}{M_K^4} [(p_- \cdot k) p_{+\mu} - (p_+ \cdot k) p_{-\mu}] \frac{e}{k^2} \bar{u}(k_-) \gamma^\mu v(k_+) \quad (2.16)$$

où le facteur  $|f_s|$  est défini par :

$$\Gamma(K_S \rightarrow \pi^+ \pi^-) = \frac{|f_s|^2}{16 \pi M_K} \left[ 1 - \frac{4 M_\pi^2}{M_K^2} \right]^{1/2} \quad \text{avec } M_\pi \text{ la masse du pion,} \quad (2.17)$$

et  $g_{br}$ ,  $g_{M1}$ ,  $g_{E1}$  sont des coefficients de couplage explicités ci-dessous.

### Le bremsstrahlung interne (IB)

Ce terme étant relié au processus  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^-$ , son amplitude est caractérisée par :

$$g_{br} = \eta_{+-} e^{i\delta_0} \quad (2.18)$$

où  $\eta_{+-}$  est le paramètre de violation de CP dans le mode en deux pions chargés (cf. § 1.2.3 p. 21).

Le déphasage  $\delta_0$  est dû aux diffusions pion-pion dans l'onde s et est commenté plus loin avec les phases des autres contributions.

### L'émission dipolaire magnétique (M1)

Le coefficient de couplage associé à ce terme vaut :

$$g_{M1} = i 0,76 e^{i\delta_1} \quad (2.19)$$

$\delta_1$  est le déphasage caractéristique des diffusions pion-pion dans l'onde p. Le facteur 0,76 utilisé par les auteurs [1, 2] provient de la mesure du taux de désintégration  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$  dans l'émission directe sans tenir compte de la dépendance en énergie observée dans les données. Comme dans le mode  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$ , il doit être remplacé par une fonction de l'énergie du photon virtuel pour inclure l'effet d'un propagateur comme le méson  $\rho$  (cf. éq. 2.6 p. 30). Le facteur  $i$  est, dans la convention de phase adoptée, une conséquence de l'invariance par CPT [20].

### L'émission dipolaire électrique (E1)

Cette contribution est caractérisée par  $CP=+1$ . Comme dans le cas du bremsstrahlung, elle n'intervient donc qu'à travers la petite composante  $K_1$  du  $K_L$ . A partir des mesures effectuées dans le mode  $K_S \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$ , les auteurs de la référence [1] mettent une limite supérieure au coefficient  $g_{E1}$  :

$$\left| \frac{g_{E1}}{g_{M1}} \right| < 0,05 \quad \text{et} \quad \text{arg}(g_{E1}/g_{M1}) \simeq \phi_{+-} \quad (2.20)$$

### Contribution du rayon de charge (CR)

La quatrième composante  $\mathcal{M}_{CR}$  est spécifique au mode  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-$ . Elle tient compte du fait que le photon qui se désintègre dans la paire  $e^+ e^-$  est virtuel. Les transitions de la forme  $K_L \rightarrow (\pi^+ \pi^-)_{J=0} + \gamma^*$  normalement interdites par la conservation du moment angulaire deviennent possibles lorsque le photon n'est pas sur sa couche de masse. A l'instar des travaux de Majumdar et Smith [28], cet effet est inclus sous la forme d'une contribution du rayon de charge du  $K^0$  (voir figure 2.4). L'élément de matrice correspondant est donné par :

$$\mathcal{M}_{CR} = e |f_s| \frac{g_p}{M_K^2} \frac{k^2 \mathcal{P}_\mu - (\mathcal{P} \cdot k) k_\mu}{s_\pi - M_K^2} \frac{e}{k^2} \bar{u}(k_-) \gamma^\mu v(k_+) \quad (2.21)$$

et le coefficient de couplage  $g_p$  est écrit comme :

$$g_p = -\frac{1}{3} \langle R^2 \rangle_{K^0} M_K^2 e^{i\delta_0} \quad (2.22)$$

où  $\langle R^2 \rangle_{K^0}$ , le rayon de charge carré moyen du  $K^0$ , vaut environ  $-0,07 \text{ fm}^2$  [28].

Une modification de ce terme est aussi considérée dans l'article[2]. Elle prend en compte l'amplitude de la désintégration  $K_S \rightarrow \pi^+ \pi^-$  lorsque le  $K_S$  n'est pas sur sa couche de masse. Le coefficient  $g_p$  est alors remplacé par  $g'_p$  défini par :

$$g'_p = g_p \frac{m_{\pi\pi}^2 - M_\pi^2}{M_K^2 - M_\pi^2} \quad (2.23)$$

où  $m_{\pi\pi}$  est la masse invariante du système di-pion.

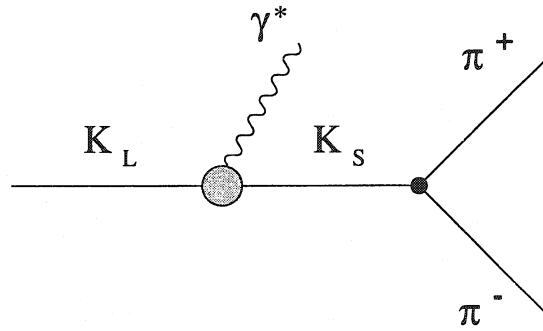


FIG. 2.4 – Contribution du rayon de charge du  $K^0$  à l'amplitude de  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-$ .

### La violation directe de CP

Un terme manifestant la violation directe de CP est également incorporé dans le modèle développé dans la référence [2]. Les auteurs envisagent l'hamiltonien  $\mathcal{H}_{SD}^{V,A}$  à courte distance (SD pour *short distance* en anglais) qui décrit l'interaction locale entre le courant  $\bar{s}\gamma_\mu(1-\gamma_5)d$  avec une combinaison linéaire des courants V ( $\bar{e}\gamma_\mu e$ ) et A ( $\bar{e}\gamma_\mu\gamma_5 e$ ). Cette interaction introduit un terme qui viole CP directement dans la désintégration :  $K_2(\text{CP}=-1) \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^- (\text{CP}=+1)$ . C'est le dernier terme figurant dans l'amplitude (2.13). Il s'écrit :

$$\mathcal{M}_{SD}^{V,A} = -\frac{G_F}{\sqrt{2}} \sin\theta_c \alpha \frac{g_{SD}^{V,A}}{M_K} (p_+ - p_-)_\mu \bar{u}(k_-) \gamma^\mu (c_V - c_A \gamma_5) v(k_+) \quad (2.24)$$

où les valeurs des couplages  $c_V$  et  $c_A$  utilisées dans [2] sont :  $c_V \simeq c_A \simeq 0,5$  ;  $\sin\theta_c = 0,23$  est l'angle de mélange de l'interaction faible,  $\alpha$  la constante de structure fine et  $G_F$  la constante de Fermi. Le coefficient  $g_{SD}^{V,A}$  est donné par :

$$g_{SD}^{V,A} = i(2,7 \times 10^{-3}) e^{i\delta_1} \quad (2.25)$$

Notons d'ores et déjà que la contribution de ce terme est minuscule.

### Les phases des différentes contributions

Les facteurs de phase  $e^{i\delta}$  apparaissant dans les coefficients  $g_{IB}$ ,  $g_{M1}$ ,  $g_{CR}$ , et  $g_{SD}^{V,A}$  prennent en compte les diffusions pion-pion dans l'état final. Ainsi la phase  $\delta_0 = 40^\circ$  de la composante IB correspond au déphasage dans le mode  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^-$  où les pions sont dans l'onde s et dont la masse invariante est celle du kaon. Notons que ce résultat — exact pour des photons de basse énergie — est en général une approximation. Pour les autres contributions, la dépendance de la phase dans l'énergie du système pion-pion est prise en compte. Les phases de  $g_{M1}$  et  $g_{SD}^{V,A}$  sont celles des diffusions pion-pion dans l'onde p avec  $I=1$ . On trouve dans le terme du rayon de charge la phase  $\delta_0$  de la désintégration  $K_S \rightarrow \pi^+ \pi^-$  à la masse invariante  $\pi^+ \pi^-$  correspondante. Les dépendances en énergie des déphasages ne sont pas spécifiées dans les références [1, 2]. On prendra dans la suite les phases mesurées dans [30] :

$$\sin(2\delta_0(m_{\pi\pi})) = 2\sqrt{1 - \frac{4M_\pi^2}{m_{\pi\pi}^2}} \left[ 0,187 + 0,21 \left( \frac{m_{\pi\pi}^2 - 4M_\pi^2}{4M_\pi^2} \right) \right] \quad (2.26a)$$

$$\sin(2\delta_1(m_{\pi\pi})) = 2\sqrt{1 - \frac{4M_\pi^2}{m_{\pi\pi}^2}} \left[ 0,036 \left( \frac{m_{\pi\pi}^2 - 4M_\pi^2}{4M_\pi^2} \right) \right] \quad (2.26b)$$

Pour justifier le choix des déphasages relatifs des différentes contributions, les auteurs de l'article [2] vérifient qu'en l'absence d'interaction dans l'état final les composantes  $\mathcal{M}_{IB}$ ,  $\mathcal{M}_{M1}$ ,  $\mathcal{M}_{E1}$ ,  $\mathcal{M}_{CR}$ , et  $\mathcal{M}_{SD}^{V,A}$  se comportent de façon homogène par la transformation CPT ( $p_\pm \rightarrow p_\mp$ ,  $k_\pm \rightarrow k_\mp$  et conjugaison complexe).

### 2.2.2 Taux de désintégration

Le formalisme présenté dans cette section pour le calcul du taux de désintégration reprend celui de la référence [2]. Originellement, il a été développé par Pais et Treiman [29] pour l'étude des désintégrations  $Ke4$ .

#### Les variables cinématiques

Dans le centre de masse du K, cinq variables indépendantes suffisent à caractériser complètement une désintégration à quatre corps. Les variables utilisées ici sont :

- $s_\pi$ , le carré de la masse invariante du système  $\pi^+ \pi^-$ .
- $s_l$ , le carré de la masse invariante du système  $e^+ e^-$ .
- $\theta_\pi$ , l'angle entre  $p_+$  et  $(k_+ + k_-)$  mesuré dans le référentiel du centre de masse de la paire  $\pi^+ \pi^-$ .
- $\theta_l$ , l'angle entre  $k_+$  et  $(p_+ + p_-)$  mesuré dans le référentiel du centre de masse de la paire  $e^+ e^-$ .
- $\phi$ , l'angle entre  $\hat{n}_\pi$  et  $\hat{n}_l$ , les normales aux plans formés par les deux pions et les deux électrons, comme l'illustre la figure 2.5.

#### Taux de désintégration différentiel

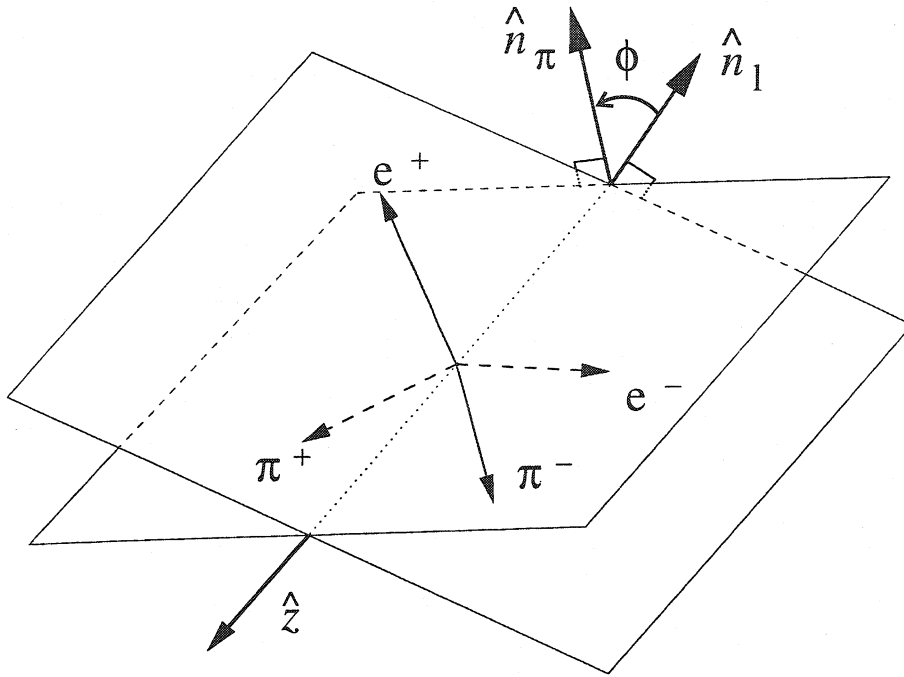


FIG. 2.5 – Définition de la variable angulaire  $\phi$ .  $\hat{z}$  désigne le vecteur unitaire porté par la direction du système  $(\pi^+\pi^-)$ ;  $\hat{n}_\pi$  et  $\hat{n}_l$  sont les normales aux plans de désintégrations respectivement des pions et des électrons.

Dans ces variables, le taux différentiel de désintégration  $d\Gamma$  s'écrit alors de façon générale :

$$d\Gamma = \frac{G_F^2 \sin^2 \theta_c}{2^{12} \pi^6 M_K^5} X \sigma_\pi \sigma_l I(s_\pi, s_l, \theta_\pi, \theta_l, \phi) ds_\pi ds_l d\cos\theta_\pi d\cos\theta_l d\phi \quad (2.27)$$

avec :

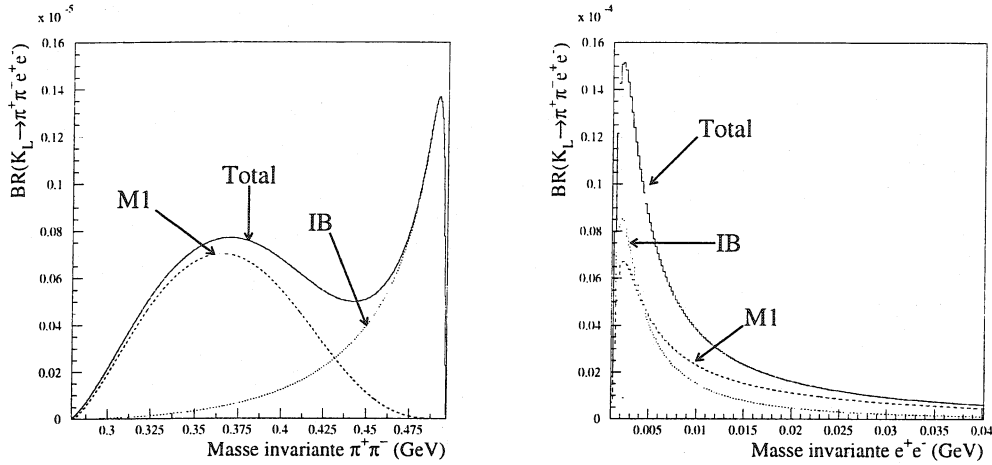
$$\sigma_\pi = \sqrt{1 - \frac{4M_\pi^2}{s_\pi}}, \quad \sigma_l = \sqrt{1 - \frac{4M_e^2}{s_l}}, \quad X = \sqrt{s^2 - s_\pi s_l}, \quad \text{et } s = \frac{1}{2}(M_K^2 - s_\pi - s_l).$$

La fonction  $I$  se déduit de l'élément de matrice (2.13). Elle est développée en une somme de termes organisés en fonction de leur dépendance dans les angles  $\theta_l$  et  $\phi$  dont ne dépend pas la partie hadronique de la désintégration.

$$I = I_1 + I_2 \cos 2\theta_l + I_3 \sin^2 \theta_l \cos 2\phi + I_4 \sin 2\theta_l \cos \phi + I_5 \sin \theta_l \cos \phi + I_6 \cos \theta_l + I_7 \sin \theta_l \sin \phi + I_8 \sin 2\theta_l \sin \phi + I_9 \sin^2 \theta_l \sin 2\phi \quad (2.28)$$

Les  $I_j$  ( $j = 1, \dots, 9$ ) sont alors des fonctions de  $s_\pi$ ,  $s_l$  et  $\theta_\pi$  uniquement et sont explicitées dans l'annexe A.

Les figures 2.6(a) et 2.6(b) représentent le taux différentiel de désintégration après intégration sur les variables angulaires et pour les deux contributions dominantes (IB) et (M1).


 (a) Taux de désintégration différentiel  $\frac{d\Gamma}{ds_\pi}$ .

 (b) Taux de désintégration différentiel  $\frac{d\Gamma}{ds_l}$ .

FIG. 2.6 – En trait pointillé : la contribution du bremsstrahlung interne ; en tireté : la contribution de l'émission directe ; en trait plein : le total.

### Rapport d'embranchement

Après intégration sur les cinq variables cinématiques, le rapport d'embranchement vaut (cf. annexe A.6 p. 210) :

$$BR(K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-) = (1,4 \times 10^{-7})_{IB} + (1,8 \times 10^{-7})_{M1} + (4,5 \times 10^{-9})_{CR} \simeq 3,2 \times 10^{-7} \quad (2.29)$$

La contribution de la violation directe de CP au rapport d'embranchement est de quelques  $10^{-16}$ . Avec le coefficient de couplage modifié  $g'_p$ , la contribution CR devient :  $9,2 \times 10^{-10}$ .

### 2.2.3 La violation de CP

#### Observables de la violation de CP

La transformation CP change les impulsions des pions et des électrons selon :

$$p_\pm \rightarrow -p_\mp \quad \text{et} \quad k_\pm \rightarrow -k_\mp, \quad (2.30)$$

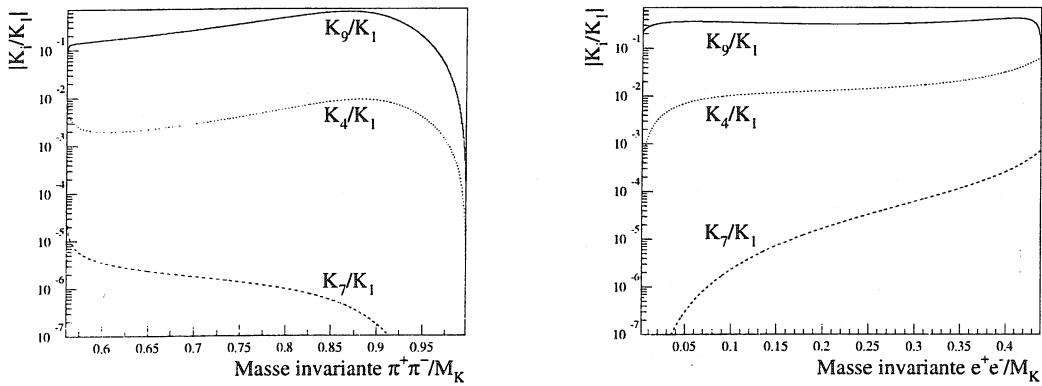
et donc :

$$\cos\theta_{\pi,l} \rightarrow -\cos\theta_{\pi,l}, \quad \sin\theta_{\pi,l} \rightarrow +\sin\theta_{\pi,l}, \quad \cos\phi \rightarrow +\cos\phi, \quad \sin\phi \rightarrow -\sin\phi \quad (2.31)$$

Le formalisme utilisé ici et qui mène au développement de la fonction d'intensité  $I$  selon l'équation 2.28, est particulièrement adapté à l'étude des taux partiels de désintégration en fonction de  $\theta_l$  et  $\phi$ . Après intégration du taux de désintégration (2.27) sur  $s_\pi$ ,  $s_l$  et  $\theta_\pi$ , il vient :

$$\begin{aligned} \frac{d\Gamma}{d\cos\theta_l d\phi} = & K_1 + K_2 \cos 2\theta_l + K_3 \sin^2 \theta_l \cos 2\phi + K_4 \sin 2\theta_l \cos \phi + K_5 \sin \theta_l \cos \phi \\ & + K_6 \cos \theta_l + K_7 \sin \theta_l \sin \phi + K_8 \sin 2\theta_l \sin \phi + K_9 \sin^2 \theta_l \sin 2\phi \end{aligned} \quad (2.32)$$

Il apparaît que les termes proportionnels aux coefficients  $K_4$ ,  $K_6$ ,  $K_7$  et  $K_9$  changent de signe sous CP. Une valeur non nulle de ces observables est donc une manifestation de la violation de CP. Dans le modèle considéré, le terme  $I_6$  est nul (cf. annexe A) et conduit à une valeur nulle de  $K_6$ . L'étude numérique des coefficients  $K_4$ ,  $K_7$ ,  $K_9$  montre que seul le terme  $K_9$  est significatif (voir figure 2.7). Ce dernier est en effet dominé par l'interférence des deux composantes les plus importantes,  $IB$  et  $M1$ . Le coefficient  $K_7$  n'apparaît que par violation directe de CP ; il demeure très faible et est négligé dans la suite. De même, le terme  $K_4$ , essentiellement dominé par l'interférence entre les contributions du bremsstrahlung et du rayon de charge du  $K^0$ , reste petit. D'autre part, le terme  $K_5$  est nul dans le modèle considéré. Parmi les termes invariants sous CP, seuls demeurent ceux proportionnels aux coefficients  $K_1$ ,  $K_2$ ,  $K_3$  et  $K_8$ .



(a) Les coefficients  $K_4/K_1$ ,  $K_7/K_1$  et  $K_9/K_1$  en fonction de la masse invariante du di-pion normalisée à la masse du kaon.

(b) Les coefficients  $K_4/K_1$ ,  $K_7/K_1$  et  $K_9/K_1$  en fonction de la masse invariante du di-lepton normalisée à la masse du kaon.

FIG. 2.7 – Coefficients  $K_i/K_1$  qui manifestent la violation de CP en fonction des masses invariantes des di-pion (a) et di-lepton (b) normalisées à la masse du kaon.

Remarque : La présence d'un terme proportionnel à  $\cos\theta_\pi$  dans le taux partiel de désintégration  $d\Gamma/d\cos\theta_\pi$  est également une manifestation de la violation de CP. Comme il a été remarqué pour le mode  $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$  (cf. § 2.1.4 p. 32), un tel terme apparaît seulement quand on pousse le développement de l'émission directe en série de multipôles au-delà de l'approximation dipolaire. On s'attend donc à ce que les observables de la violation de CP qu'il engendre soient très petites.

### L'asymétrie en $\sin\phi\cos\phi$

Pour mettre en évidence la violation de CP contenue dans le coefficient  $K_9$ , les auteurs [1, 2] construisent l'asymétrie :

$$\mathcal{A} = \frac{\int_0^{\pi/2} \frac{d\Gamma}{d\phi} d\phi - \int_{\pi/2}^{\pi} \frac{d\Gamma}{d\phi} d\phi}{\int_0^{\pi/2} \frac{d\Gamma}{d\phi} d\phi + \int_{\pi/2}^{\pi} \frac{d\Gamma}{d\phi} d\phi} \quad (2.33)$$

Le taux de désintégration différentiel  $d\Gamma/d\phi$  s'obtient en intégrant l'équation (2.32) sur  $\cos\theta_l$  :

$$\frac{d\Gamma}{d\phi} = -2K_1 + \frac{2}{3}K_2 - \frac{4}{3}K_3(\cos^2\phi - \sin^2\phi) - \frac{8}{3}K_9\sin\phi\cos\phi. \quad (2.34)$$

Le terme  $\sin\phi\cos\phi$  change de signe sous l'action de CP. Une valeur non nulle de  $K_9$  conduit à une valeur non nulle de  $\mathcal{A}$ , qui est une manifestation de la non-conservation de CP.

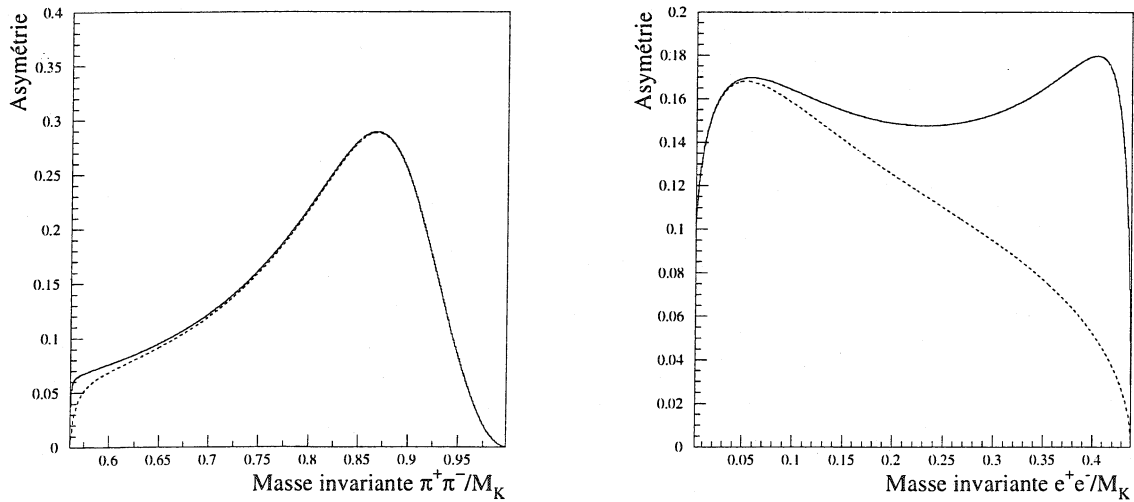
La valeur prédite de l'asymétrie est :

$$\mathcal{A} = \frac{2}{\pi} \left[ \frac{\frac{2}{3}(K_9/K_1)}{1 - \frac{1}{3}(K_2/K_1)} \right] \simeq 14\%. \quad (2.35)$$

Dans le modèle considéré, le terme  $K_9$  provient principalement de la combinaison  $Re(g_{br}^* g_{M1})$  des coefficients de couplage. Soit :

$$\mathcal{A} \propto K_9 \propto Re(g_{br}^* g_{M1}) \propto |g_{br}| |g_{M1}| \sin(\phi_{+-} + \delta_0 - \delta_1). \quad (2.36)$$

Ainsi, pour une différence de déphasage  $\delta_0 - \delta_1$  moyenne d'environ  $30^\circ$ , l'asymétrie est augmentée d'un facteur 1,5 par les diffusions pion-pion dans l'état final.



(a) L'asymétrie  $\mathcal{A}$  en fonction de la masse invariante  $\pi^+ \pi^-$  normalisée à la masse du kaon.

(b) L'asymétrie  $\mathcal{A}$  en fonction de la masse invariante  $e^+ e^-$  normalisée à la masse du kaon.

FIG. 2.8 – L'asymétrie violant CP dans la distribution de  $\phi$  en fonction de la masse invariante du système  $\pi^+ \pi^-$  (a) et  $e^+ e^-$  (b); en traits pointillés avec le terme  $g_P$  simple pour le rayon de charge du  $K^0$ , en traits pleins avec le terme modifié  $g'_P$  (cf. éq. (2.23) p. 35).



## 2.3 Calcul perturbatif dans le cadre de la théorie chirale

La théorie chirale perturbative utilise une théorie des champs effective qui inclut la symétrie  $SU(3)_L \times SU(3)_R$  de QCD et opère un développement en puissance de  $p^2$ , où  $p$  est une impulsion caractéristique du processus étudié.

J.K. Elwood *et al.* analysent la désintégration  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-$  dans le cadre de cette théorie [18, 19]. Dans un premier temps, ils calculent à l'ordre dominant du développement perturbatif les facteurs de forme des contributions à un photon  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma^* \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-$ . Ils en extraient l'amplitude de deux observables qui violent CP : l'asymétrie en  $\cos\phi \sin\phi$  présentée précédemment et une autre sensible à la violation directe de CP. Dans une seconde publication, ils étudient les diffusions pion-pion dans l'état final, remarquant que ces dernières jouent un rôle important dans l'amplitude de ces observables.

Les analyses présentées dans ces deux articles sont résumées dans cette section. La partie relative à la violation directe de CP qui engendre une asymétrie très petite n'est pas développée. Notons d'ores et déjà que la méthode utilisée ne permet pas de prédire le taux de désintégration. Le rapport d'embranchement est donné en fonction d'un paramètre à déterminer expérimentalement.

### 2.3.1 L'amplitude à un photon $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma^* \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-$

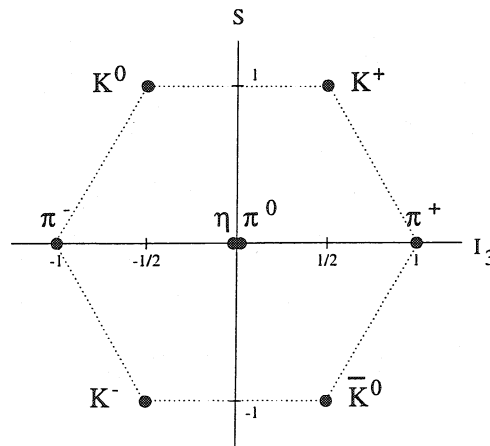


FIG. 2.9 – L'octet de  $SU(3)$  des mésons pseudoscalaires avec  $J^P = 0^-$ .

### Le modèle chirale

Le lagrangien de QCD à trois quarks admet dans l'approximation des quarks de masses nulles une symétrie globale  $SU(3)_L \times SU(3)_R$ . La brisure de cette symétrie fait apparaître 8 bosons de Goldstone, un pour chaque générateur de  $SU(3)$ , associés aux mésons :  $\pi$ ,  $K$ , et  $\eta$  (voir figure 2.9). Les masses de ces derniers ne sont effectivement pas nulles puisque les quarks sont massifs.

Le lagrangien effectif s'écrit à partir du champ  $\Sigma = e^{2iM/f_\pi}$ , où  $f_\pi \simeq 132$  MeV est la constante de désintégration du pion et  $M$  est défini par :

$$M = \begin{pmatrix} \pi^0/\sqrt{2} + \eta/\sqrt{6} & \pi^+ & K^+ \\ \pi^- & -\pi^0/\sqrt{2} + \eta/\sqrt{6} & K^0 \\ K^- & \bar{K}^0 & -2\eta/\sqrt{6} \end{pmatrix} \quad (2.37)$$

### Traitement perturbatif

Le lagrangien effectif le plus général respectant cette symétrie contient un nombre infini de termes. Le traitement perturbatif, dans la limite des basses énergies, consiste à organiser ces termes en ordre croissant de leur dimension, c.à.d. du nombre de dérivées qu'ils contiennent. Lorsqu'on considère les éléments de matrice, chaque dérivée produit un terme proportionnel à l'impulsion  $q$ . Une analyse dimensionnelle montre que le coefficient d'un opérateur avec  $n$  dérivées se comporte en  $1/m^{n-4}$  où  $m$  est l'échelle de masse caractéristique de la théorie. Si on se place à une énergie  $q$  petite par rapport à  $m$ , un vertex à  $n$  dérivées a donc un effet en  $q^n/m^{n-4}$  qui est d'autant plus petit que  $n$  est grand. Ecrivons le lagrangien ainsi développé perturbativement comme :

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_1 + \mathcal{L}_2 + \mathcal{L}_3 + \mathcal{L}_4 + \dots \quad (2.38)$$

où les indices inférieurs  $n$  indiquent l'ordre  $\mathcal{O}(p^{2n})$  du développement.

Le lagrangien  $\mathcal{L}_1$  détermine un ensemble de vertex d'interaction. Ceux-ci sont utilisés à l'ordre le plus bas (diagrammes en branches) pour calculer les transitions à l'ordre  $\mathcal{O}(p^2)$  du développement perturbatif. Ces vertex sont aussi incorporés dans des diagrammes à une boucle qui interviennent à l'ordre suivant ( $\mathcal{O}(p^4)$ ). A cet ordre, il faut aussi considérer les opérateurs à quatre dérivées apparaissant dans le lagrangien  $\mathcal{L}_2$ . Ces derniers introduisent de nouveaux paramètres qui doivent être estimés empiriquement. Les divergences venant des diagrammes en boucle sont absorbées par la renormalisation de ces paramètres.

### Elément de matrice

Pour permettre un traitement perturbatif dans le cadre de la théorie chirale, la contribution à un photon — déjà discutée dans l'approche précédente —, est écrite sous la forme :

$$\mathcal{M}^{(1\gamma)} = \frac{\sin\theta_c G_F \alpha}{4\pi f_\pi} \frac{1}{q^2} \left[ i G \varepsilon^{\mu\lambda\rho\sigma} p_{+\lambda} p_{-\rho} q_\sigma + F_+ p_+^\mu + F_- p_-^\mu \right] \cdot \bar{u}(k_-) \gamma_\mu v(k_+), \quad (2.39)$$

Les quadri-impulsions des pions et des électrons sont dénotées par  $p_{+,-}$  et  $k_{+,-}$ , et  $q$  désigne la somme des quadri-impulsions de la paire d'électrons. Comme ceux employés dans l'approche précédente, les facteurs de forme  $G$ ,  $F_\pm$  dépendent des produits scalaires des impulsions  $q$ ,  $p_+$ , et  $p_-$ .

Seule la violation de CP dans le mélange, caractérisée par  $\epsilon_K$ , est considérée, et l'état du  $K_L$  est écrit (cf. § 1.24 p. 20) :

$$|K_L\rangle = |K_2\rangle + \epsilon_K |K_1\rangle \quad (2.40)$$

Les contributions du  $K_1$  et du  $K_2$  aux facteurs  $G$  et  $F_{\pm}$  sont considérées séparément et sont indiquées en indices inférieurs. La composante principale du  $K_L$ , le  $K_2$ , est impaire par la transformation CP et impose les propriétés de symétries  $G_2 \rightarrow G_2$  et  $F_{\pm,2} \rightarrow F_{\mp,2}$  sous l'échange des impulsions des pions ( $p_{\pm} \rightarrow p_{\mp}$ ). La petite composante paire sous CP ( $K_1$ ) contribue aux facteurs de forme avec les propriétés  $F_{\pm,1} \rightarrow -F_{\mp,1}$ .

### Développement perturbatif des facteurs de forme.

Lors du développement en puissance de l'impulsion  $p$  caractéristique du processus, ces facteurs sont écrits comme les séries :

$$\begin{aligned} G &= G^{(1)} + G^{(2)} + \dots, \\ F_{\pm} &= F_{\pm}^{(1)} + F_{\pm}^{(2)} + \dots, \end{aligned} \quad (2.41)$$

où les indices supérieurs donnent l'ordre du développement :  $G^{(n)}$  et  $F_{\pm}^{(n)}$  mènent à une contribution d'ordre  $p^{2n-1}$  du terme entre crochets dans l'élément de matrice (2.39).

Les termes  $G^{(1)}$  et  $F_{\pm}^{(1)}$  sont évalués à partir des diagrammes qui apparaissent à l'ordre le plus bas du développement chiral (voir figure 2.10). A cet ordre, la désintégration  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-$  est entièrement due à la composante violant CP ( $K_1$ ). Le terme  $G_1^{(1)}$  est nul et les facteurs  $F_{\pm,1}^{(1)}$  exhibent l'amplitude caractéristique du bremsstrahlung interne décrite dans l'approche précédente.

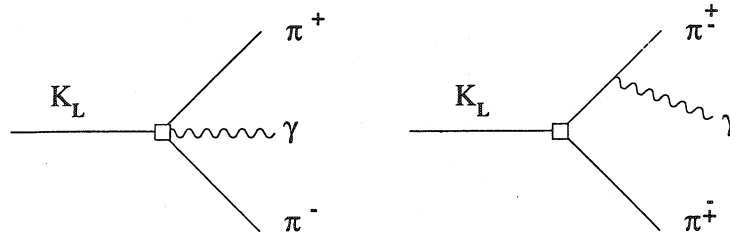


FIG. 2.10 – Diagrammes contribuant à l'ordre le plus bas du développement chiral.

La désintégration du  $K_2$  — qui conserve CP — n'apparaît qu'à l'ordre suivant du développement perturbatif. Sa contribution aux facteurs de forme  $G_2^{(2)}$ ,  $F_{\pm,2}^{(2)}$  fait intervenir des opérateurs locaux d'ordre  $O(p^4)$  et des diagrammes à une boucle utilisant les vertex de l'ordre dominant.

A l'ordre 2, le terme entre crochets dans l'élément de matrice 2.39 amène une contribution d'ordre  $p^3$  à l'amplitude de désintégration. Puisqu'il est multiplié par trois impulsions, le terme  $G_2^{(2)}$  est constant et fait apparaître l'amplitude de l'émission dipolaire magnétique. Sa valeur est extraite de la mesure du taux de désintégration  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$ . Il est noté que la dépendance en énergie du facteur de forme  $G$  observé dans le mode  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$  indique que le terme  $G_2^{(3)}$  n'est pas négligeable et que cette façon d'obtenir  $G_2^{(2)}$  n'est pas totalement justifiée.

Les diagrammes à une boucle qui participent aux facteurs  $F_{\pm,2}^{(2)}$  peuvent être regroupés en deux catégories : d'une part, ceux qui contribuent au rayon de charge du  $K^0$  ou du  $\pi^0$ , et d'autre part ceux reportés sur la figure 2.11. Dans leur étude phénoménologique du mode  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-$ , les auteurs [1, 2] considèrent une composante provenant du rayon de charge du  $K^0$ . L'approche systématique que permet le traitement perturbatif chirale met en évidence d'autres contributions qui pourraient être importantes. La somme des graphes pris en compte est infinie et il est nécessaire d'ajouter des contre-termes dans le lagrangien décrivant la désintégration du  $K_2$  à l'ordre 2. Ceux-ci introduisent cinq nouveaux coefficients  $\lambda_{CR}$ ,  $a_1$ ,  $a_2$ ,  $a_3$  et  $a_4$  qui doivent être déterminés expérimentalement. Ils apparaissent dans la combinaison linéaire suivante :

$$w = a_3 - a_4 + \frac{1}{6}(a_1 + 2a_2) + \lambda_{CR} \quad (2.42)$$

Une partie de cette combinaison est contrainte par les résultats expérimentaux disponibles. La valeur de  $\lambda_{CR}$ , en particulier, se déduit de la mesure du rayon de charge du  $\pi^+$ . Par ailleurs, la somme  $(a_1 + 2a_2)$  peut être déterminée à partir des mesures effectuées dans le mode  $K^+ \rightarrow \pi^+ e^+ e^-$ . Les facteurs  $F_{\pm,2}^{(2)}$  sont alors exprimés en fonction d'un nouveau coefficient :  $w_L = a_3 - a_4$ . A l'ordre dominant, c'est le seul paramètre inconnu du modèle.

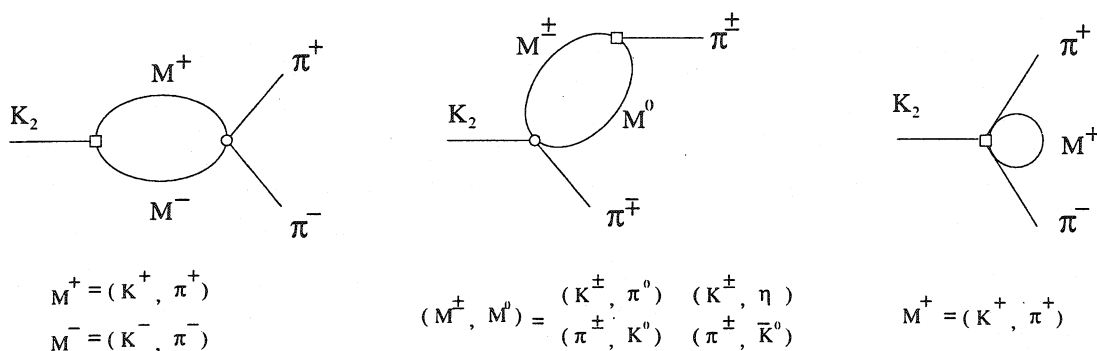


FIG. 2.11 – Diagrammes à une boucle contribuant aux facteurs de forme  $F_{\pm}^{(2)}$ . Le photon doit être rajouté sur toutes les lignes chargées, sur les vertex faibles (carré), et forts (cercle).

### 2.3.2 Taux de désintégration

Les auteurs [18] étudient le taux de désintégration en fonction de  $w_L$ . Ils explorent en particulier le taux différentiel dépendant de  $s_l (= q^2, \text{carré de la masse invariante de la paire d'électrons})$ . La contribution de  $F_{\pm}^{(2)}$  s'annule lorsque  $s_l$  tend vers zéro, mais domine dans la région où  $s_l$  est grand pour la plupart des valeurs de  $w_L$ . La détermination de  $w_L$  nécessite donc une coupure assez élevée sur la masse invariante  $e^+ e^-$ . Pour illustrer ce point, le rapport d'embranchement est donné en fonction de  $w_L$  pour différentes valeurs de coupure en  $s_l$  [18] :

$$\begin{aligned}
 BR &= [8,8 + 3,5 + (3,6 - 3,4w_L + 0,8w_L^2)] \times 10^{-8} && \text{pour } s_l > (10\text{MeV})^2 \\
 BR &= [0,60 + 0,07 + (1,9 - 1,8w_L + 0,4w_L^2)] \times 10^{-8} && \text{pour } s_l > (80\text{MeV})^2
 \end{aligned} \quad (2.43)$$

où la première contribution vient de  $G$ , la deuxième de  $F_{\pm}^{(1)}$ , et la dernière de  $F_{\pm}^{(2)}$ .

### Comparaison avec l'approche phénoménologique (cf. section 2.2)

A l'ordre dominant du développement perturbatif, la théorie chirale — à travers les facteurs de forme  $G^{(2)}$  et  $F_{\pm}^{(1)}$  — reproduit parfaitement les deux contributions dominantes mises en évidence dans l'approche phénoménologique présentée dans la section précédente, c.à.d. l'émission dipolaire magnétique (M1) et le bremsstrahlung interne (IB). Elle fait apparaître également une composante supplémentaire — avec le facteur de forme  $F_{\pm}^{(2)}$  — dont l'amplitude dépend d'un paramètre inconnu  $w_L$ . Celle-ci rend compte de la contribution provenant du rayon de charge du  $K^0$  (CR) considérée par les auteurs [1, 2], mais aussi d'autres diagrammes que ces derniers ont négligés. Les taux de désintégration de ces différentes composantes obtenus avec ces deux approches sont portés dans le tableau 2.1 pour différentes valeurs de seuil sur le carré de la masse invariante de la paire de leptons ( $s_l$ ). Les valeurs relatives au modèle chiral sont celles figurant dans la référence [18]. Pour l'approche phénoménologique, les taux de désintégration sont calculés à partir des formules présentées dans la section précédente et dans l'annexe A, en considérant seulement le coefficient de couplage simple ( $g_P$ ) pour la composante CR.

Seuil	Emission directe		Brems. interne		Total	
	$\Gamma_{M1}$	$\Gamma_{F_{\pm}^{(1)}}$	$\Gamma_{IB}$	$\Gamma_{G^{(2)}}$	$\Gamma_{M1+IB+CR}$	$\Gamma_{F_{\pm}^{(1)}+G^{(2)}+F_{\pm}^{(2)}}$
$s_l > (10 \text{ MeV})^2$	8,8	8,8	3,2	3,3	12,4	$15,7 - 3,4 w_L + 0,8 w_L^2$
$s_l > (20 \text{ MeV})^2$	5,6	5,6	1,5	1,5	7,5	$10,6 - 3,3 w_L + 0,8 w_L^2$
$s_l > (40 \text{ MeV})^2$	2,7	2,7	0,5	0,5	3,6	$6,3 - 3,1 w_L + 0,7 w_L^2$
$s_l > (80 \text{ MeV})^2$	0,6	0,6	0,09	0,07	0,9	$2,6 - 1,8 w_L + 0,4 w_L^2$
$s_l > (100 \text{ MeV})^2$	0,3	0,3	0,04	0,03	0,5	$1,6 - 1,2 w_L + 0,3 w_L^2$

TAB. 2.1 – Taux de désintégration des différentes composantes du processus  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-$  pour différentes coupures sur la masse invariante  $e^+ e^-$  calculés dans le cadre du modèle chiral ( $\Gamma_{F_{\pm}^{(1)}}$ ,  $\Gamma_{G^{(2)}}$ ,  $\Gamma_{F_{\pm}^{(2)}}$ ) ou avec l'approche phénoménologique décrite dans la section précédente ( $\Gamma_{M1}$ ,  $\Gamma_{IB}$ ,  $\Gamma_{CR}$ ).

### 2.3.3 L'asymétrie $B_{CP}$

L'asymétrie notée ici  $B_{CP}$  pour respecter les notations des références [18, 19], est définie par :

$$B_{CP} = \langle \text{sgn}(\sin\phi \cos\phi) \rangle \quad (2.44)$$

où la définition de  $\phi$  — comme celle des autres variables cinématiques — est restée la même que précédemment. Elle correspond à l'asymétrie  $\mathcal{A}$  discutée dans l'approche phénoménologique (cf. § 2.2.3 p 39).

Après intégration sur  $\phi$  et  $\cos\theta_l$ ,  $B_{CP}$  prend la forme :

$$B_{CP} = \frac{1}{3} \frac{G_F^2 s_1^2 \alpha^2}{27(2\pi)^2 f^2 M_K^3 \Gamma_{K_L}} \int \int \int \sin^2\theta_\pi \sigma_\pi X^2 \frac{s_\pi}{s_l} \text{Im}[G(F_+ - F_-)^*] d\cos\theta_\pi ds_\pi ds_l \quad (2.45)$$

Notons que le taux de désintégration  $\Gamma_{K_L}$  qui figure au dénominateur, est intégré sur le même domaine de l'espace de phase que celui considéré dans l'intégration sur  $s_\pi$  et  $s_l$ .

### A l'ordre dominant

A l'ordre du développement considéré jusqu'ici,  $G$  est entièrement donné par  $G^{(2)}$  et est réel. La partie imaginaire de l'amplitude de désintégration provient des termes  $F_+$  et  $F_-$  dont les phases non nulles sont dues au mélange  $K^0 - \bar{K}^0$ . L'équation (2.45) montre que  $B_{CP}$  est proportionnel au terme d'interférence  $Im[G(F_+ - F_-)^*]$  qui devient :

$$Im[G(F_+ - F_-)^*] \rightarrow Im\left[G_2^{(2)}\left(F_{+,1}^{(1)} - F_{-,1}^{(1)}\right)^* + G_2^{(2)}\left(F_{+,2}^{(2)} - F_{-,2}^{(2)}\right)^*\right] \quad (2.46)$$

Après intégration sur  $\cos\theta_\pi$ , le terme contenant les  $F_{\pm,2}^{(2)}$  s'annule et le terme d'interférence est simplement donné par  $Im[G_2^{(2)}(F_{+,1}^{(1)} - F_{-,1}^{(1)})^*]$ .

### A l'ordre sous-dominant

L'étude phénoménologique de la désintégration  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-$  montre que les déphasages introduits par les diffusions pion-pion modifient substantiellement la valeur de l'asymétrie. Formellement, les interactions pion-pion dans l'état final interviennent à un ordre du développement perturbatif plus élevé que celui considéré. Pour prendre en compte l'interaction forte dans l'état final, les auteurs [19] calculent  $B_{CP}$  à l'ordre sous-dominant. Le terme d'interférence qui participe à  $B_{CP}$  est alors donné par :

$$Im[G(F_+ - F_-)^*] \rightarrow Im\left[G_2^{(2)}\left(F_{+,1}^{(1)} - F_{-,1}^{(1)}\right)^* + G_2^{(2)}\left(F_{+,1}^{(2)} - F_{-,1}^{(2)}\right)^* + G_2^{(3)}\left(F_{+,1}^{(1)} - F_{-,1}^{(1)}\right)^*\right] \quad (2.47)$$

Le premier terme est celui de l'ordre dominant. A l'ordre suivant, l'estimation de  $B_{CP}$  nécessite le calcul de  $G_2^{(3)}$  et  $F_{\pm,1}^{(2)}$ . Ces termes sont divisés en leurs composantes absorptives et dispersives.

$$G_2^{(3)} = Disp G_2^{(3)} + i Abs G_2^{(3)} \quad \text{et} \quad F_{\pm,1}^{(2)} = Disp F_{\pm,1}^{(2)} + i Abs F_{\pm,1}^{(2)} \quad (2.48)$$

Les parties dispersives ne sont pas calculables. Les termes absorptifs  $Abs G^{(3)}$  et  $Abs F_{\pm,1}^{(2)}$  sont évalués à partir des diagrammes de la figure 2.12.

Finalement le terme d'interférence considéré dans  $B_{CP}$  est :

$$Im[G(F_+ - F_-)^*] \rightarrow Im\left[G_2^{(2)}\left(F_{+,1}^{(1)} - F_{-,1}^{(1)}\right)^*\right] + Re\left[Abs G_2^{(3)}\left(F_{+,1}^{(1)} - F_{-,1}^{(1)}\right)^*\right] - Re\left[G_2^{(2)}\left(Abs F_{+,1}^{(2)} - Abs F_{-,1}^{(2)}\right)^*\right] \quad (2.49)$$

Le calcul à l'ordre sous-dominant n'est donc pas complet puisque les termes  $Im[Disp G_2^{(3)}(F_{+,1}^{(1)} - F_{-,1}^{(1)})^*]$  et  $Im[G_2^{(2)}(Disp F_{+,1}^{(2)} - Disp F_{-,1}^{(2)})^*]$  sont négligés. Bien que ces termes interviennent au même ordre dans le développement en impulsion, cette approximation est justifiée dans la référence [19] en remarquant avec des considérations simples que les parties absorptives sont augmentées d'un facteur  $\pi$  par rapport aux termes dispersifs et qu'elles forment les contributions dominantes.

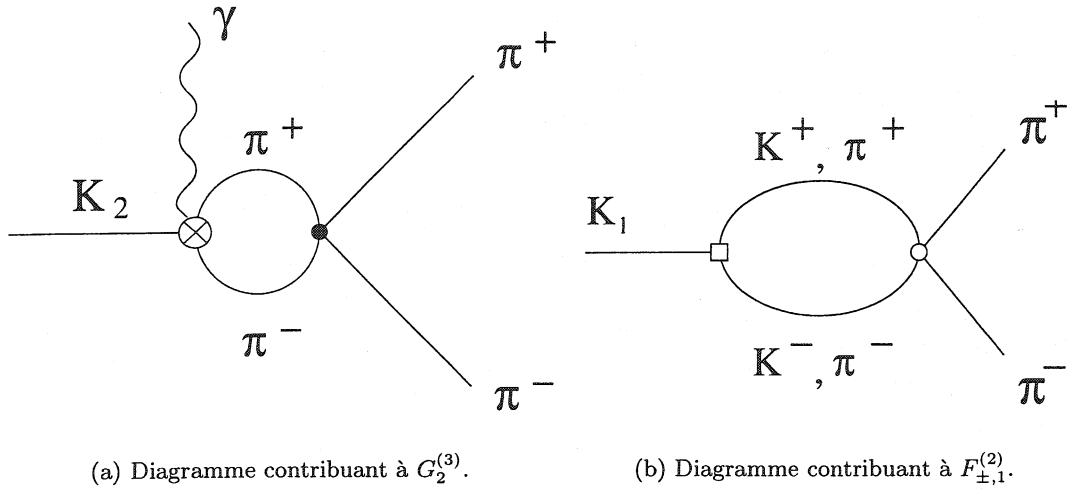


FIG. 2.12 – Diagrammes contribuant aux interactions dans l'état final à l'ordre dominant dans le mode  $K_L \rightarrow \pi\pi\gamma^*$ . (a) : Diagramme contribuant à  $G_2^{(3)}$ . Le cercle plein désigne un vertex provenant du lagrangien fort et électromagnétique à l'ordre le plus bas. Le vertex marqué d'une croix provient d'un opérateur d'ordre  $\mathcal{O}(p^4)$  du lagrangien faible. (b) : Diagrammes contribuant à  $F_{\pm,1}^{(2)}$ . Le photon doit être rajouté sur toutes les lignes chargées, sur les vertex faibles (carré), et forts (cercle).

Le paramètre  $w_L$  n'apparaît dans l'asymétrie qu'à travers le taux  $\Gamma_{K_L}$ . Pour s'en affranchir, les auteurs [18] donnent les valeurs du produit  $B_{CP} \times BR$  pour différentes coupures sur la masse invariante des deux électrons :

$$\begin{aligned} |B_{CP}| \times BR(10^{-8}) &= 208\% && \text{pour } s_l > (10 \text{ MeV})^2 \\ |B_{CP}| \times BR(10^{-8}) &= 9,7\% && \text{pour } s_l > (80 \text{ MeV})^2 \end{aligned} \quad (2.50)$$

Comme il l'a été noté dans les travaux de L.M. Sehgal et M. Wanninger [1] et dans ceux de P. Heiliger et L.M. Sehgal [2], la prise en compte des rediffusions pion-pion dans l'état final augmente l'asymétrie d'environ un facteur 1,5. Comme pour la comparaison des rapports d'embranchement, les valeurs attendues de l'asymétrie dans les deux approches sont présentées dans le tableau 2.2. A noter que pour la détermination de  $B_{CP}$ , les taux de désintégration utilisés sont ceux du modèle phénoménologique.

Seuil	$\mathcal{A}$ (%)	$B_{CP}$ (%)
$s_l > (10 \text{ MeV})^2$	16,4	16,6
$s_l > (20 \text{ MeV})^2$	16,2	16,3
$s_l > (40 \text{ MeV})^2$	15,1	14,2
$s_l > (80 \text{ MeV})^2$	12,6	11,0
$s_l > (100 \text{ MeV})^2$	11,5	9,5

TAB. 2.2 – Valeurs de l'asymétrie calculée avec l'approche phénoménologique ( $\mathcal{A}$ ) et dans le cadre du modèle chirale ( $B_{CP}$ ) pour différentes coupures sur la masse invariante  $e^+e^-$ .

## 2.4 La désintégration $K_S \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-$

Si l'on néglige la violation de CP, le  $K_S$  est un état de CP défini +1 et le  $K_L$  un état -1. Les contributions qui sont supprimées dans les désintégrations du  $K_L$  par la conservation de CP sont à l'inverse favorisées dans le cas du  $K_S$ . Comme dans le mode  $K_S \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$ , le mode  $K_S \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-$  est largement dominé par la composante due au bremsstrahlung interne. L'émission directe de type M1 est diminuée du facteur  $\varepsilon$  par rapport au mode  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-$ . Celle de type électrique (E1) est mesurée comme faible dans la désintégration  $K_S \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$ . Elles sont toutes deux complètement négligées.

Le taux de désintégration  $K_S \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-$  est donc directement relié à celui du  $K_L$  par :

$$\Gamma(K_S \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-) = \frac{\tau_S}{\tau_L} \frac{1}{|\varepsilon|^2} \Gamma_{IB}(K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-) \quad (2.51)$$

où  $\tau_S$  et  $\tau_L$  sont les temps de vie du  $K_S$  et du  $K_L$ .

Avec  $\Gamma_{IB}(K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-) = 1,4 \times 10^{-7}$  (cf. éq (2.29) p. 38), il vient :

$$\Gamma(K_S \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-) = 4,6 \times 10^{-5} \quad (2.52)$$

En l'absence d'autres contributions à cette désintégration, aucune asymétrie n'est attendue dans les distributions angulaires considérées précédemment.

## 2.5 La violation de T

La variable  $\sin\phi\cos\phi$  dans laquelle une large asymétrie autour de zéro est attendue s'écrit :

$$\sin\phi\cos\phi = (\hat{n}_\pi \cdot \hat{n}_l) \cdot (\hat{n}_\pi \times \hat{n}_l) \cdot \hat{z} \quad (2.53)$$

où  $\hat{n}_\pi$  et  $\hat{n}_l$  sont les normales aux plans formés par les deux pions et les deux électrons et  $\hat{z}$  est un vecteur unitaire le long de la direction du di-pion (voir figure 2.5 p. 37).

La transformation CP agit sur les impulsions selon  $p_\pm \rightarrow -p_\mp$  et  $k_\pm \rightarrow -k_\mp$ , et on obtient donc :

$$CP : \quad \sin\phi\cos\phi \longrightarrow -\sin\phi\cos\phi. \quad (2.54)$$

Cette variable est impaire sous CP et l'asymétrie est une manifestation claire de la non conservation de CP.

Elle est également impaire sous la transformation T qui reverse toute les impulsions :

$$T : \quad \sin\phi\cos\phi \longrightarrow -\sin\phi\cos\phi. \quad (2.55)$$

En 1999, après la mesure par la collaboration KTeV de cette asymétrie, la question de savoir ce qu'elle nous apprend sur la violation de T a suscité de nombreux commentaires [27, 31, 32, 33, 34, 35].

Associée au supposé théorique fort de la symétrie CPT (cf. § 1.1.4 p. 14), la découverte de la violation de CP en 1964 donne la violation de T comme un fait acquis. Cependant l'observation directe de cette dernière reste rare. Avant de discuter les perspectives qu'offrent le mode  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-$  sur la compréhension de la violation de T, un rappel de la principale observation de la violation de T s'impose.



### 2.5.1 La mesure de CPLEAR

Une façon non ambiguë de tester l'invariance par T dans le système des kaons neutres consiste à comparer les taux des réactions images par renversement du temps : les transitions  $K^0 \rightarrow \bar{K}^0$  et  $\bar{K}^0 \rightarrow K^0$ . L'invariance par renversement du temps impose que la probabilité ( $\mathcal{P}$ ) qu'un kaon initialement (à  $t=0$ ) dans un état  $K^0$  soit observé comme un  $\bar{K}^0$  à un temps  $t = \tau$  soit rigoureusement identique à la probabilité qu'un  $\bar{K}^0(t = 0)$  soit vu comme un  $K^0$  au temps  $t = \tau$ . Une différence entre ces deux probabilités est un signe de la violation de T. Elle est paramétrée par l'asymétrie :

$$\mathcal{A}_T = \frac{\mathcal{P}(\bar{K}^0 \rightarrow K^0) - \mathcal{P}(K^0 \rightarrow \bar{K}^0)}{\mathcal{P}(\bar{K}^0 \rightarrow K^0) + \mathcal{P}(K^0 \rightarrow \bar{K}^0)} \quad (2.56)$$

La mesure de  $\mathcal{A}_T$ , en 1998, dans l'expérience CPLEAR constitue la première observation directe de la violation de T. Dans cette expérience, les  $K^0$  et les  $\bar{K}^0$  sont créés par annihilation  $p\bar{p}$  au travers des réactions :

$$p\bar{p} \rightarrow \begin{matrix} K^- \pi^+ K^0 \\ K^+ \pi^- \bar{K}^0 \end{matrix} \quad (2.57)$$

L'étrangeté du kaon neutre produit à  $t = 0$  est déterminée par la mesure de la charge du kaon chargé qui l'accompagne.

Pour connaître l'étrangeté du kaon neutre au moment de sa désintégration (à  $t = \tau$ ), la collaboration CPLEAR observe les désintégrations semi-leptoniques Ke3 et mesure la charge du lepton : la détection d'un positon caractérise un  $K^0$  et un électron signe un  $\bar{K}^0$  (cf. § 1.2.1 p. 16). L'asymétrie mesurée

$$\mathcal{A}_{Exp} = \frac{R(\bar{K}^0_{t=0} \rightarrow e^+ \pi^- \nu_{t=\tau}) - R(K^0_{t=0} \rightarrow e^- \pi^+ \bar{\nu}_{t=\tau})}{R(\bar{K}^0_{t=0} \rightarrow e^+ \pi^- \nu_{t=\tau}) + R(K^0_{t=0} \rightarrow e^- \pi^+ \bar{\nu}_{t=\tau})}, \quad (2.58)$$

est donc équivalente à  $\mathcal{A}_T$  dans la limite où l'invariance par CPT est respectée dans les désintégrations semi-leptoniques et où la règle  $\Delta S = \Delta Q$  est valable. Avec ces réserves, le résultat obtenu par CPLEAR,  $\mathcal{A}_{Exp} = (6,6 \pm 1,3(stat) \pm 1,9(syst)) \times 10^{-3}$  [36], est une observation de la violation de T.

D'autre part, l'analyse des données de CPLEAR permet également de contraindre les hypothèses sus-mentionnées. En utilisant les relations de Bell-Steinberger (dérivées de la condition d'unitarité), l'ensemble des résultats de CPLEAR [37] permet de conclure sur la violation de T indépendamment de toute autre hypothèse.

### 2.5.2 La désintégration $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-$

Dans le mode  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-$ , la situation est bien différente. L'observation repose sur l'asymétrie d'une variable impaire par renversement des impulsions. L'opération de renversement du temps demande en plus de renverser véritablement le sens de l'écoulement du temps, c.à.d d'intervertir les états initiaux et finaux. Ce qui n'est pas le cas ici.

Cette explication est formalisée dans la référence [32] comme suit : la matrice  $S$  est écrite en fonction de la matrice  $T$  de transition d'un état  $i \rightarrow f$

$$S_{if} = \delta_{if} + iT_{if}. \quad (2.59)$$

La condition d'unitarité ( $S^\dagger S = 1$ ) impose

$$T_{fi}^* = T_{if} - iA_{if} \quad (2.60)$$

où  $T_{fi}$  est l'amplitude de la réaction  $f \rightarrow i$ , et  $A_{if}$  représente la partie dite *absorptive* du processus  $i \rightarrow f$  :

$$A_{if} = \sum_k T_{ik} T_{kf}^* \quad (2.61)$$

En élevant l'équation (2.60) au carré, il vient :

$$|T_{fi}|^2 = |T_{if}|^2 + 2\text{Im}(A_{if} T_{if}^*) + |A_{if}|^2 \quad (2.62)$$

Notons  $\tilde{i}$  et  $\tilde{f}$ , les états initiaux et finaux dont les impulsions et les polarisations sont renversées. L'invariance par T implique :

$$|T_{fi}|^2 = |T_{\tilde{f}\tilde{i}}|^2 \quad (2.63)$$

Enfin, l'équation (2.62) est réécrite :

$$|T_{if}|^2 - |T_{\tilde{f}\tilde{i}}|^2 = -2\text{Im}(A_{if} T_{if}^*) - |A_{if}|^2 + (|T_{fi}|^2 - |T_{\tilde{f}\tilde{i}}|^2) \quad (2.64)$$

Le terme de gauche exprime l'effet observé dans l'asymétrie en  $\sin\phi\cos\phi$ . Dans le terme de droite, apparaissent plusieurs contributions. La dernière représente réellement le renversement du temps. Les deux autres, qui font apparaître le terme  $A_{if}$ , proviennent des interactions dans l'état final. Dans le mode  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-$  en particulier, ces dernières peuvent modifier la distribution en  $\phi$  et engendrer une asymétrie sans nécessairement invoquer la violation de T.

En conclusion, l'asymétrie observée dans la désintégration  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-$  manifeste indubitablement la violation de CP. Dans le modèle étudié, elle est due à la violation de CP dans le mélange  $K^0 - \bar{K}^0$  et est gouvernée par le paramètre  $\eta_{+-}$ . D'autre part, l'asymétrie est impaire par T puisqu'elle change de signe lorsqu'on renverse les impulsions. Cette opération n'incluant pas l'échange des états initiaux et finaux, une valeur non nulle de l'asymétrie ne constitue pas en soi une preuve directe de la violation de T. Elle peut être en particulier due aux interactions dans l'état final. Notons enfin, que le mode  $K_S \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-$ , dans lequel aucune asymétrie n'est attendue, ne permet pas de préciser ces dernières puisqu'il n'apparaît dans la désintégration du  $K_S$  qu'une seule des deux composantes qui participent à l'asymétrie dans le mode  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-$ .

## 2.6 Conclusion

### Le mode $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-$

La désintégration  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-$  est envisagée comme une désintégration  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$  où le photon, virtuel, subit une conversion interne. Le mode  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$  est dominé par deux contributions. L'une d'entre elle viole CP : la composante  $K_1$  du  $K_L$  se désintègre en  $\pi^+ \pi^-$  et l'un des pions émet un photon par bremsstrahlung interne. Dans l'autre, la symétrie CP est respectée et le photon est directement issu du vertex de la désintégration du  $K_2$ . Appliquer les connaissances du mode  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$  au mode  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-$  permet de prédire le rapport d'embranchement de ce dernier :  $BR(K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-) \simeq 3, 2 \times 10^{-7}$ . D'autres processus comme

ceux dus au rayon de charge du  $K^0$  sont propres au mode  $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-e^+e^-$  mais interviennent avec une amplitude bien plus faible. Les interactions à courtes distances ( $s\bar{d} \rightarrow e^+e^-$ ) également envisagées présentent une composante qui viole CP directement. Leurs effets sont néanmoins trop faibles pour être mesurables par les expériences actuelles.

D'autre part, une étude du mode  $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-e^+e^-$  est possible dans le cadre de la théorie chirale perturbative. Dans ce contexte, le taux de désintégration est calculé à l'ordre dominant. Le résultat dépend d'un unique paramètre  $w_L$  à déterminer expérimentalement.

L'état final des désintégrations de  $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$  contient deux configurations aux propriétés opposées sous CP. Tant que la polarisation du photon n'est pas mesurée, aucune interférence n'est visible. Alternativement à cette mesure, le mode  $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-e^+e^-$  permet d'observer la corrélation angulaire entre le plan de désintégration des deux électrons par rapport à celui des deux pions. Celle-ci présente une large asymétrie (14%) qui est une manifestation de la violation de CP. Notons enfin que cette asymétrie, même si elle change de signe sous l'effet de l'opérateur T, ne saurait être interprétée comme un nouveau signe de la violation de T.

### Le mode $K_S \rightarrow \pi^+\pi^-e^+e^-$

Le mode  $K_S \rightarrow \pi^+\pi^-e^+e^-$  est complètement dominé par la contribution du bremsstrahlung interne et permet d'étudier cette composante en détail. Son rapport d'embranchement, estimé à partir de celui du processus  $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-e^+e^-$  et des mesures dans le mode  $K_S \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$ , vaut :  $BR(K_S \rightarrow \pi^+\pi^-e^+e^-) \simeq 4,6 \times 10^{-5}$ .

tel-00389052, version 1 - 28 May 2009

Deuxième partie  
L'expérience NA48

L'expérience NA48 est installée auprès de l'accélérateur de protons SPS du Laboratoire Européen de Physique des Particules (CERN). Elle est menée par une collaboration d'environ 150 physiciens venant de 16 instituts<sup>2</sup>. Celle-ci cherche à mesurer le paramètre  $Re(\epsilon'/\epsilon)$  introduit au chapitre 1. Rappelons qu'une valeur non-nulle de celui-ci met en évidence la violation directe de CP. Etant donné la petitesse de ce paramètre, établir la violation directe de CP demande une grande précision. La collaboration NA48 se propose de déterminer  $Re(\epsilon'/\epsilon)$  avec une incertitude de  $2 \times 10^{-4}$  [38].

Pour ce faire, elle mesure le double rapport  $R$  des taux de désintégration des  $K_L$  et des  $K_S$  en deux pions chargés et deux pions neutres, relié à  $Re(\epsilon'/\epsilon)$  par (cf. éq. 1.35 p. 23) :

$$R = \frac{\Gamma(K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0)}{\Gamma(K_S \rightarrow \pi^0 \pi^0)} / \frac{\Gamma(K_L \rightarrow \pi^+ \pi^-)}{\Gamma(K_S \rightarrow \pi^+ \pi^-)} \simeq 1 - 6 Re\left(\frac{\epsilon'}{\epsilon}\right)$$

Pour détecter ces quatre modes de désintégration, la collaboration s'est dotée du dispositif expérimental suivant :

- Deux faisceaux distincts d'où sont respectivement issus les désintégrations de  $K_L$  et de  $K_S$ , et d'un dispositif d'étiquetage permettant de les distinguer.
- Un détecteur capable d'identifier les désintégrations en deux pions chargés et neutres. Les désintégrations des  $K_L$  sont dominées par les modes semi-leptoniques ( $K_L \rightarrow \pi l \nu$ ) et les modes en trois pions ( $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0, \pi^0 \pi^0 \pi^0$ ). Les désintégrations en deux pions sont distinguées de ces importants bruits de fond en reconstituant avec une excellente résolution la cinématique des événements contenus dans l'acceptance du détecteur. Les deux principales composantes du détecteur NA48 sont :
  - un calorimètre électromagnétique pour la mesure de la position, de l'énergie et du temps de passage des photons issus de la désintégration des  $\pi^0$ , et pour l'identification des électrons.
  - un spectromètre magnétique pour la mesure des trajectoires et des impulsions des particules chargées.
- Un système d'acquisition performant pour la sélection en ligne des événements.

Ce dispositif est optimisé pour la mesure de  $Re(\epsilon'/\epsilon)$ , mais il permet bien sûr de mener à bien d'autres études dans le domaine des kaons neutres, notamment celle des modes  $K_{L,S} \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-$ . La particularité de ces derniers réside dans leur système de déclenchement. Sur des critères simples et adaptés à la structure du déclenchement de NA48, nous avons mis en œuvre la sélection en ligne des désintégrations avec quatre particules chargées dans l'état final.

Dans ce chapitre, consacré à la description du dispositif expérimental, sont détaillées les lignes de faisceaux, les différentes composantes du détecteur, la gestion des données et enfin, les conditions de fonctionnement pendant les campagnes de mesures utilisées dans cette thèse.

---

<sup>2</sup>Cagliari, Cambridge, CERN, Dubna, Edinbourg, Ferrara, Florence, Mayence, Orsay, Perugia, Pise, Saclay, Siegen, Turin, Varsovie et Vienne

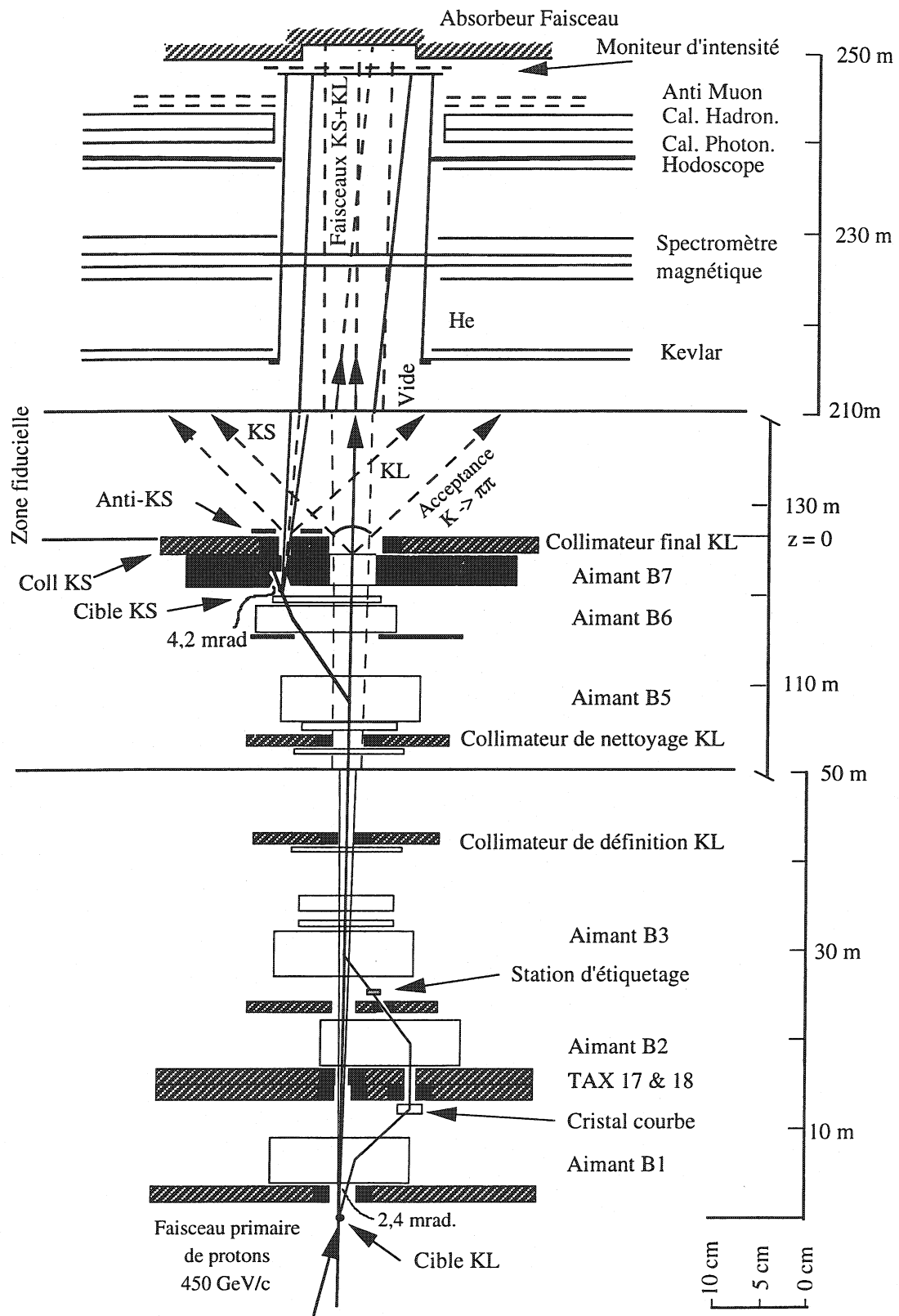


FIG. 3.1 - L'appareillage de NA48

## Chapitre 3

# Les faisceaux de kaons neutres dans NA48

### 3.1 La ligne de faisceaux

Le but principal de l'expérience NA48 est d'observer simultanément les désintégrations de  $K_L$  et de  $K_S$  en deux pions provenant d'une même région fiducielle. Pour ce faire, elle s'est pourvue de deux faisceaux distincts (dits faisceau  $K_L$  et faisceau  $K_S$ ) convergeant vers un même détecteur. Le faisceau  $K_L$  est produit par interaction d'un faisceau intense de protons de haute énergie sur une cible située 250 m en amont du détecteur. Un cristal incurvé dévie une partie des protons primaires qui n'ont pas interagi dans la cible  $K_L$ . Ce faisceau secondaire de protons est dirigé sur une seconde cible, 120 m en aval de la cible  $K_L$ , pour engendrer le faisceau  $K_S$ . A cet endroit, les deux faisceaux sont séparés verticalement par 7,2 cm, mais ils convergent vers le détecteur, 120 m en aval. Du fait de la distance importante entre les cibles et de la différence des temps de vie des kaons neutres, les désintégrations en deux pions observées au-delà de la cible  $K_S$  proviennent essentiellement de la composante  $K_S$  du faisceau  $K_S$ , ou de la composante  $K_L$  du faisceau  $K_L$ . Pour les distinguer, le temps de passage des protons envoyés vers la cible  $K_S$  est enregistré par une *station d'étiquetage* placée en aval du cristal. L'origine,  $K_L$  ou  $K_S$ , d'une désintégration observée dans le détecteur peut ainsi être déterminée en comparant le temps de la désintégration au temps des protons étiquetés. L'ensemble de ce dispositif est représenté sur la figure 3.1 et décrit dans la référence [39].

#### 3.1.1 Les faisceaux de kaons

Le faisceau primaire de protons est issu du SPS (*Super Proton Synchrotron*). L'expérience NA48 est située dans la zone expérimentale nord (la *North Area*, dont elle tire son nom), à quelques kilomètres du point d'extraction du faisceau de protons. A l'intensité nominale,  $1,5 \times 10^{12}$  protons de 450 GeV sont délivrés à NA48 à chaque déversement pour produire les faisceaux de kaons. Le déversement des protons dure 2,5 s et se répète toutes les 14,4 s, durée du cycle du SPS.

##### 3.1.1.1 Le faisceau $K_L$

Le faisceau de protons est focalisé sur la cible  $K_L$ . Celle-ci est formée d'un cylindre en béryllium de 2 mm de diamètre et de 40 cm de long, précisément aligné selon l'axe Z (horizontal). Les particules neutres émergeant dans l'axe de la cible sont sélectionnées par une série de trois collimateurs



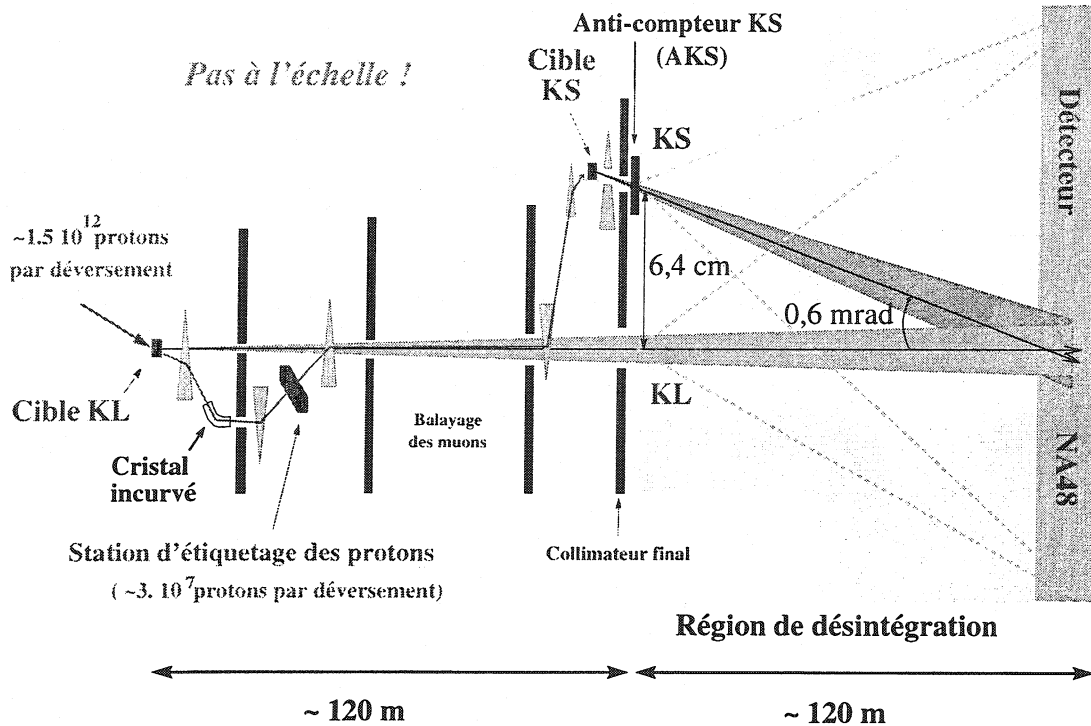


FIG. 3.2 – Schéma de principe des faisceaux KL et KS.

tandis que les particules chargées sont balayées par un aimant dipolaire placé derrière la cible. Le premier collimateur, dit *de définition*, a une ouverture de 12,2 mm de diamètre. Disposé 41 m après la cible, il définit le profil du faisceau. Les deux autres collimateurs, *de nettoyage* et *final*, arrêtent les produits provenant de désintégrations des particules du faisceau ou de leurs interactions avec les collimateurs précédents. Le collimateur final est placé 126 m en aval de la cible KL. Il délimite le début du volume fiduciel de désintégration.

Le faisceau obtenu est composé essentiellement de kaons neutres, de neutrons et de photons. La direction des protons incidents forme un angle de 2,4 mrad avec le faisceau sortant. L'angle de production choisi optimise les proportions de neutrons et de kaons présents dans le faisceau. Ainsi, le nombre de neutrons contaminant le faisceau est réduit d'un facteur 4 par rapport au nombre de neutrons émis dans l'axe des protons. La perte correspondante en kaons, elle, n'est que de 25%.

Les kaons créés sont produits par interaction forte de protons sur les noyaux de la cible. Les états initiaux sont donc des  $K^0$  et des  $\bar{K}^0$ . Si on fait abstraction de la violation de CP, les faisceaux contiennent ainsi le même nombre de  $K_L$  et de  $K_S$ . La cible KL est placée suffisamment loin en aval du dernier collimateur pour que tous les  $K_S$  se désintègrent avant de l'atteindre. A l'entrée de la région de désintégration, seule la composante  $K_L$  demeure dans le faisceau. De la cible jusqu'au dernier collimateur, le faisceau neutre est contenu dans un tube à vide pour empêcher les interactions des photons et des neutrons dans la matière, la diffusion multiple des kaons ou la régénération des  $K_L$  en  $K_S$ .

### 3.1.1.2 Le faisceau KS

Les protons qui n'ont pas interagi dans la cible KL sont déviés par le premier aimant de balayage (B1 sur la figure 3.1) d'un angle de 7,2 mrad vers le cristal en silicium [40]. Le cristal est disposé de telle sorte qu'une fraction des protons sont canalisés dans son champ coulombien et déviés sur une trajectoire horizontale. Le reste des protons et les autres particules chargées produites dans la cible KL continuent leur trajet vers des blocs en alliage de tungstène où ils sont absorbés.

Le faisceau secondaire de protons, atténué d'un facteur  $2 \times 10^4$  par rapport au faisceau primaire, est ramené le long de la ligne de faisceau KL à l'aide de deux aimants dipolaires (B2 et B3). Il est focalisé sur un point situé 109 m en aval du cristal, au niveau de la cible KS, par une série d'aimants quadripolaires. Une vingtaine de mètres avant le point de focalisation, le faisceau est à nouveau dévié de sa trajectoire horizontale par deux dipôles (B5 et B6) et est dirigé avec un angle de 3,6 mrad, vers la cible KS située 7,2 cm au-dessus du faisceau KL.

La cible KS est identique à la cible KL et est immédiatement suivie d'un aimant de balayage (B7). Le faisceau KS est défini par un collimateur de 1,2 m de longueur placé 4,8 m après la cible, de manière à converger vers le faisceau KL avec un angle de 0,6 mrad. L'angle de production du faisceau KS est choisi pour rendre les spectres en énergie des  $K_S$  et des  $K_L$  vus par le détecteur aussi semblables que possible entre 70 et 170 GeV, domaine d'énergie considéré dans la mesure de  $\text{Re}(\epsilon'/\epsilon)$ . Là encore, le faisceau contient initialement une composante  $K_L$  aussi importante que la composante  $K_S$ . Néanmoins, alors que pratiquement tous les  $K_S$  se désintègrent dans le volume fiduciel avant le détecteur, l'énorme parcours moyen (3 km pour des  $K_L$  de 100 GeV) effectué par les  $K_L$  avant de se désintégrer garantit que les désintégrations dans un état pair de CP, observées à partir du second faisceau proviennent bien de  $K_S$ .

#### Résumé :

La figure 3.2 résume schématiquement le principe d'élaboration des faisceaux de NA48, tel qu'il vient d'être décrit. Le tableau 3.1 en résume les principales caractéristiques, à leur intensité nominale de fonctionnement.

Caractéristiques	Faisceau KL	Faisceau KS
Nombre de protons sur la cible par déversement	$1,5 \times 10^{12}$	$3 \times 10^7$
Impulsion des protons (GeV/c)	450	450
Angle de production (mrad)	2,4	4,2
Inclinaison par rapport à l'axe Z (mrad)	0	-0,6
Longueur du faisceau (cible au dernier collimateur) (m)	126	6
Divergence des faisceaux (mrad)	$\pm 0,15$	$\pm 0,375$
Nombre de $K^0$ par déversement au dernier collimateur	$\sim 2 \times 10^7$	$\sim 2 \times 10^2$
Nombre de désintégrations avant les détecteurs par déversement	$\sim 1,3 \times 10^6$	$\sim 2 \times 10^2$

TAB. 3.1 – Caractéristiques des faisceaux de kaons.

### 3.1.2 La station d'étiquetage (*tagger*)

Le temps de passage de chaque proton envoyé sur la cible KS est mesuré dans la station d'étiquetage [41] qui est placée 24 m en aval de la cible KL. Ce dispositif permet de différencier les désintégrations des  $K_L$  de celles des  $K_S$  : une désintégration dont le temps mesuré dans le détecteur coïncide avec le passage d'un proton dans le *tagger* est considérée comme originaire du faisceau  $K_S$ . S'il n'y a pas coïncidence, elle est considérée comme provenant du faisceau  $K_L$ .

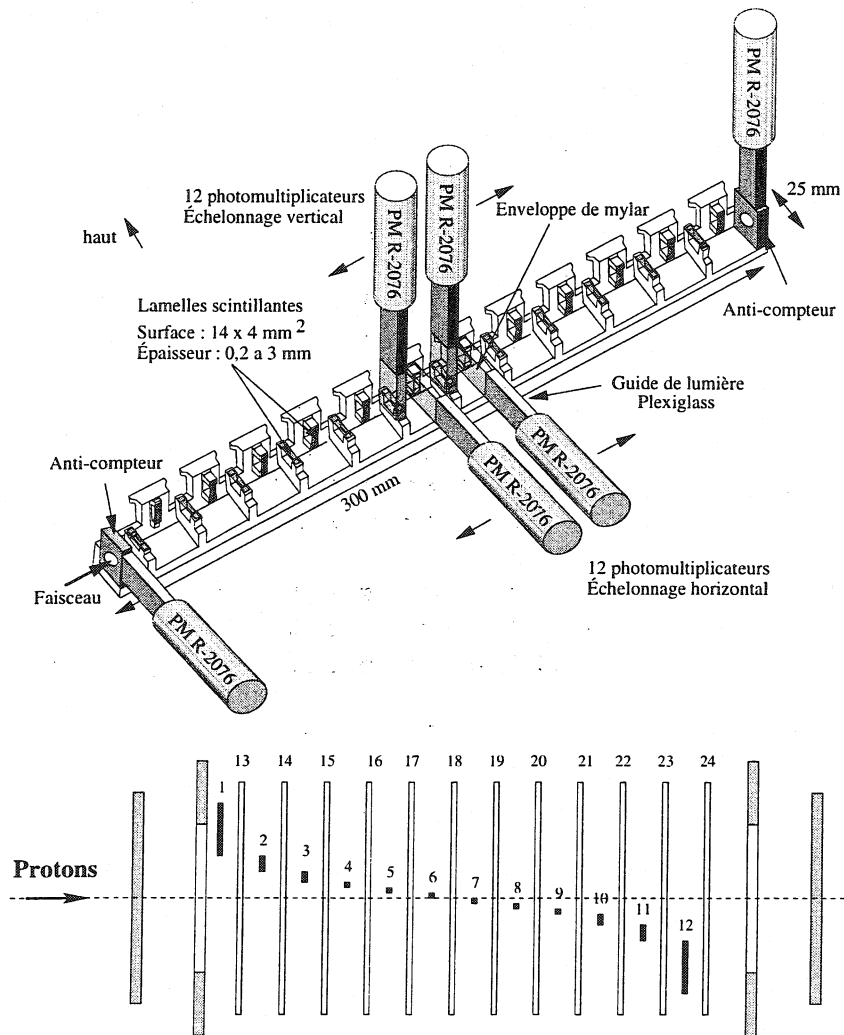


FIG. 3.3 – La station d'étiquetage. Haut : vue d'ensemble du dispositif. Bas : disposition des lames.

Le détecteur est segmenté pour répartir sur plusieurs scintillateurs le haut flux de protons auquel il est soumis ( $3 \times 10^7$  protons par déversement de 2,4 s). Il est constitué de deux séries de 12 lames scintillantes, l'une disposée verticalement et l'autre horizontalement, comme le montre la figure 3.3. Dans chaque série, les lames sont décalées pour couvrir complètement la surface du faisceau de protons. Un recouvrement de  $50 \mu\text{m}$  entre deux lames adjacentes assure l'herméticité du détecteur. Ainsi, chaque proton traverse au moins une lame horizontale et une lame verticale. La largeur de chaque lame, d'autant plus grande que le scintillateur est excentré, s'adapte au profil essentiellement gaussien du faisceau, de façon que toutes voient à peu près la même intensité de protons.

Chaque scintillateur est équipé d'un guide de lumière et d'un photomultiplicateur. Ces derniers sont lus par deux convertisseurs analogique/numérique rapides (FADC) fonctionnant à 480 MHz. Les deux convertisseurs sont décalés d'une demi-période pour produire un échantillonnage effectif de 1 GHz [42].

Lors de l'analyse, le temps de passage d'un proton est déterminé en ajustant une fonction gaussienne convoluée avec une exponentielle sur les signaux des FADC. La qualité de cet ajustement peut être détériorée si deux protons proches en temps traversent la même lame. Un autre ajustement est alors effectué avec une double fonction pour déterminer le temps des deux protons. Cette technique conduit à une résolution d'environ 200 ps par proton et permet de séparer deux protons proches jusqu'à 4 ns. L'inefficacité de détection est estimée à environ  $2 \times 10^{-4}$ , pour une fenêtre de coïncidence de  $\pm 2$  ns.

### 3.2 La région de désintégration et les anti-compteurs

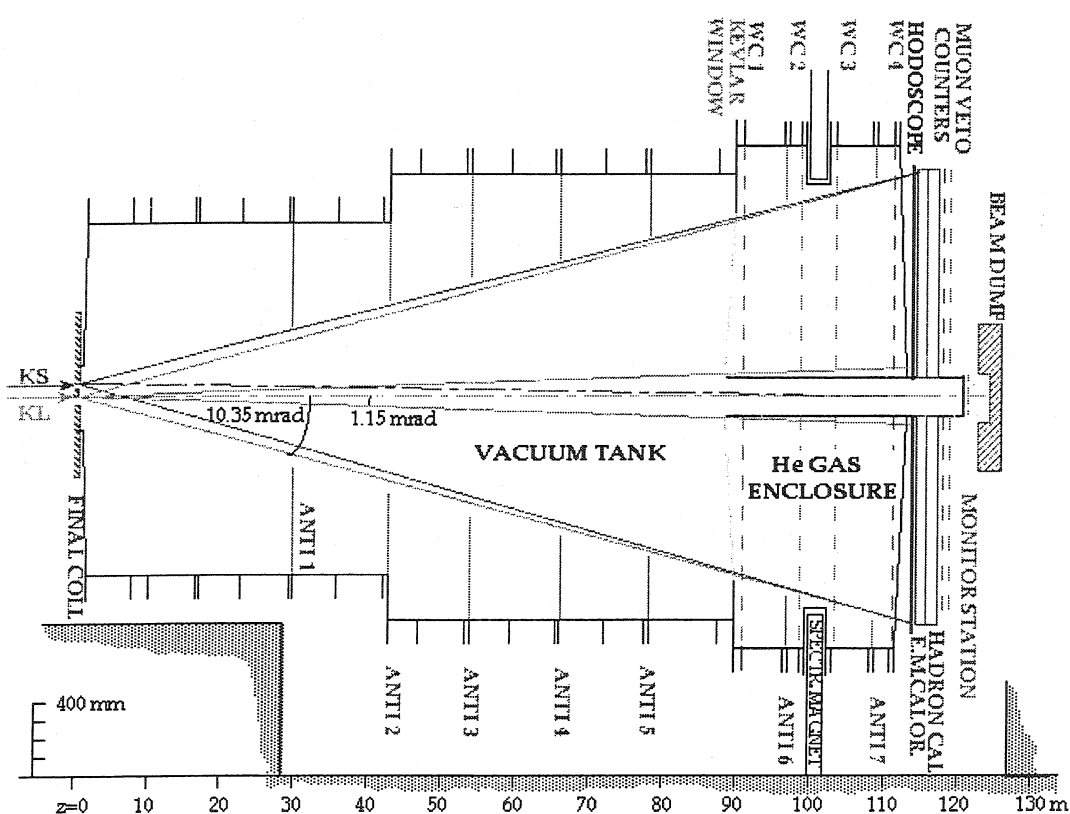


FIG. 3.4 - La région de désintégration.

#### 3.2.1 La région de désintégration

La zone de désintégration s'étend des derniers collimateurs  $K_L$  et  $K_S$  jusqu'au détecteur NA48. Elle est maintenue sous vide pour éviter la régénération des  $K_L$  avant désintégration et la diffusion des particules avant les détecteurs. Le vide est contenu dans une enceinte en acier de 88 m de long et de 1,9 à 2,4 m de diamètre. La pression dans l'enceinte est inférieure à  $10^{-4}$  mbar.

Un champ magnétique non-négligeable a été mesuré à l'intérieur de cette enceinte. Sur la plupart de zone de désintégration, il est comparable en intensité et en direction au champ terrestre. Localement, il présente cependant des déviations (jusqu'à 1,5 Gauss) qui sont attribuées à des magnétisations antérieures du site expérimental. La cartographie détaillée qui en est faite est utilisée lors de l'extrapolation des trajectoires des particules chargées vers le point de désintégration.

En aval, l'enceinte est prolongée par un tube à vide en carbone de 16 cm de diamètre qui contient les faisceaux et qui court sur toute la longueur du détecteur NA48. L'extrémité du tube est fermée par une paroi en mylar. La jonction entre le tube et l'enceinte est réalisée par une fine fenêtre en kevlar dont l'épaisseur représente en moyenne  $3 \times 10^{-3}$  d'une longueur de radiation ( $X_0$ ).

### 3.2.2 AKS

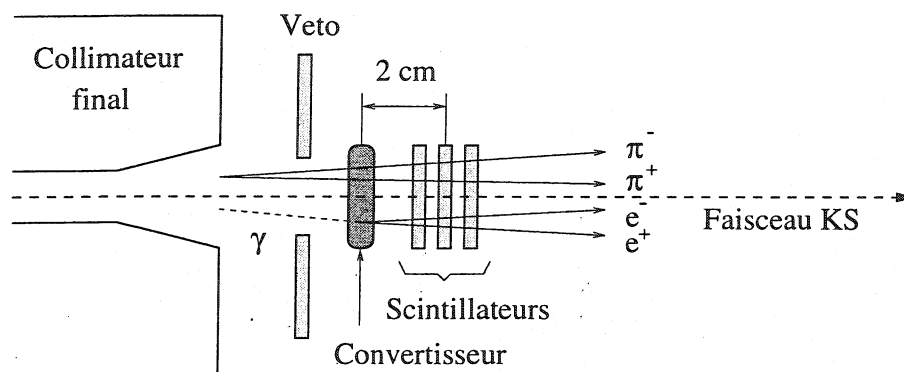


FIG. 3.5 – Schéma de l'AKS.

Dans la mesure de  $Re(\epsilon'/\epsilon)$ , la comparaison entre les désintégrations de  $K_L$  et de  $K_S$  doit être rigoureusement effectuée dans la même région fiducielle, de manière à éviter des corrections d'acceptance trop importantes.

Parce qu'ils ont une courte durée de vie, les  $K_S$  ont une distribution longitudinale qui décroît fortement dans les premiers mètres après la cible. Une erreur de définition du début de la région considérée peut entraîner un changement important dans le comptage des événements  $K_S$ . La résolution longitudinale des détecteurs n'est pas suffisante pour éviter ce biais, et un détecteur a été placé 7 cm après le dernier collimateur, le long de l'axe du faisceau  $K_S$ . Il signale les désintégrations qui ont eu lieu en amont de sa position et permet ainsi de déterminer précisément le début de la zone fiducielle. Ce détecteur est nommé AKS pour sa fonction d'*Anticompteur de  $K_S$*  [43]. Au niveau de celui-ci les faisceaux  $K_L$  et  $K_S$  sont distants de 6,4 cm.

L'AKS est composé d'un plan cristallin – en iridium – où se convertissent les photons et d'une série de trois scintillateurs couvrant chacun tout le faisceau (figure 3.5). Les scintillateurs détectent les particules chargées issues de la désintégration des  $K_S$  et les électrons issus de conversions de photons.

### 3.2.3 AKL

L'AKL détecte les particules qui sortent de l'acceptance du détecteur NA48.

Il comporte sept détecteurs annulaires de différents diamètres, disposés le long de la région de désintégration et du spectromètre de façon à apporter une herméticité maximale. Ces détecteurs sont nommés *ANTI* sur la figure 3.4.

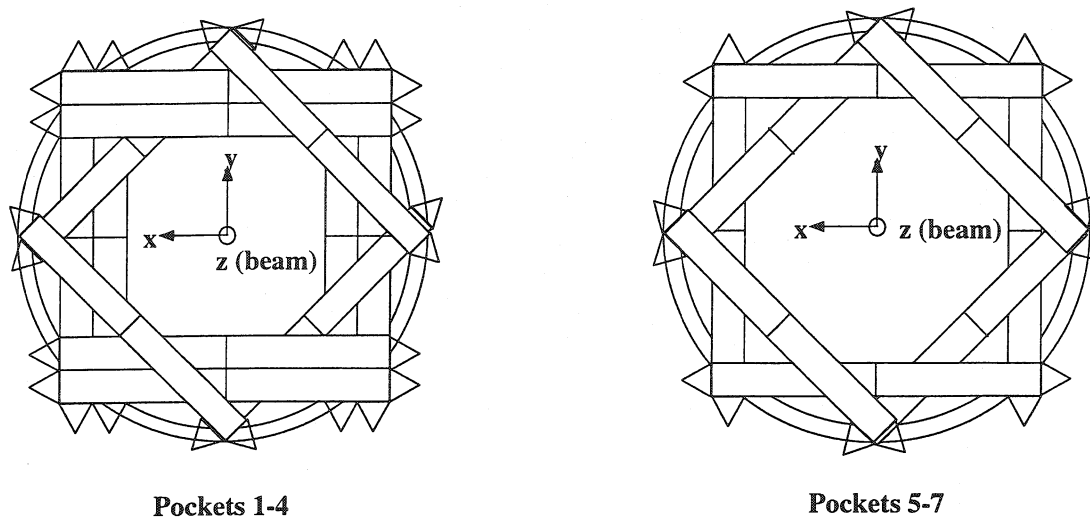


FIG. 3.6 – Disposition des compteurs de l'AKL.

Chaque compteur est constitué de lattes de scintillateur de 10 mm d'épaisseur positionnées comme indiqué sur la figure 3.6; notons que les trois derniers compteurs comportent moins de lattes. Les scintillateurs sont maintenus en place par une structure en fer qui sert également de convertisseur. A l'extrémité de chaque latte, un photomultiplicateur recueille la lumière de scintillation et la convertit en signaux électriques; ceux-ci sont numérisés par un système de lecture semblable à celui de l'hodoscope — décrit plus loin (cf. # 4.2 p.72) — et enregistrés par le système d'acquisition.

Toutes les 25 ns, l'AKL fournit au système de déclenchement un signal  $(\overline{AKL})$  indiquant le passage d'une particule dans au moins un des compteurs.

tel-00389052, version 1 - 28 May 2014

## Chapitre 4

# Le détecteur NA48

Les sections suivantes présentent les divers éléments du détecteur composant le dispositif de NA48.

Les premiers éléments rencontrés par les produits de désintégration sont le **spectromètre magnétique** et l'**hodoscope**. Ils comportent peu de matière et ne perturbent que très peu les particules qui les traversent. Les particules chargées (pions, électrons et muons principalement) laissent des traces de leur passage par ionisation. Ainsi, le spectromètre permet de déterminer leur trajectoire et de mesurer leur impulsion tandis que l'hodoscope donne une mesure précise de leur temps de passage.

En revanche, les détecteurs qui suivent présentent beaucoup de matière. Les particules qui les traversent y perdent toute ou partie de leur énergie.

Le premier d'entre eux est le **calorimètre électromagnétique**. Les photons et les électrons qui le rencontrent y sont complètement absorbés et le calorimètre permet de mesurer toute leur énergie, leur position et leur temps.

Les pions, en interagissant hadroniquement, ne perdent qu'une partie de leur énergie dans ce calorimètre. Ils déposent l'énergie qui leur reste dans le **calorimètre hadronique**. Les deux calorimètres sont utilisés complémentaires dans le système de déclenchement pour évaluer la quantité d'énergie totale de la désintégration.

Enfin, les muons, seules particules suffisamment pénétrantes qui ne déposent que très peu d'énergie dans les détecteurs précédents, sont identifiés dans le **détecteur à muons** qui est la composante la plus en aval du détecteur NA48.

### 4.1 Le spectromètre magnétique

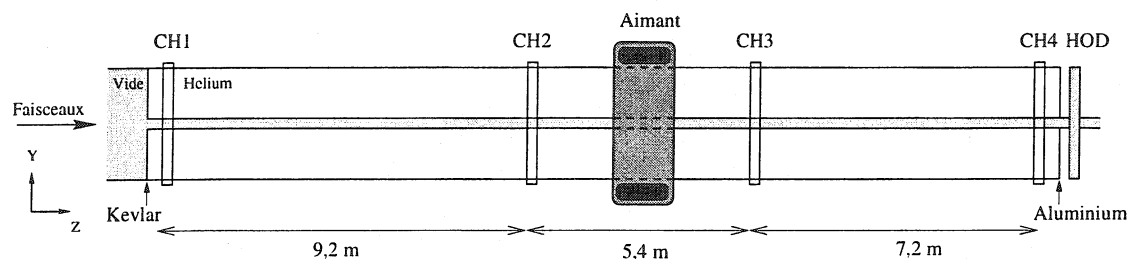


FIG. 4.1 – Le spectromètre magnétique.

Le spectromètre magnétique de NA48 est formé de deux paires de chambres à dérive [44]



placées de part et d'autre d'un aimant dipolaire [45], comme le montre la figure 4.1. Il permet de reconstituer les trajectoires des particules chargées qui le traversent et de mesurer leur impulsion. L'information provenant des chambres à dérives est utilisée dans le système de déclenchement pour sélectionner les désintégrations comprenant des particules chargées comme les modes  $\pi^+ \pi^-$  pour la mesure de  $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$  ou  $\pi^+ \pi^- e^+ e^-$  qui nous intéresse dans cette thèse.

L'espace entre les chambres est rempli d'hélium contenu dans un tube en acier de 2,37 m de diamètre interne. La faible densité de ce gaz, maintenu à la pression atmosphérique, permet de minimiser la diffusion des particules qui traversent le spectromètre. L'enceinte à hélium définit le volume fiduciel du spectromètre.

Les deux premières chambres permettent de reconstituer les segments de trajectoire des particules en amont de l'aimant. L'extrapolation de ces segments permet de voir s'ils proviennent d'un même point, et, le cas échéant de calculer la position de ce vertex. Les mesures fournies par les chambres situées en aval permettent de déterminer la déflexion des particules et donc leur impulsion.

#### 4.1.1 Les chambres à dérives

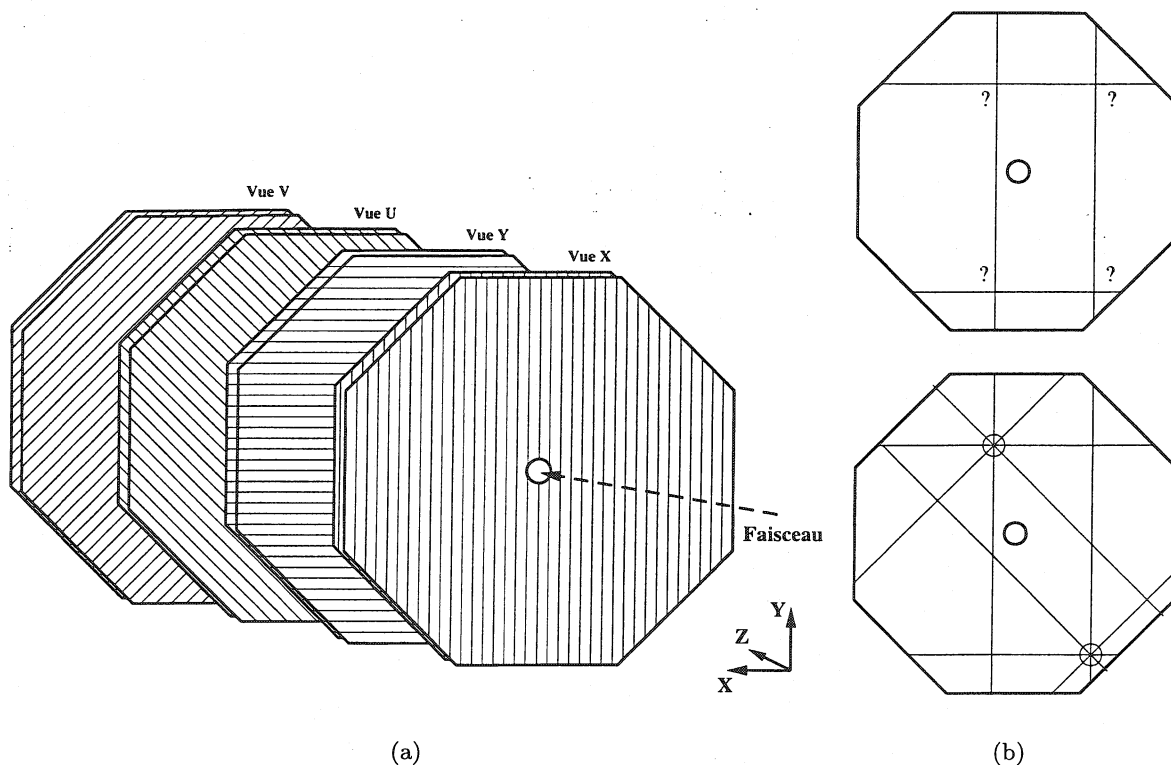


FIG. 4.2 – (a) Orientation des plans de détection dans une chambre à dérives. (b) Avec quatre vues, l'association entre les différentes coordonnées est dénuée d'ambiguïté même si plus d'une particule chargée traversent le détecteur.

#### Géométrie d'une chambre.

Les quatre chambres sont identiques, de forme octogonale et ont une envergure de 2,4 m. Au centre de chaque chambre, un trou de 16 cm de diamètre contient le tube à vide renfermant les faisceaux.

Une chambre comporte huit plans de détection perpendiculaires à l'axe du faisceau. Ces plans, formés de 256 fils de lecture parallèles et régulièrement espacés, sont regroupés en quatre vues d'orientation différente :  $0^\circ$  (XA,XB),  $90^\circ$  (YA,YB),  $-45^\circ$  (UA,UB),  $45^\circ$  (VA,VB) (voir figure 4.2(a)). Chaque vue permet de mesurer précisément la coordonnée de l'impact d'une particule orthogonalement à la direction de ses fils. La redondance de l'information apportée par les quatre vues est ici importante. Alors que deux vues suffisent en principe à établir le point de passage d'une particule dans une chambre, l'association des coordonnées devient ambiguë lorsque plusieurs particules traversent le détecteur. Avec trois vues l'ambiguïté est complètement résolue (voir figure 4.2(b)). En outre, la redondance offerte par les quatre vues améliore la résolution sur la mesure des coordonnées, ainsi que l'efficacité de détection, cruciale pour le système de déclenchement qui utilise en ligne les données du spectromètre.

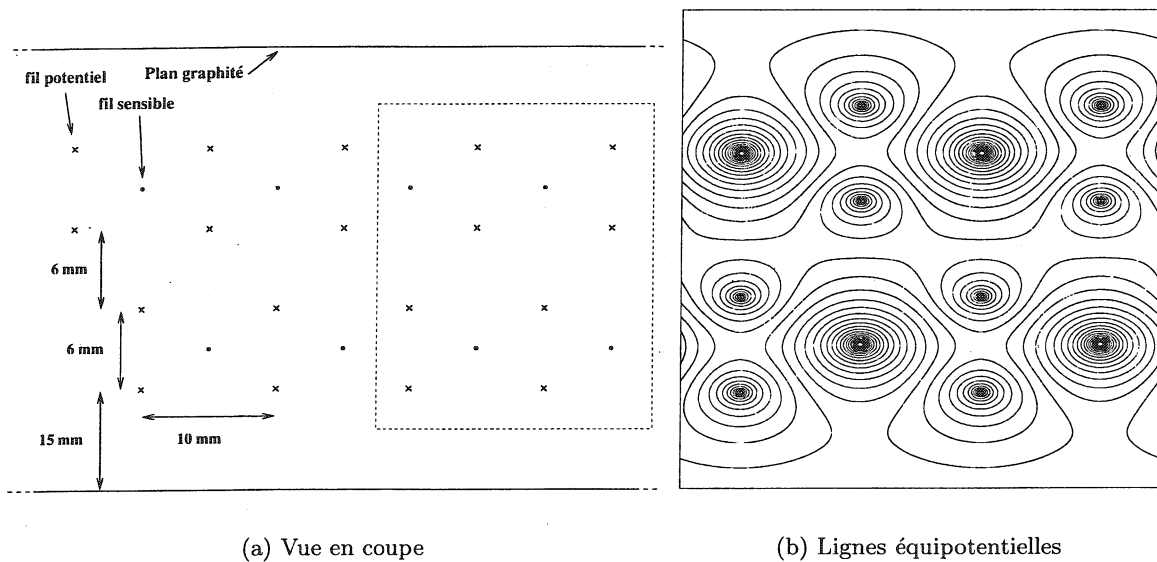


FIG. 4.3 – Détail d'une vue des chambres à dérive.

#### Composition d'une vue.

Les fils sensibles sont reliés à la masse, à l'une de leurs extrémités, par l'intermédiaire d'un préamplificateur. A l'autre extrémité, ils sont terminés par une résistance d'adaptation. Pour chaque plan cependant, deux groupes de 19 fils courts, raccordés au trou central sont laissés flottant à cette extrémité.

Un champ électrique est créé en insérant, de part et d'autre des plans de détection, des plans de fils portés à une haute tension négative et disposés parallèlement aux fils de lecture. Ces *fils de champ* sont réalisés en titane-cuivré doré et ont un diamètre de  $120 \mu\text{m}$ . La tension mécanique de 550 g appliquée sur ces fils contrebalance la force électrique répulsive qui tend à déplacer les fils

les uns par rapport aux autres. Les fils de détection sont faits de tungstène doré et leur diamètre est de  $20\ \mu\text{m}$ . Ils sont tendus à 55 g ce qui leur confère une flèche due à la pesanteur identique à celle des fils potentiels. De minces feuilles de mylar graphitées, portées à une tension négative et placées de chaque côté d'une vue, améliorent l'uniformité du champ électrique à l'intérieur d'une cellule et réduisent le potentiel électrique au voisinage des fils de champ. En abaissant le potentiel électrique sur les fils de champ, on évite d'arracher des électrons à la cathode (effet Malter) réduisant ainsi un des processus de vieillissement des chambres à fils.

Cette structure périodique définit un réseau de cellules identiques les unes aux autres centrées autour des fils sensibles (voir figure 4.3(a)). La distance entre deux fils consécutifs d'un même plan est de 10 mm. Le soin apporté à la construction garantit que la taille transverse d'une chambre est respectée à mieux que  $100\ \mu\text{m}/\text{m}$ . Les valeurs des hautes tensions typiquement appliquées aux fils de champ et aux plans graphités sont respectivement  $-2300\ \text{V}$  et  $-1440\ \text{V}$ . Dans ces conditions, le champ électrique vaut  $283\ \text{kV}/\text{cm}$  à la surface des fils sensibles. La carte des lignes équipotentiellles dans une cellule, telle que calculée par le programme GARFIELD[46], est portée sur la figure 4.3(b).

### Le mélange gazeux

Le mélange utilisé dans le spectromètre de NA48 est composé d'argon et d'éthane dans les mêmes proportions volumiques, et d'une petite fraction d'eau ( $\sim 1\%$ ). L'addition d'eau en faible quantité permet notamment d'éviter l'accumulation de charges sur le cadre de la chambre. Les courants parasites sont ainsi diminués. Le gaz circule avec un débit moyen de 80 l/h par chambre, renouvelant ainsi le volume d'une chambre plus d'une fois par jour. Pour éviter le risque de contamination du gaz, les chambres sont maintenues en légère surpression par rapport à l'atmosphère.

### Détection.

Lorsqu'une particule chargée traverse une cellule de dérive, elle ionise localement le gaz sur son passage (voir figure 4.4(a)). Dans le mélange gazeux utilisé, une centaine d'électrons par centimètre sont ainsi libérés. Sous l'effet du champ électrique, ces électrons primaires migrent vers l'anode (fil sensible) avec une vitesse de l'ordre de  $5\ \text{cm}/\mu\text{s}$ .

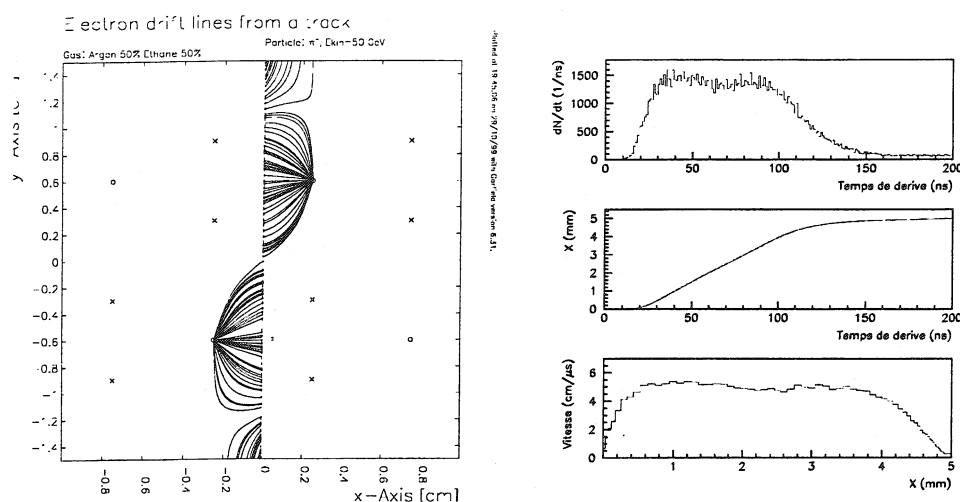
Pendant leur migration, les électrons subissent des chocs élastiques. Très près de l'anode le champ électrique est assez intense ( $10^4 - 10^5\ \text{V}/\text{cm}$ ) pour qu'entre deux collisions les électrons acquièrent une énergie suffisante pour ioniser de nouveaux atomes du gaz. Il en va de même pour les nouveaux électrons libres, et ainsi de suite. Le nombre total d'électrons se trouve finalement augmenté d'un facteur environ  $8 \times 10^4$  qui caractérise le *gain* de la chambre dans les conditions normales de fonctionnement.

Soumis au champ électrique, les électrons et les ions positifs créés lors de cette avalanche se déplacent et induisent un courant sur le fil sensible. C'est ce courant qui est détecté à un temps  $t - t_0$  après la création des électrons libres par la particule incidente. Comme le début de l'avalanche se produit très près du fil anode (à quelques dizaines de microns seulement de celui-ci) le courant mesuré sur le fil sensible provient essentiellement du déplacement des ions positifs vers les fils potentiels (ou cathodes).

Si un système extérieur donne l'instant  $t_0$  du passage de la particule chargée dans le détecteur, il est possible de localiser le point d'impact de la particule à partir de la connaissance de la vitesse de migration des électrons dans le gaz. Avec le mélange gazeux et les valeurs de haute tension

utilisées, la vitesse de dérive des électrons est saturée (voir figure 4.4(b)), ce qui facilite la mesure de la distance de dérive.

La connaissance de la distance de dérive ne permet pas à elle seule de déterminer de quel côté du fil la particule incidente est passée. Les deux plans d'une même vue sont décalés d'une demi-cellule. En combinant les informations des deux plans, cette *ambiguïté droite/gauche* est levée.



(a) Passage d'un pion de 50 GeV au travers d'une vue : migration des électrons primaires vers les fils sensibles des cellules de dérives. La disposition en quinconce des deux plans résout l'ambiguïté gauche/droite du passage d'une particule par rapport à un fil.

(b) En haut : distribution du temps de dérive des électrons pour une répartition uniforme des particules incidentes dans une cellule de dérive. Au milieu : relation entre le temps et la distance de dérive. En bas : vitesse de dérive des électrons en fonction de la distance à l'anode.

FIG. 4.4 – Dérive des électrons

### La lecture électronique.

Le signal correspondant au courant induit sur le fil sensible est mis en forme, discriminé et transformé en signal logique par un circuit électronique connecté au fil de lecture. Ces circuits sont implantés sur des cartes regroupant 16 fils. La partie préamplificatrice du circuit convertit en tension le courant initial avec un gain nominal de  $30 \text{ mV}/\mu\text{A}$ . Le temps de montée du préamplificateur étant grand ( $\sim 18 \text{ ns}$ ) devant le temps de montée des signaux physiques (quelques ns), le gain effectif du préamplificateur n'est en fait que d'une dizaine de  $\text{mV}/\mu\text{A}$ .

Les tensions au-dessus d'un certain seuil sont ensuite converties en signaux logiques de 50 ns de large suivi d'un délai de 50 ns pendant lequel le circuit est neutralisé. La valeur du seuil utilisée est 30 mV. En deçà de cette valeur, le signal devient plus difficilement discernable du bruit électronique de la carte.

Dans ces conditions de fonctionnement, la probabilité de détecter une particule chargée dans un plan donné est supérieure à 99%. La résolution obtenue sur la distance de dérive vaut approximativement  $140 \mu\text{m}$ .

Signalons que la chambre 3 qui est placée juste en aval de l'aimant et qui n'est utilisée que dans la reconstruction hors ligne, n'est que partiellement équipée : seules les vues X et Y sont munies d'électronique de lecture. Soulignons que la redondance des mesures dans cette chambre n'est pas cruciale car cette dernière n'est pas utilisée par le système de déclenchement.

#### La mesure du temps et l'enregistrement.

Les signaux logiques sont numérisés dans des circuits TDC (*Time to Digital Converter*). Ces modules mesurent en unité de  $25/16$  ns le temps écoulé entre le début du déversement et l'arrivée du signal. Ce temps est stocké avec le numéro du fil correspondant dans une mémoire circulaire commune à tout un plan de détection. Chaque mémoire a une persistance de  $204,8 \mu\text{s}$ .

Pour éviter de surcharger l'enregistrement avec des événements de trop grande multiplicité, la mémoire d'un plan qui engendre plus de 7 signaux dans une fenêtre de 100 ns est partiellement effacée. La logique de l'effacement des mémoires des TDC est telle que l'information enregistrée par ce plan peut être perdue partiellement ou en totalité sur une période de 600 ns. Le temps où la condition de surcharge est apparue est toutefois enregistré dans un mot prévu à cet effet et est donc disponible au moment de l'analyse des données. Aux intensités nominales de fonctionnement des faisceaux (KL+KS), un événement choisi aléatoirement a une probabilité d'environ 20% d'être affecté d'une surcharge. Cette probabilité s'élève à presque 30% pour un événement avec quatre particules chargées dans l'acceptance du spectromètre.

L'acquisition d'un événement est déclenchée par un système extérieur. Les données autour du temps  $t_0$  d'occurrence du signal de déclenchement sont extraites des mémoires et envoyées au système d'acquisition.

#### 4.1.2 Aimant d'analyse

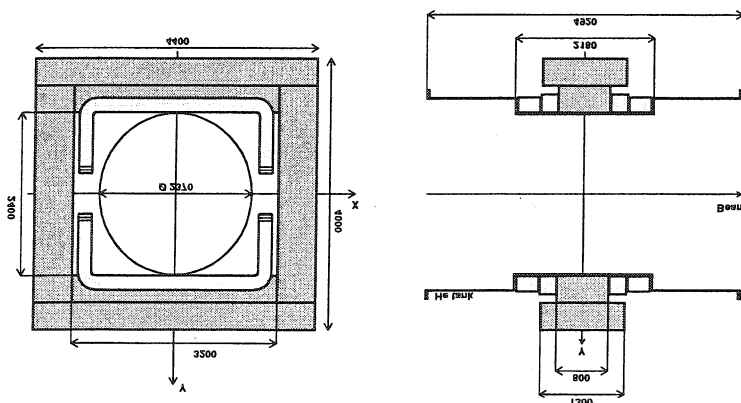


FIG. 4.5 – L'aimant d'analyse du spectromètre.

L'aimant [45] est formé de bobines horizontales traversées par un courant nominal de 1200 A, et d'un carcan en acier forgé qui assure le retour du champ. L'ouverture, de  $2,40\text{m} \times 3,20\text{m}$ , est située perpendiculairement au faisceau (voir figure 4.5). Le champ résultant est vertical et dévie donc les particules chargées selon la direction horizontale. L'intégrale de champ totale ( $\int B dl = 0,886 \text{ Tm}$ ) correspond à une impulsion transverse additionnelle de  $265,7 \text{ MeV}/c$ . Elle

est contenue à 96,8 % entre les deux chambres internes du spectromètre et est uniforme à mieux que 5 % sur la surface utile de l'aimant. La valeur du courant traversant les bobines est enregistrée à chaque déversement pour prendre en compte d'éventuelles variations par rapport aux valeurs nominales. D'autre part, pendant les prises de données, le sens du courant est régulièrement inversé, renversant ainsi le sens du champ magnétique. Il est alors possible d'étudier les biais que pourrait occasionner une asymétrie du détecteur.

#### 4.1.3 Performances

A partir des temps de dérive, de la position des fils touchés dans chaque chambre, et de la connaissance du champ magnétique, le programme de reconstruction reconstitue les trajectoires des particules et détermine leur impulsion (cf. § 7.2.1 p. 110). En combinant toutes les mesures spatiales dans une chambre, la résolution sur la mesure d'une coordonnée (X ou Y) est meilleure que 100  $\mu\text{m}$ . La résolution temporelle est d'environ 1 ns par trace. La résolution sur les impulsions, mesurée avec des faisceaux d'électrons de 50 et 100 GeV/c, est :

$$\frac{\sigma(P)}{P} = 0,5 \oplus 0,009 \times P \text{ (GeV/c) } \%$$

où  $\oplus$  désigne une somme quadratique. Le premier terme provient de la diffusion multiple. Elle a été minimisée dans le spectromètre en utilisant aussi peu de matière que possible : chacune des chambres est équivalente à la quantité d'hélium dans l'enceinte du spectromètre (0,4X<sub>0</sub>). Le deuxième terme est dû à la résolution spatiale des chambres.

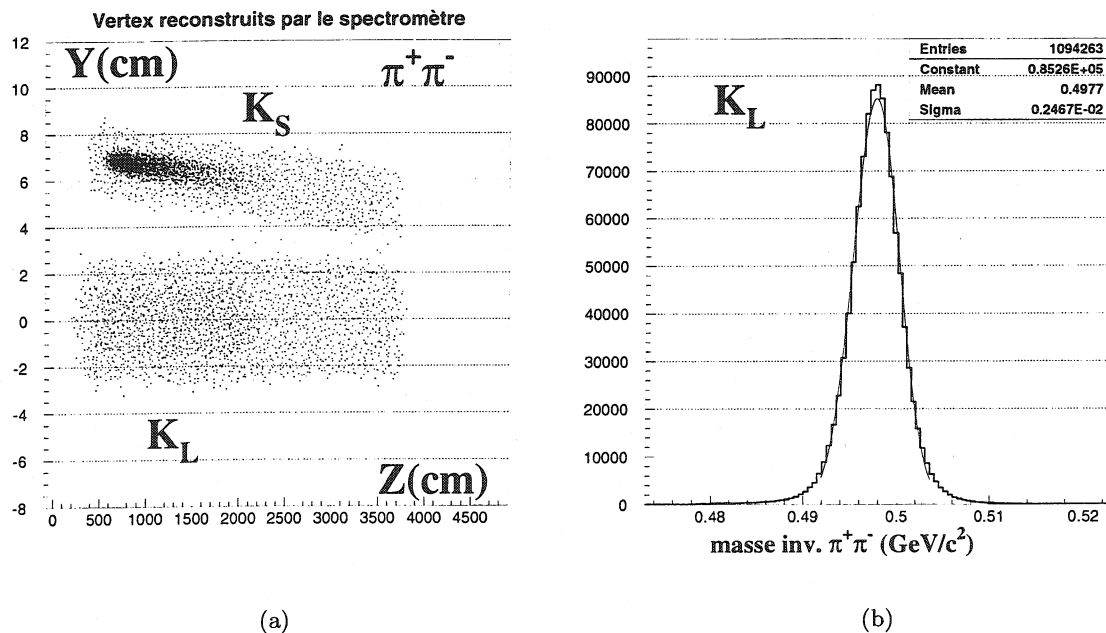


FIG. 4.6 - (a) : Positions dans le plan (Y,Z) du vertex reconstruit pour des désintégrations en  $K_{L,S} \rightarrow \pi^+\pi^-$  : la résolution sur la détermination du vertex permet de distinguer ici les faisceaux KL et KS. (b) : Masse invariante ( $\pi^+\pi^-$ ) pour les désintégrations  $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-$ .

## 4.2 L'hodoscope chargé

L'hodoscope est un détecteur sensible aux particules chargées. Il a deux fonctions distinctes dans l'expérience :

- Dans le système de déclenchement, il signale les événements qui ont une topologie compatible avec celle d'une désintégration en deux pions chargés : deux particules diamétralement opposées.
- Dans l'analyse des données, il donne une mesure précise du temps des traces pour les désintégrations contenant des particules chargées.

### 4.2.1 Géométrie

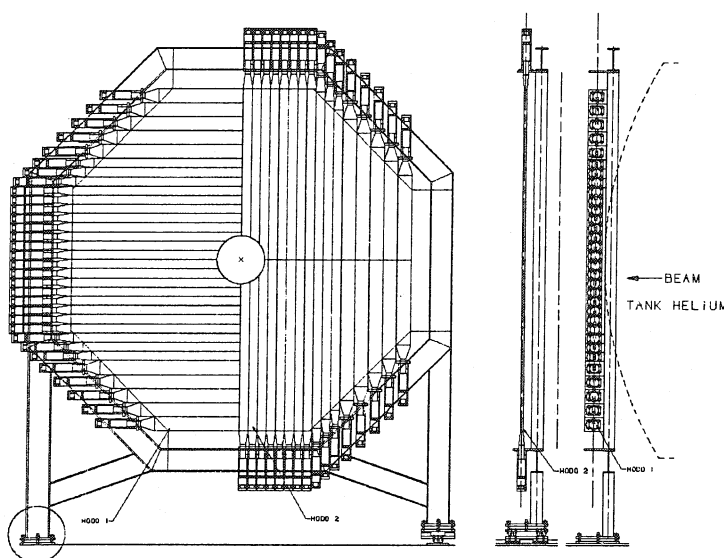


FIG. 4.7 – L'hodoscope.

L'hodoscope est constitué de deux plans de lattes scintillantes orientés perpendiculairement aux faisceaux. Le premier plan, où les lattes sont disposées verticalement, est placé 38 cm en aval de la quatrième chambre du spectromètre. Le deuxième plan comporte des lattes horizontales et il est positionné 81 cm derrière le premier, soit 82 cm en amont du détecteur suivant : le calorimètre électromagnétique. Le positionnement des plans est optimisé pour limiter l'influence du bruit causé par les particules émises en arrière lors d'interactions dans le calorimètre.

Chaque plan (vertical/horizontal) est formé de deux demi-plans symétriques (haut-bas/droite-gauche) de 32 lattes de 2 mm d'épaisseur. Leur longueur varie de 60 à 121 cm, conférant à chaque plan une forme octogonale que l'on peut observer sur la figure 4.7. Les 22 lattes centrales de chaque demi-plan ont une largeur de 6,5 cm tandis que les scintillateurs plus externes sont plus larges (9,9 cm chacun). Un trou de 12,8 cm de rayon est aménagé au centre de chaque plan pour laisser passer le tube à vide contenant les faisceaux.

La lumière de scintillation émise lors du passage d'une particule chargée dans une latte se réfléchit sur les parois du scintillateur recouvertes d'une feuille d'aluminium de 25  $\mu\text{m}$ . A son extrémité extérieure, elle est recueillie dans un photomultiplicateur. Pour les demi-lattes adjacentes au tube à vide, la lumière émise vers le centre du détecteur est absorbée à l'extrémité

du compteur, peinte en noir. Elle ne peut donc pas être réfléchiée vers le photomultiplicateur extérieur et y former un nouveau signal retardé. Les photomultiplicateurs (PM) ont un gain de  $2 \times 10^6$  et un temps de montée de 2 ns.

#### 4.2.2 La lecture électronique

L'hodoscope est équipé par une électronique de lecture spécialement développée pour NA48 et utilisée par plusieurs autres détecteurs. Les signaux issus des PM sont dupliqués pour être traités par deux systèmes différents. L'un, un convertisseur analogique/numérique rapide (FADC), analyse le signal sur 10 bits à une fréquence de 40 MHz et permet d'en mesurer la hauteur. L'autre est destiné à la mesure du temps de l'événement par la méthode suivante. Le signal, en dépassant un seuil fixé par ailleurs, déclenche la charge d'un condensateur par un courant constant, qui est arrêtée lorsque la tension à ses bornes dépasse un seuil haut. Pendant le chargement du condensateur, cette tension est échantillonnée (à 40 MHz) par un convertisseur analogique/numérique rapide de 10 bits. Le signal délivré pour la mesure du temps ressemble donc à un niveau bas constant suivi d'une rampe montante jusqu'à un niveau haut constant.

Ces deux types de signaux numérisés sont enregistrés dans des mémoires appelées PMB (*Pipeline Memory Board*). Les signaux qui arrivent sur cette carte électronique sont envoyés sur le port d'entrée d'une mémoire dans laquelle ils avancent au pas rythmé par l'horloge de l'expérience : un pas toutes les 25 ns (cf. § 5.1 p. 83). Lors de l'acquisition d'un événement, un pointeur adresse cette mémoire pour en extraire seize intervalles consécutifs de 25 ns, ce qui correspond à une histoire de 400 ns.

Le temps de l'événement mesuré dans l'hodoscope est défini par l'ajustement d'une droite sur la pente entre les deux niveaux constants. La mesure précise du temps est obtenue en corrigeant des effets de seuil lors du déclenchement de la rampe à l'aide de la mesure de la hauteur du signal et de la propagation de la lumière dans le scintillateur grâce à la position du point d'impact donnée par le spectromètre. La résolution sur le temps d'un événement  $\pi^+ \pi^-$  est d'environ 200 ps.

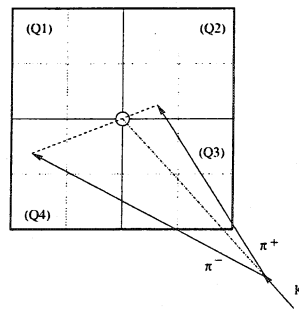


FIG. 4.8 – La réalisation de la condition  $Q_x$  pour une désintégration en deux pions chargés.

D'autre part, les signaux numérisés sont discriminés et traités par une logique rapide pour former des coïncidences utilisées dans le système de déclenchement. La surface de l'hodoscope est divisée en seize carrés ( $4 \times 4$ ). La mise en coïncidence des signaux des lattes horizontales et verticales permet de déterminer dans quel carré une particule est passée. La condition  $Q_2$  requiert au moins deux carrés et sélectionne les événements à deux traces chargées. Le signal  $Q_x$ , plus restrictif, demande deux carrés dans des quadrants opposés. Cette condition est satisfaite par exemple par les désintégrations en  $\pi^+ \pi^-$ .



### 4.3 Le calorimètre électromagnétique

L'énergie, la position et le temps des photons et des électrons sont mesurés par le calorimètre électromagnétique [47, 48].

Il s'agit d'un calorimètre quasi-homogène à krypton liquide avec une structure en tours longitudinales à géométrie projective. Les électrons ou les photons développent dans le krypton une gerbe électromagnétique. Les électrons d'ionisation se déplacent sous l'effet d'un champ électrique et induisent un courant. Ce courant est préamplifié par un circuit placé dans le krypton liquide. Le signal délivré par le préamplificateur est alors mis en forme et numérisé dans des modules électroniques placés à l'extérieur du cryostat.

Ces différents points sont développés dans les paragraphes suivants.

#### 4.3.1 Le krypton liquide : absorbeur et milieu actif

##### Cryogénie.

Le calorimètre électromagnétique de NA48 contient  $9\text{ m}^3$  de krypton liquide maintenu à une température de 121 K sous une pression de 1 bar. Le krypton est contenu dans un cryostat composé de deux cuves cylindriques, d'axes parallèles aux faisceaux, emboîtées l'une dans l'autre et séparées par du vide. Les deux cuves sont traversées par le tube à vide contenant les faisceaux.

Environ quatre litres de krypton s'évaporent par minute. Ils sont purifiés et liquéfiés à nouveau par un système de refroidissement à argon liquide avant d'être réinjectés dans le cryostat.

Au total, les composants du cryostat en amont du volume actif du calorimètre représentent en moyenne  $0,58 X_0$ .

##### Caractéristiques du krypton.

Le krypton est un gaz noble assez dense pour pouvoir permettre le développement d'une gerbe électromagnétique d'une taille raisonnable. Les principales caractéristiques du krypton sont rappelées dans le tableau 4.1.

Numéro atomique : $Z$	36
Masse atomique : $A$	83,8
Température d'ébullition $T_b$ (K) à $P=1$ bar	119,8
Densité ( $\text{g}/\text{cm}^3$ ) à $T=T_b$ et $P=1$ bar	2,41
Longueur de radiation $X_0$ (cm)	4,7
Energie critique : $E_c$ (MeV)	21,51
Rayon de Molière : $R_M$ (cm)	6,1
Energie d'ionisation : $W$ (eV/paire)	18,6
Longueur d'interaction : $\lambda_I$ (cm)	60
Constante diélectrique	1,72

TAB. 4.1 – Caractéristiques du krypton.

Notons que le krypton naturellement radioactif, engendre un courant continu d'obscurité mesuré bien en dessous du bruit électronique et donc négligeable.

### Développement d'une gerbe électromagnétique.

Un électron ou un photon de haute énergie interagit respectivement avec la matière (le krypton) par *bremsstrahlung* (rayonnement de freinage) ou production de paires électron-positon.

Les photons secondaires, les électrons et les positons ainsi produits interagissent à leur tour de la même façon, créant une cascade de particules chargées. Le développement de cette cascade s'arrête lorsque l'énergie des particules secondaires devient inférieure à l'énergie critique  $E_c$  du milieu. Au-dessous de cette énergie, les particules chargées dissipent leur énergie par ionisation. Dans un calorimètre homogène, c.à.d. sans matériaux passifs (dont on ne peut mesurer l'ionisation), le nombre de paires électron-ion d'ionisation est proportionnel à la perte d'énergie de la particule incidente.

La longueur de radiation  $X_0$  du milieu conditionne le développement longitudinal de la gerbe. Un électron incident d'énergie  $E$  perd par *bremsstrahlung* toute son énergie sauf une fraction  $1/e$  dans la première longueur de radiation. Le développement de la gerbe s'arrête après  $N$  longueurs de radiation lorsque l'énergie de l'électron incident a atteint le niveau critique  $E/e^N = E_c$ . La gerbe est donc à son maximum après  $N = \ln(E/E_c)$  longueurs de radiation. Elle contient alors principalement des électrons et des photons de basse énergie et décroît exponentiellement selon  $e^{-x/\lambda_I}$ , où  $\lambda_I$  est appelée longueur d'interaction. Son développement latéral est dû principalement à la diffusion multiple d'électrons secondaires ayant assez d'énergie pour voyager loin de son coeur. Il peut être caractérisé par le rayon de Molière  $R_M$ . Pour des électrons de 100 GeV, la gerbe est contenue à 95 % dans  $2 R_M$  et son maximum est atteint après  $9 X_0$  environ.

### 4.3.2 La structure du calorimètre

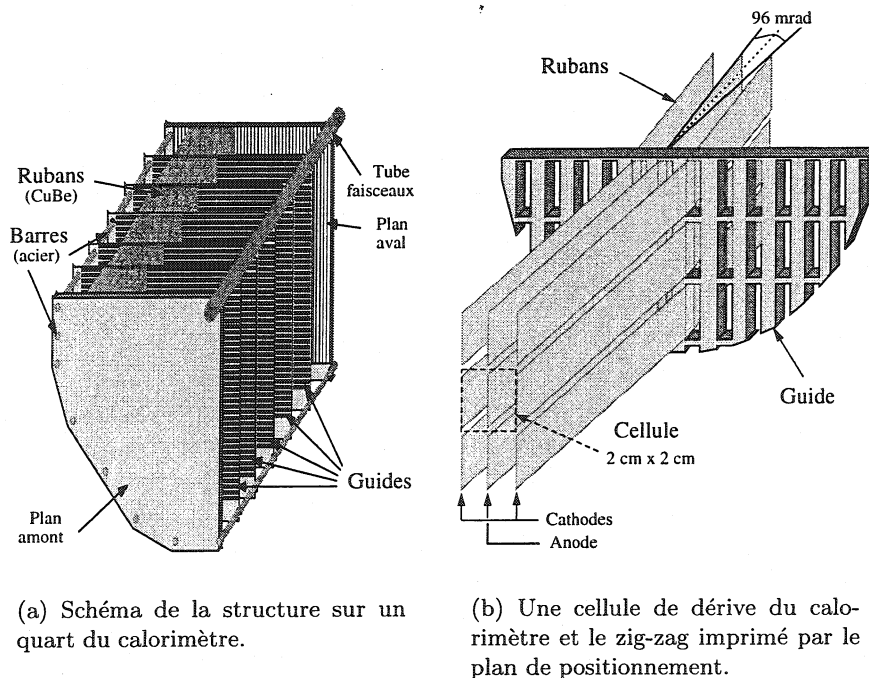


FIG. 4.9 – Structure des cellules du calorimètre.

La quantité d'ionisation produite par les particules de la gerbe électromagnétique est propor-

tionnelle à l'énergie de la particule incidente. Un réseau d'électrodes est inséré dans le krypton, formant un ensemble de cellules où règne un champ électrique. Sous l'effet de celui-ci, les électrons d'ionisation se déplacent et induisent un courant. Sa mesure donne l'énergie déposée dans la cellule.

Les électrodes sont ici des rubans en alliage de cuivre orientés parallèlement aux particules incidentes. Les cathodes sont reliées à la masse tandis que les anodes sont portées à une haute tension positive. Avec ses 26632 rubans, le calorimètre est segmenté en 13248 cellules couvrant la surface active du détecteur qui s'étend du tube à vide interne jusqu'à un octogone extérieur circonscrit à un cercle de 128 cm de rayon (voir le quart de calorimètre de la figure 4.9(a)). La bonne granularité transverse obtenue qui assure une bonne séparation des gerbes, est nécessaire étant donné le haut flux de particules auquel le détecteur est soumis. Les rubans mesurent 18 mm de haut, 126,8 cm de long ( $27 X_0$ ) pour une épaisseur de  $40 \mu\text{m}$ . Ils sont espacés de 1 cm horizontalement et de 2 mm verticalement. Une cellule est composée de trois rubans : deux cathodes extérieures, et une anode centrale (voir figure 4.9(b)). Elle forme ainsi une tour d'une section de  $2 \times 2 \text{ cm}^2$ . Chaque cellule partage ses cathodes avec ses voisines.

Pour conserver la proportionnalité entre le courant et l'énergie de la particule incidente et garantir une bonne résolution, un certain nombre de précautions s'imposent. En effet, le courant induit est sensible :

- Au champ électrique dans la cellule, c.à.d., ici, à l'espacement entre l'anode et la cathode. Ainsi des contraintes sévères sont imposées à la construction et au positionnement des rubans.
- A la répartition des charges à l'intérieur de la cellule. Les gerbes sont assez étroites : environ 35 % de leur énergie est contenu dans une seule cellule. La répartition des charges n'est donc pas nécessairement uniforme dans une cellule. En conséquence, si le coeur de la gerbe est concentré près de l'anode, les charges migrent en moyenne moins longtemps que si elles en sont éloignées, et l'intégrale du courant s'en trouve diminuée (effet d'anode).
- A la présence de matériaux passifs dans le calorimètre : ici, les électrodes principalement. Lorsqu'une gerbe se développe près de celle-ci, l'énergie visible diminue. L'épaisseur des rubans est donc limitée autant que possible.
- A la durée de vie des électrons dans le milieu actif. La présence d'impuretés dans ce dernier mène à une recombinaison des électrons et donc à une diminution du signal. Signalons que, pendant le fonctionnement du détecteur, la durée de vie dans le krypton est mesurée régulièrement. Celle-ci reste toujours supérieure à  $40 \mu\text{s}$  ce qui est suffisamment grand devant le temps maximal de dérive ( $3 \mu\text{s}$ ).
- Eventuellement, à la vitesse de dérive des ions. Si celle-ci est trop lente, il se crée des accumulations d'ions dans les cellules de dérive qui distordent le champ électrique (effet de charge d'espace [49]) et le signal s'en trouve diminué. Plus le champ électrique est élevé, plus la vitesse des ions est importante et moins cet effet est prononcé.

Tendues entre deux plans en matériau composite qui ne se déforment pas lors des contractions thermiques, les électrodes sont guidées par cinq plans de positionnement disposés tous les 20 cm. La structure ainsi réalisée permet de garantir plus facilement un espacement constant entre les électrodes. Ces plans impriment aux électrodes une légère forme en zigzag, changeant l'angle des rubans de 48 mrad à chaque plan. Cette structure évite qu'une gerbe soit alignée sur toute sa longueur avec une électrode, diminuant ainsi l'effet d'anode et l'effet dû aux matériaux passifs (figure 4.10). De plus, la section de chaque cellule augmente à chaque plan de positionnement. La

tel-00189052, version 1 - 28 May 2013

structure obtenue, qui varie de 1,1 % d'une extrémité à l'autre du calorimètre, a une géométrie projective qui pointe 110 m en amont, soit au milieu de la région de désintégration considérée dans la mesure de  $Re(\epsilon'/\epsilon)$ .

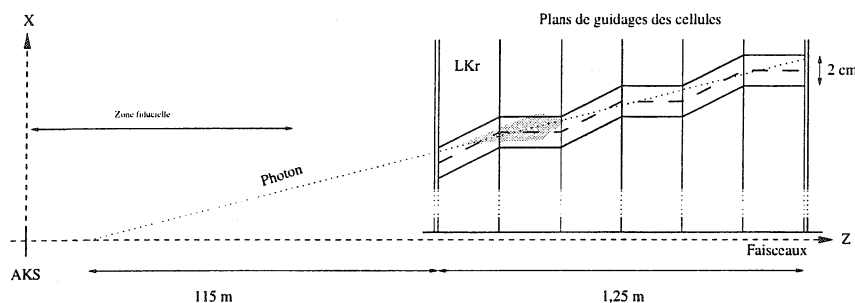


FIG. 4.10 – La géométrie projective du calorimètre.

Enfin, dans les conditions nominales de fonctionnement, les anodes sont portées à une tension de  $-3000$  V, ce qui garantit aux ions une vitesse suffisante pour éviter les effets de charge d'espace.

### 4.3.3 La mesure du courant initial

#### Le signal.

Initialement, le courant induit sur l'anode vaut typiquement  $1,2 \mu\text{A}/\text{GeV}$ . Si la cellule est illuminée uniformément, le courant décroît linéairement pendant  $3 \mu\text{s}$ , temps de dérive maximale des électrons. Malgré le zigzag des cellules, la répartition des charges n'est pas uniforme dans la cellule et la forme du signal dépend du profil de la gerbe. Pour s'affranchir de cette dépendance, l'électronique de lecture ne prend en compte que le tout début du signal : le courant initial. Cette méthode permet en outre d'obtenir une excellente résolution temporelle.

#### La chaîne de lecture.

Le signal est d'abord traité par un préamplificateur placé directement en sortie des électrodes dans le krypton, pour minimiser le bruit électronique. Le préamplificateur est isolé de la haute tension par une capacité de blocage de  $3 \text{nF}$ . Il délivre un signal en tension qui monte exponentiellement avec un temps caractéristique de  $150 \text{ ns}$ .

Ce signal est transporté vers des circuits "*transceivers*" placés sur les brides de sortie du cryostat. Les transceivers sont une interface entre les préamplificateurs et les circuits des CPD ("*Calorimeter Pipelines Digitizer*") où les signaux sont mis en forme, numérisés et stockés dans des mémoires circulaires. Le rôle des *transceivers* est d'accélérer le signal et de le différencier pour qu'il puisse être transporté sans être détérioré.

Les modules CPD sont des modules FASTBUS qui contiennent 64 circuits traitant chacun un canal du calorimètre. Dans ces circuits, les signaux sont mis en forme de telle façon que leur hauteur soit de nouveau proportionnelle à l'énergie déposée dans la cellule. Ils sont ensuite soumis à un étage amplificateur à gain variable avant d'être échantillonnés toutes les  $25 \text{ ns}$  par un convertisseur analogique-numérique (FADC) de 10 bits relié à l'horloge de l'expérience (voir paragraphe 5.1 page 83). Le gain utilisé par l'amplificateur est codé sur deux bits et enregistré dans des mémoires circulaires avec les dix bits codant l'amplitude du signal.

Le maximum du signal correspond à l'énergie déposée, mais n'est pas forcément mesuré puisque l'échantillonnage est asynchrone. La valeur précise du maximum est obtenue par l'interpolation des trois points mesurés les plus grands. Cette interpolation tient compte de la forme attendue du signal et du bruit électronique (méthode du filtrage optimal ou digital).

Le système d'acquisition commande l'extraction des mémoires circulaires autour du temps de l'événement choisi. Le nombre d'échantillons enregistrés par événement est programmable. Il a été fixé à 10 pour permettre l'analyse du bruit dû à l'électronique et à l'activité accidentelle avant l'occurrence du signal.

#### 4.3.4 Le système de calibration électronique.

Un système de calibration est prévu pour contrôler tout au long de la prise de données la stabilité de la réponse de la chaîne électronique, en particulier les gains et piédestaux des circuits des CPD. Un circuit électronique, commun à un groupe de huit cellules, engendre un signal triangulaire semblable aux signaux physiques et d'amplitude réglable, injecté directement à l'entrée des préamplificateurs. La calibration, reliée au système de déclenchement, est activée régulièrement de telle sorte que les quatre gains de chaque cellule soient calibrés tous les jours.

#### 4.3.5 Performances

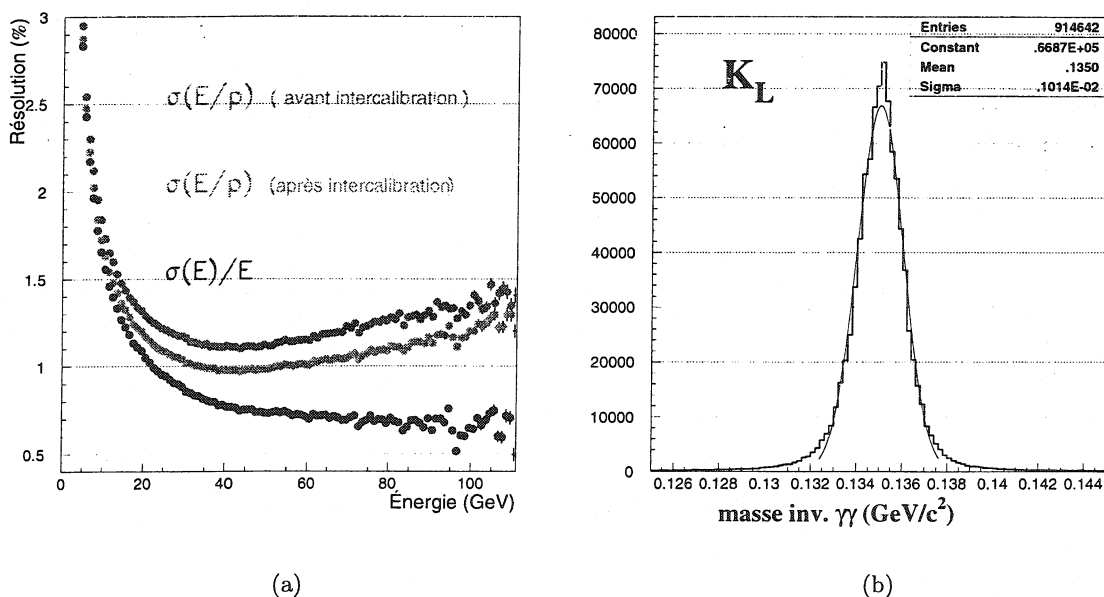


FIG. 4.11 – (a) : Résolution en énergie. (b) : Masse invariante  $\gamma\gamma$  pour les  $\pi^0$  provenant de désintégrations de  $K_L$  en deux pions neutres.

La résolution en énergie du calorimètre, mesurée avec des électrons, est paramétrée par :

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{3,2\%}{\sqrt{E}} \oplus \frac{100\text{MeV}}{E} \oplus 0,5\%$$

- Le premier terme est dû aux fluctuations liées aux gerbes électromagnétiques. Il est dominé par la variation de la fraction d'énergie déposée à l'extérieur du périmètre considéré dans l'évaluation de l'énergie de la particule incidente.
- Le deuxième terme provient du bruit électronique. La proportion de ce dernier augmente rapidement lorsque l'énergie déposée dans une cellule diminue. Le choix de l'extension latérale considérée dans la mesure de  $E$ , est donc un compromis entre la minimisation du premier et du deuxième terme.
- Le troisième terme rend compte des erreurs dans l'intercalibration des cellules, les inhomogénéités ou encore l'énergie perdue en amont du volume actif. Les défauts mécaniques ou de construction se reflètent dans ce terme.

La position du point d'impact des électrons est mesurée à mieux que 1 mm dans chaque coordonnée pour des électrons d'énergie supérieure à 25 GeV.

Enfin, la résolution temporelle obtenue pour une désintégration en  $\pi^0\pi^0$  dont on mesure les quatre photons est meilleure que 200 ps.

#### 4.3.6 L'hodoscope pour les événements neutres

Signalons qu'un réseau de fibres scintillantes est disposé le long du deuxième plan de positionnement des rubans. La collection des signaux lumineux émis dans ces fibres peut fournir une mesure indépendante et complémentaire du temps des gerbes électromagnétiques. La réponse de cet hodoscope est aussi utilisée pour fabriquer un système de déclenchement auxiliaire utile pour contrôler l'efficacité du système de déclenchement principal pour les événements neutres.

Cet appareillage n'étant pas nécessaire à l'étude présentée ici, il ne sera pas détaillé davantage.

### 4.4 Le calorimètre hadronique

Comme nous l'avons vu dans les paragraphes précédents, électrons et photons déposent toute leur énergie dans le calorimètre électromagnétique. Ce n'est pas le cas des hadrons et un second calorimètre dit *hadronique* permet de mesurer l'énergie résiduelle. Il est principalement utilisé dans le système de déclenchement.

Ce calorimètre à échantillonnage est composé d'une alternance de plans de fer et de plans de scintillateur placés perpendiculairement aux faisceaux. Pour traverser le détecteur, une particule rencontre 1,20 m de fer, soit 7 longueurs d'interaction nucléaire ( $\lambda_I$ ).

Le calorimètre est divisé longitudinalement en deux modules (avant et arrière) comprenant chacun 24 plans de fer de 2,5 cm d'épaisseur, et de surface carrée de 2,7 m de côté. Les plans de scintillateur sont constitués de 44 lattes de 4,5 mm d'épaisseur (voir figure 4.12). L'orientation des lattes est alternativement horizontale ou verticale d'un plan à l'autre. Les lattes horizontales (verticales) couvrent des demi-plans droit et gauche (haut et bas). Les lattes mesurent 1,35 m de long pour une largeur de 11,9 cm, à l'exception des 4 lattes centrales qui sont plus courtes et moins larges (10,8 cm). Le module avant contient 24 plans de scintillateur, le module arrière 25.

Dans chaque module, les lattes ayant le même alignement sont reliées par un guide de lumière en plexiglas à un même photomultiplicateur. Ainsi chaque module comporte 88 canaux. La haute tension sur les photomultiplicateurs est ajustée pour donner une réponse homogène d'un canal à l'autre. Les signaux en sortie des photomultiplicateurs sont mis en forme par un

préamplificateur qui leur donne les mêmes caractéristiques que les signaux provenant du calorimètre électromagnétique. La même électronique de lecture (CPD) que celle développée pour ce dernier est alors utilisée pour échantillonner et numériser les signaux du calorimètre hadronique. La résolution obtenue pour des gerbes de pions ne déposant quasiment pas d'énergie dans le calorimètre électromagnétique est de  $70\%/\sqrt{E}$ , où  $E$  est l'énergie de la particule exprimée en GeV.

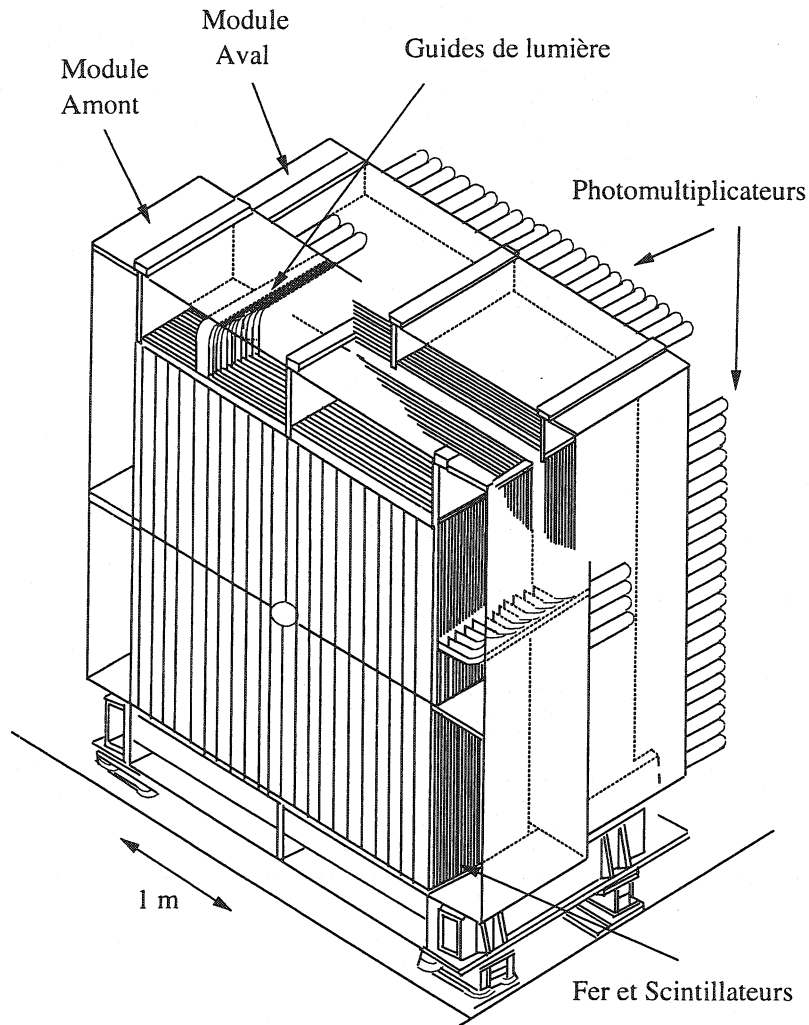


FIG. 4.12 – Le calorimètre hadronique.

## 4.5 Le détecteur de muon

Les muons issus de la désintégration des kaons sont identifiés par les compteurs à muons. Il s'agit de trois plans de scintillateur précédés chacun de blocs de fer de 80 cm d'épaisseur où sont absorbées les particules qui interagissent par interactions forte ou électromagnétique.

Les plans et leur absorbeur sont placés perpendiculairement à l'axe des faisceaux en aval du calorimètre hadronique. Les plans de scintillateur comportent des lattes disposées horizontalement, verticalement et horizontalement pour les plans 1, 2 et 3 respectivement (voir figure 4.13).

Dans les deux premiers plans, les lattes font 2,7 m de long, 25 cm de large et 1 cm d'épaisseur. Les 6 lattes du dernier plan sont plus larges (45 cm). Dans chaque plan, elles se recouvrent légèrement (2 mm) pour ne pas laisser de zones mortes.

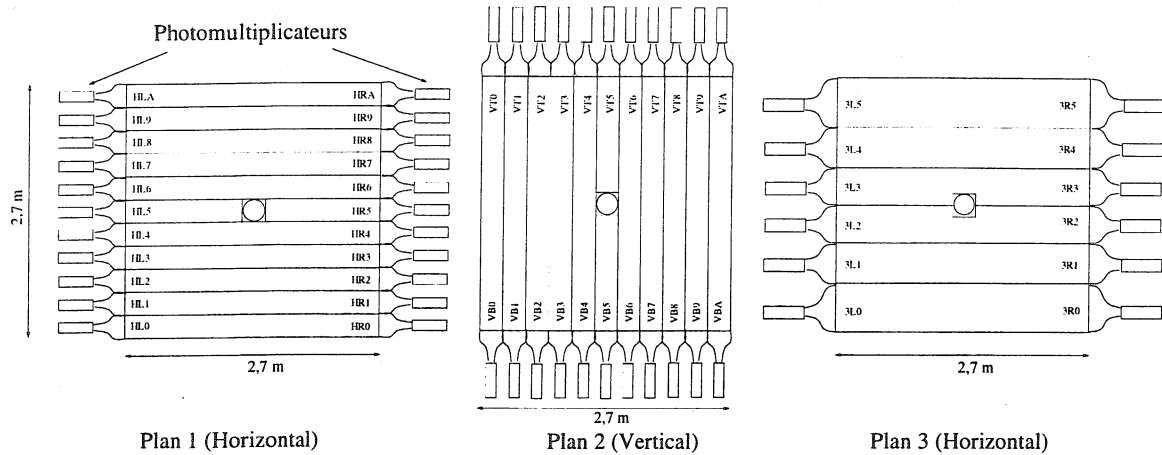


FIG. 4.13 – Les compteurs à muons.

A chaque extrémité des lattes, un photomultiplicateur reçoit la lumière de scintillation. Il est suivi d'un préamplificateur qui met en forme le signal. Une latte au centre de chaque plan est divisée en deux, ouvrant un carré de 20 cm de côté pour le tube à vide; elle n'est lue que d'un côté.

Les signaux en sortie des préamplificateurs sont dupliqués pour :

- être mis en coïncidence et identifier en ligne le passage de muons dans les 120 carrés de  $25 \times 25 \text{ cm}^2$ . Pour le système de déclenchement, divers signaux sont formés pour indiquer l'absence de muon ( $\bar{\mu}$ ), ou la présence de un ( $1\mu$ ) ou de deux ( $2\mu$ ) muons;
- être envoyés vers des convertisseurs temporels (TDC) où leur temps est mesuré. Ces temps sont enregistrés dans des mémoires qui sont lues par le système d'acquisition.



id-00389052, version 1 - 28 May 2009

## Chapitre 5

# La gestion en ligne des données

Les informations fournies par les différents sous-détecteurs sont stockées provisoirement dans des mémoires à persistance limitée. Les événements utiles aux études de physique entreprises dans NA48 sont sélectionnés en ligne en fonction de critères rapides et efficaces par le **système de déclenchement**. Les données relatives à ces événements sont extraites des mémoires provisoires, et enregistrées pour permettre ultérieurement une analyse approfondie.

### 5.1 La mémorisation provisoire des données

La mesure du temps dans NA48 est asservie à une horloge unique distribuée à tous les composants du détecteur. Cette horloge [50] bat à 40 MHz et est réinitialisée à chaque déversement. Un événement est ainsi caractérisé par une étiquette temporelle : le nombre de coups d'horloge écoulés entre le début du déversement et son apparition.

Cette étiquette temporelle permet d'adresser sans ambiguïté les données de chaque sous-détecteur dans des mémoires à accès aléatoire (RAM). Ces dernières se remplissent au cours du temps au rythme de l'horloge : un événement toutes les 25 ns. Parce que les mémoires ont une taille finie, les données ont une persistance limitée : elles sont surécrites par des informations récentes après 204,8  $\mu$ s (correspondant à une profondeur des mémoires de 8 kilo-octets).

### 5.2 Le système de déclenchement

La quantité d'informations produites est bien sûr trop grande pour pouvoir être enregistrée en totalité ; il faut en sélectionner une fraction sur des critères rapides, la décision devant permettre l'acquisition avant la surécriture des données. Le rôle du système de déclenchement est de distinguer dans le flot de données à quel moment est survenu un événement intéressant, et d'activer alors l'acquisition des données.

Nous distinguerons dans la suite :

- **Le déclenchement des événements neutres (L1N)** basé exclusivement sur le calorimètre électromagnétique. Il est rapide et fonctionne en une seule étape.
- **Le déclenchement des événements chargés** réalisé en deux niveaux. Le premier (L1) effectue rapidement une présélection à partir d'informations provenant de différents sous-détecteurs. Les événements retenus sont alors soumis au deuxième niveau (L2C) qui s'appuie sur une reconstruction en ligne des données du spectromètre.

Les inefficacités du déclenchement doivent être limitées pour éviter des pertes trop importantes, et estimées précisément pour corriger d'éventuels biais de comptage des événements. Un certain nombre de déclenchements auxiliaires sont mis en place : une fraction d'événements répondant à des critères de sélection plus lâches sont enregistrés pour permettre la mesure de l'efficacité des déclenchements principaux.

Le superviseur de niveau 2 (L2TS) gère les informations fournies par les sous-systèmes de déclenchement et commande l'acquisition des événements [51].

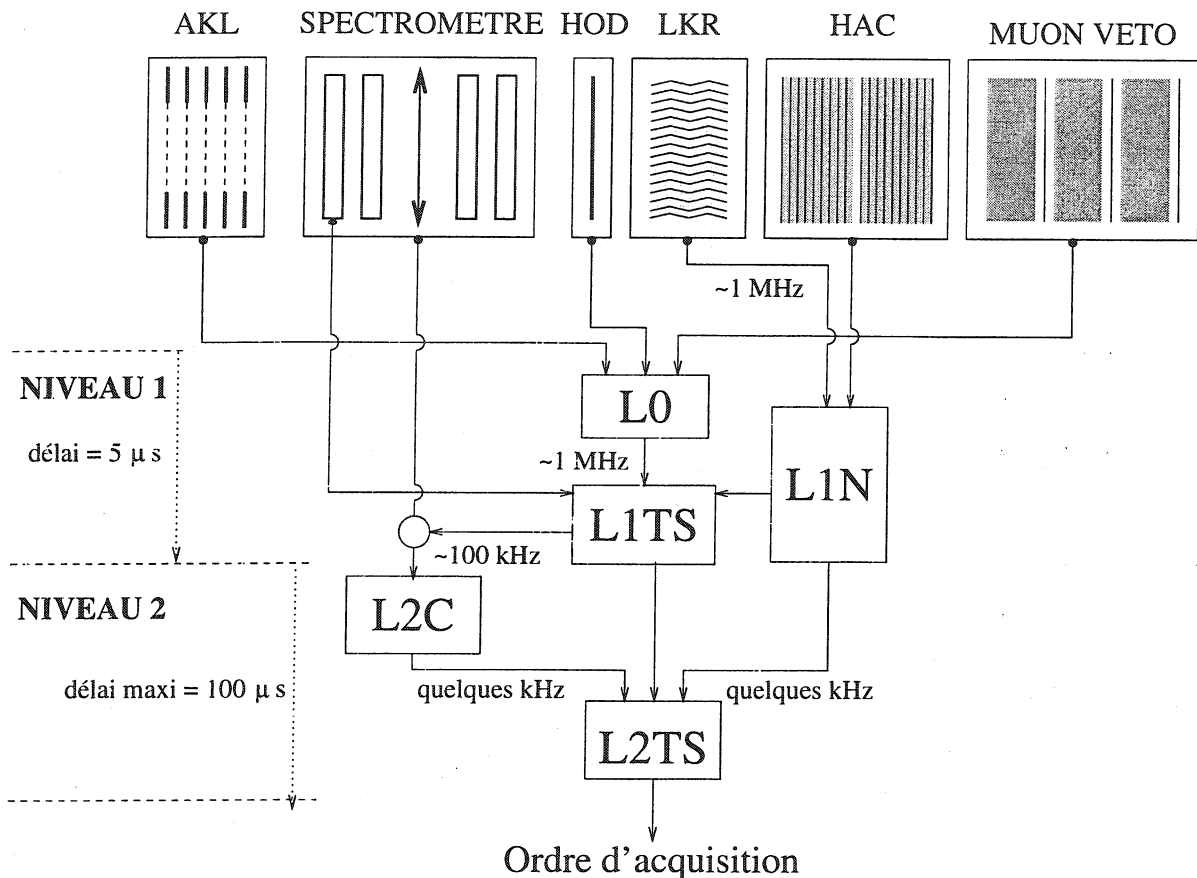


FIG. 5.1 – Schéma du fonctionnement du système de déclenchement

### 5.2.1 Le déclenchement des événements neutres (L1N)

Le L1N est optimisé pour sélectionner des candidats  $K_{L,S} \rightarrow \pi^0 \pi^0$  en éliminant autant que possible le bruit de fond principal que constituent les désintégrations  $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0$ . Il n'est pas utilisé dans l'étude qui va suivre. Seuls quelques points clés de son fonctionnement seront mentionnés ici.

Basée sur l'information calorimètre électromagnétique, la granularité dont dispose le déclenchement est plus grossière que celle offerte par la structure du détecteur. La segmentation initiale en 13240 cellules de  $2 \times 2 \text{ cm}^2$  est réduite à 64 colonnes et 64 lignes de 4 cm de large.

A partir de la disposition des dépôts d'énergie dans chaque projection, le L1N calcule un certain nombre de quantités telles que l'énergie totale déposée, le nombre et l'énergie des gerbes,

leur centre de gravité, la position longitudinale du vertex de la désintégration et la durée de vie du kaon qui s'est désintégré [52]. Des contraintes sont ensuite appliquées pour la sélection de candidats  $\pi^0\pi^0$ .

Les calculs sont effectués par un système complètement séquentiel au rythme d'une opération toutes les 25 ns pour chaque événement. Après 130 périodes d'horloge (3,5  $\mu$ s), un événement est traité complètement et une décision de déclenchement est rendue au superviseur de niveau 2.

Enfin, cette chaîne traite également les signaux du calorimètre hadronique. Ils sont utilisés pour fournir chaque 25 ns l'énergie totale déposée dans les deux calorimètres. Un signal (*Etot*) indiquant si cette énergie dépasse un certain seuil (typiquement 35 GeV) est transmis au niveau 1 du système de déclenchement des événements chargés.

### 5.2.2 Le déclenchement des événements chargés

Ce système sélectionne les désintégrations en  $\pi^+ \pi^-$  et certains processus rares impliquant des désintégrations en particules chargées, et notamment les désintégrations en  $\pi^+ \pi^- e^+ e^-$ .

#### Le premier niveau du déclenchement chargé (L1).

Il est conçu pour sélectionner rapidement, en quelques  $\mu$ s, des événements en vue de leur examen par le niveau 2, le taux d'événements soumis à ce dernier ne devant pas excéder 150 kHz. Le L1 dispose en entrée d'un certain nombre de signaux synchrones en provenance de différents canaux de détection. La présélection est fondée sur la détection de coïncidences entre ces signaux. Pour les modes  $K_{L,S} \rightarrow \pi^+ \pi^-$  par exemple, la condition généralement utilisée est la coïncidence entre l'information *Qx* (cf. § 4.2.2 p. 73), une somme d'énergies détectées dans les calorimètres suffisante (*Etot*), et une multiplicité dans la première chambre compatible avec un événement à deux particules chargées (*MultiDC*). Les principaux signaux disponibles à l'entrée du L1 sont résumés dans le tableau 5.1. Le signal *L1OFF* qui demande la suspension des déclenchements de niveau 1 est émis par le niveau 2 lorsque le système est saturé ; il est introduit dans le paragraphe qui traite de ce dernier dans ce chapitre.

Dénomination	Description
$\overline{AKL}$	Absence de coups dans l'AKL.
$\bar{\mu}$ , $1\mu$ ou $2\mu$	Détection de 0,1 ou 2 muons dans le détecteur à muons.
<i>Qx</i> ( <i>Q2</i> )	Illumination de quadrants (sous-quadrants) opposés dans l'hodoscope.
<i>MultiDC</i>	Multiplicité dans la chambre 1 compatible avec au moins deux traces.
<i>Etot</i>	Energie totale dans les calorimètres supérieure à un certain seuil (35 GeV).
<i>L1OFF</i>	Signal d'alerte demandant l'arrêt du L1.

TAB. 5.1 – Signaux disponibles à l'entrée du L1.

• **Fonctionnement.**

A leur arrivée au L1, les signaux sont remis en phase pour compenser les différences de chemins parcourus dans le détecteur, puis échantillonnés à 40 MHz et mémorisés. A chaque tranche de temps, les réalisations des conditions de déclenchement sont évaluées à l'aide d'une table logique. Le résultat de ces évaluations est codé sur trois bits ; il forme le code de déclenchement du L1. Il est référencé par l'étiquette temporelle qui caractérise l'événement et permet d'adresser les données dans les mémoires circulaires du spectromètre.

• **Temps fin.**

Un signal spécial précise dans quel quart de tranche de temps est apparu le signal  $Qx$ , lorsqu'il est présent. Lors de la reconstruction en ligne des données du spectromètre, ce temps fin est utilisé pour déterminer précisément les temps de dérive. Sa précision est de 25/4 ns.

• **Mot de sortie.**

Le temps fin, codé sur deux bits, est joint à l'étiquette temporelle et au code de déclenchement. Le mot obtenu est transmis au L2TS et, si les conditions de déclenchement sont satisfaites, au niveau suivant du système de sélection chargé.

• **Enregistrement.**

Pour permettre l'étude du comportement du système de déclenchement, les signaux reçus et générés par le L1 sont mémorisés. Lors de l'acquisition des données, ils sont enregistrés dans des mémoires de type PMB (cf. § 4.2.2 p. 73), au même titre que les informations fournies par les sous-détecteurs.

**Le déclenchement de niveau 2 (L2C) [53].**

A la requête du L1, les données apparues dans un intervalle de temps de  $[-50 \text{ ns}, +150 \text{ ns}]$  autour du temps de l'événement sont extraites des mémoires circulaires des chambres à dérive 1, 2 et 4. La chambre 3 placée juste en aval de l'aimant n'est pas utilisée dans le déclenchement. Les données transitent dans des mémoires de type FIFO et sont transmises à un système spécialement conçu pour utiliser en ligne les données du spectromètre.

Ce système effectue les étapes suivantes de la reconstruction :

1. A partir des temps de dérive, calcul dans chaque vue des coordonnées  $(X, Y, U, V)$  des impacts des particules chargées.
2. Dans chaque chambre, association de ces coordonnées pour établir le point  $(X, Y)$  d'impact des particules.
3. Détermination du vertex de la désintégration et calcul de la masse invariante dans l'hypothèse d'une désintégration  $K_{L,S} \rightarrow \pi^+ \pi^-$ .

• **Les cartes A&B.**

La première étape est exécutée par des cartes électroniques spécialement développées pour cet usage : les cartes A&B. Chacune des 12 cartes A&B reçoit les données des 2 plans A et B d'une vue.

Nous avons vu (cf. § 4.1.1, p. 68) qu'une particule traversant un plan de mesure induit un signal sur le fil sensible le plus proche à un temps  $dt$  après son passage. Ce temps est relié à la distance entre le point d'impact de la particule et le fil. Vu les faibles angles d'incidence des particules ( $< 30$  mrad), la somme des distances de dérive mesurées dans les deux plans en quinconce A et B d'une vue peut être considérée comme constante, et égale à l'espacement de 5 mm entre les fils. La relation entre les temps de dérive  $dt_A$  et  $dt_B$  correspondants est donc déterminée par la vitesse de dérive. Tabulée et chargée dans la mémoire des cartes A&B, elle est utilisée pour calculer la coordonnée de l'impact de la particule dans la vue. La table contient pour chaque couple  $(dt_A, dt_B)$  possible, la distance de dérive correspondante. Ainsi, les cartes A&B combinent les informations temporelles de deux fils adjacents des plans A et B pour produire les coordonnées spatiales relativement à l'orientation d'une vue. Si les temps  $dt_A$  et  $dt_B$  ne sont pas cohérents (en cas de fils bruyants par exemple) aucune coordonnée n'est calculée.

Notons que si un des deux plans est inefficace, l'information de la vue est perdue pour le système de déclenchement. La redondance des vues est donc capitale à ce niveau.

#### • Le distributeur d'événements.

Les coordonnées fournies par les cartes A&B ne sont plus synchrones car le temps passé par chaque carte à traiter un événement dépend de l'activité dans chaque vue. Elles sont transmises au *distributeur d'événements*. Il s'agit d'un processeur chargé de regrouper les informations des 12 cartes pour former des événements complets et de les répartir dans les processeurs où sont effectuées les étapes suivantes de la reconstruction. Ces derniers opèrent en parallèle sur des événements différents. Lorsque le traitement d'un événement est achevé, le processeur indique sa disponibilité au distributeur qui gère la queue des événements en attente. Si la queue devient trop grande, en cas de taux instantané trop important par exemple, le distributeur émet au niveau 1 un signal d'alerte demandant l'arrêt des requêtes de niveau 1 (*L1OFF*). Ce signal est également activé en cas de remplissage des mémoires de sortie des chambres ou de celles des cartes A&B. Il est enregistré et peut être utilisé lors de l'analyse de données. Le temps mort ainsi introduit est donc bien contrôlé.

#### • La ferme de processeurs d'événements.

Il s'agit de processeurs commerciaux de type POWER-PC qui exécutent un programme de reconstruction des traces dans le spectromètre, déterminant le vertex de la désintégration, et éventuellement la masse invariante pion-pion.

Rappelons que le temps alloué au L2C est limité. Initialement prévu pour sélectionner les désintégrations en  $\pi^+ \pi^-$  pour la mesure de  $Re(\epsilon'/\epsilon)$ , ce programme est optimisé pour traiter un événement le plus rapidement possible. Une partie capable de sélectionner des désintégrations à quatre traces a été ajoutée sans détériorer ses performances temporelles.

Une étude utilisant une simulation du système de déclenchement a permis de montrer qu'avec des critères simples, un facteur de réjection 250 pouvait être atteint sur les événements sélectionnés par le niveau 1, tout en conservant une efficacité au signal supérieure à 97% pour les désintégrations  $K_{L,S} \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-$ .

Les conditions de sélection sont :

- Pour les  $K_{L,S} \rightarrow \pi^+ \pi^-$  : un vertex dans une région limitée de la zone de désintégration, l'impulsion, la masse et la durée de vie du kaon reconstruit dans le domaine d'étude.
- Pour les  $K_{L,S} \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-$  : un nombre d'impacts reconstruits dans chaque chambre et un nombre de vertex à deux traces compatible avec une désintégration en quatre particules

chargées.

Le programme effectue donc les tâches suivantes :

1. Dans les deux chambres en amont de l'aimant, il associe les coordonnées obtenues dans chaque vue pour déterminer les points d'impact des particules. En bouclant sur les coordonnées des vues X et Y, tous les points d'impact possibles sont calculés. Seuls sont gardés ceux qui ont une coordonnée compatible dans les vues U ou V. Cet algorithme autorise donc l'inefficacité d'une des deux vues U ou V. Pour permettre l'inefficacité d'une vue X ou Y une boucle supplémentaire est effectuée. Ainsi, les impacts des particules sont reconstitués dès que trois vues sont efficaces.
2. Il forme des segments en joignant les impacts trouvés dans les chambres 1 et 2. Chacun représente potentiellement une portion de la trace d'une particule chargée. En considérant toutes les combinaisons de paires de segments, les droites s'appuyant sur ces segments sont extrapolées dans la région de désintégration pour déterminer si les traces proviennent d'un vertex commun. Un tel vertex est validé si la distance de meilleure approche des deux demi-droites est plus petite que 5 cm. Le cas échéant, la position longitudinale du vertex  $Z_{\text{vtx}}$  et l'angle d'ouverture  $\theta$  des deux traces sont calculés. Un vertex sera considéré dans la sélection des  $K_{L,S} \rightarrow \pi^+ \pi^-$  si ces derniers sont dans les domaines recherchés ( $0 < Z < 47\text{ m}$  à partir de la cible KS,  $\theta < 15\text{ mrad}$ ). La région où les vertex sont autorisés est étendue à tout le volume de désintégration (de la cible KS à la première chambre) pour la sélection des processus rares comme les désintégrations en quatre particules chargées. Une liste de vertex est ainsi établie; elle contient une étiquette indiquant de quel type de vertex il s'agit ( $\pi^+ \pi^-$  et/ou *rare*), l'identification des segments utilisés, et les quantités relatives au vertex.
3. La zone de désintégration étendue est segmentée en différentes portions de même taille (typiquement 3 m cf. § 6.3.2 p. 93). A chaque vertex de type *rare*, un compteur, correspondant à la portion où le vertex a été trouvé, est incrémenté. Pour éviter des effets de bords, les compteurs des deux régions adjacentes sont eux aussi incrémentés. La condition sur le nombre de vertex pour les désintégrations à quatre traces est satisfaite dès qu'un de ces compteurs est supérieur à deux.
4. Comme pour les chambres en amont de l'aimant, le point d'impact des particules dans la chambre 4 est déterminé. Un nombre suffisant d'impacts détectés dans chaque chambre valide le deuxième critère de sélection des désintégrations en quatre particules chargées. Le reste de l'algorithme est voué aux désintégrations en deux pions.
5. A chaque vertex de type  $\pi^+ \pi^-$ , les segments utilisés sont extrapolés dans la dernière chambre pour y être associés aux impacts déterminés précédemment. Ces associations sont effectuées dans des bandes horizontales pour tenir compte de la courbure des trajectoires due à l'aimant. La distance entre le point mesuré dans la chambre et le point extrapolé renseigne sur l'impulsion de la particule. Si les deux segments peuvent être prolongés par un impact dans la chambre 4, le calcul de la masse  $M$  et de la durée de vie  $c\tau$  est effectué. L'événement est sélectionné comme candidat  $K_{L,S} \rightarrow \pi^+ \pi^-$  lorsque ces paramètres calculés sont dans les domaines recherchés ( $M > M_K - 25\text{ MeV}$  et  $c\tau < 4,5\text{ }c\tau_S$ ).
6. Tous les éléments nécessaires à la décision sont alors calculés; un mot de sortie est envoyé au superviseur de niveau 2. Ce mot contient un code de déclenchement indiquant quelles conditions sont satisfaites ainsi que l'étiquette temporelle caractérisant l'événement. Cette dernière est indispensable car les décisions rendues par le L2C ne sont pas synchrones

(le temps passé sur chaque événement dépendant de sa complexité) ni même ordonnées puisque la ferme de processeurs traite plusieurs événements en parallèle. Finalement, le processeur est prêt à traiter un autre événement et le signale au distributeur.

### 5.2.3 Le superviseur de niveau 2

L'ultime étape du système de déclenchement est effectuée par le superviseur de niveau 2 (L2TS) [51]. C'est lui qui émet l'ordre final d'acquisition.

#### Gestion des réponses des sous-systèmes de déclenchement.

Le L2TS récolte les décisions des différents sous-systèmes de déclenchement et les synchronise. En fonction de leur réponse, il émet un ordre d'acquisition à chaque sous-détecteur. Cet ordre se compose d'un mot où sont codées les conditions du déclenchement et l'étiquette temporelle caractérisant l'événement.

Comme trop de requêtes d'acquisition ne peuvent pas être satisfaites dans un temps trop court, le L2TS doit gérer la queue des demandes de déclenchement. A l'instar du L1, il reçoit des divers sous-détecteurs un signal indiquant la surcharge de leur système d'acquisition et ordonnant l'arrêt des requêtes.

#### Surveillance du déclenchement neutre.

Le déclenchement permettant de contrôler l'efficacité du L1N est basé sur le nombre de gerbes vues par l'hodoscope intégré au calorimètre (cf. § 4.3.6 p. 79).

#### Surveillance du déclenchement chargé.

Nous l'avons vu, le L2C est un système asynchrone dont le temps de réponse est variable. Il appartient au L2TS de s'assurer que la décision du L2C ne lui est pas parvenue trop tard pour que l'acquisition des données puisse être réalisée avant surécriture. Ainsi, si après le délai maximal autorisé au L2C, fixé en général à  $112,5 \mu\text{s}$ , ce dernier n'a pas répondu, l'événement est déclaré *hors temps* et un signal spécial est émis. Une fraction de ces événements sont enregistrés, permettant ainsi leur étude lors de l'analyse des données.

Le L2 reçoit aussi les signaux disponibles à l'entrée du L1. En formant les mêmes combinaisons de signaux que ce dernier, il peut déclencher l'acquisition d'événements qui permettent lors de l'analyse des données de contrôler le fonctionnement du déclenchement chargé. Comme au niveau 1, les conditions de déclenchement et l'ensemble des signaux utilisés par le L2 sont mémorisés et enregistrés avec le reste des données.

## 5.3 L'acquisition des données

L'ordre de déclenchement émis par le L2TS est transmis au contrôleur de l'acquisition de chaque sous-système. Les données relatives à l'événement sélectionné sont alors extraites des mémoires provisoires de chaque sous-détecteur. Comme nous l'avons déjà indiqué, les mémoires sont adressées par l'étiquette temporelle fournie par le L2TS.

L'enregistrement des données est assuré par une ferme de PC divisés en trois catégories, aux fonctionnalités différentes :

- Les PC associés à chaque sous-détecteur.



- Les PC rassemblant pour chaque événement, les données de chaque sous-détecteur.
- Les PC gérant l'acheminement des données vers le centre d'enregistrement central du CERN dans lequel les données sont stockées sur disques avant d'être enregistrées sur des cassettes à hautes capacités (20 Go).

Ce système hautement performant est capable d'enregistrer les presque 300 Mo de données fournies par le détecteur à chaque déversement.

## Chapitre 6

# Le déroulement de l'expérience

La première prise de données de NA48 avec le détecteur au complet a eu lieu en 1997. Les données analysées dans cette thèse sont enregistrées pendant les deux campagnes de mesures suivantes, en 1998 et en 1999, dans lesquelles l'expérience dispose d'un déclenchement pour les désintégrations avec quatre particules chargées dans l'état final. L'acquisition des données pour la mesure de  $Re(\epsilon'/\epsilon)$  se déroule de mai à septembre 1998 et de juin à octobre 1999, aboutissant à l'enregistrement de quelques  $220 \times 10^3$  déversements de protons utiles pour la première période et de plus du double dans la deuxième ( $450 \times 10^3$  déversements). En plus des prises de données destinées à la mesure de  $Re(\epsilon'/\epsilon)$ , deux campagnes de mesure très courtes — deux jours au total — sont effectuées avec un faisceau KS seul d'une intensité environ 300 fois supérieure à l'intensité nominale. Celles-ci permettent d'enregistrer plus de désintégrations  $K_S \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-$  que pendant l'ensemble du reste de la prise de données pour  $Re(\epsilon'/\epsilon)$ . Les conditions de fonctionnement de l'expérience spécifiques aux prises de données de 1998 et de 1999 sont abordées dans ce chapitre. L'intensité des faisceaux, le fonctionnement des détecteurs et les conditions de déclenchement sont passées en revue.

### 6.1 Intensité des faisceaux

Au début de la prise de données 1998, l'intensité du faisceau de protons sur la cible KL est en moyenne d'environ  $1,50 \times 10^{12}$  protons par déversement (ppp, pour *proton per pulse* en anglais). L'expérience fonctionne alors au maximum du taux d'événements pouvant être enregistrés. Pour améliorer la stabilité de l'ensemble du système de détection, lors du dernier mois de la prise de données, l'intensité moyenne des protons sur la cible KL est réduite à environ  $1,25 \times 10^{12}$  ppp. En 1999, l'ensemble du système d'acquisition est fiabilisé et l'expérience fonctionne avec une intensité sur la cible KL d'environ  $1,35 \times 10^{12}$  ppp.

Le rapport des intensités des faisceaux KS et KL est fixé par les caractéristiques du cristal qui dévie une fraction des protons primaires vers la cible KS. Il peut être modulé en modifiant les paramètres d'impact du faisceau de protons sur le cristal. En 1998 et 1999, le facteur de transmission effectif du cristal était d'environ  $3 \times 10^{-5}$ .

### 6.2 Fonctionnement et comportement du détecteur

Les sous-détecteurs sont tous mis en opération à leur point nominal de fonctionnement. Leur comportement, surveillé continuellement au cours des prises de données, se montre très satis-

faisant. Les points clés des conditions de fonctionnement des deux principaux sous-détecteurs — le spectromètre et le calorimètre électromagnétique — sont mentionnés ci-dessous.

### Le spectromètre.

La haute tension appliquée sur les fils potentiels et les plans de mylar vaut respectivement  $-2300$  V et  $-1440$  V. Pour améliorer la stabilité du fonctionnement des chambres à fils — particulièrement à haute intensité —, la haute tension est baissée de quelques centaines de volts après chaque déversement de protons, et ramenée à sa valeur nominale pour le déversement suivant. Une série de 32 fils sur la chambre la plus en aval présentant un problème de tenue en tension voient leur point de fonctionnement abaissé à  $-2200$  V. Ces 32 fils sont équipés par une électronique plus rapide pour maintenir une bonne efficacité de détection malgré la réduction de la haute tension (cf. annexe B p. 213). Enfin, seul un très faible nombre — moins d'une dizaine sur les 7268 disponibles — de canaux de lecture s'avèrent inutilisables (parce que trop bruyants ou au contraire ne répondant pas).

### Le calorimètre.

Le calorimètre fonctionne à une haute tension de  $3000$  V de façon satisfaisante. Les gains et pedestaux de l'électronique de lecture sont mesurés régulièrement (cf. § 4.3.3 p. 77) et enregistrés dans la base de données utilisée par le programme de reconstruction. Au cours de la prise de données, certains canaux développent un comportement pathologique (modification des gains ou temps de montée des circuits CPD, absence de signal, ...). Lorsque c'est possible, ils sont réparés à la faveur de l'interruption hebdomadaire de l'accélérateur de protons (SPS). La liste des ces cellules — considérées comme mortes, et traitées comme telles par le programme de reconstruction — est constamment maintenue à jour. En moyenne, elle concerne moins de  $0,5$  % des canaux de détection.

## 6.3 Conditions de déclenchement de l'acquisition.

Les conditions du déclenchement spécifique à l'acquisition des événements avec quatre particules chargées sont décrites dans cette section. Ce déclenchement procède en deux étapes (cf. § 5.2.2 p. 85). La première (L1) repose sur une logique rapide qui évalue la coïncidence entre des signaux provenant des différents détecteurs. Les événements retenus sont ensuite envoyés à un deuxième niveau (L2C) où les données du spectromètre sont reconstruites en ligne.

### 6.3.1 Signaux utilisés dans le déclenchement de niveau 1.

Le premier niveau du déclenchement chargé (L1) est activé par la coïncidence des conditions  $Q_x$ ,  $Etot$  et  $MultiDC$ . Ces dernières sont évaluées toutes les  $25$  ns et définies ainsi :

- Le signal  $Q_x$  est délivré dès que deux particules chargées traversent deux quadrants opposés de l'hodoscope. Il détermine le temps du déclenchement.
- Le signal  $Etot$  est activé quand la somme pondérée des énergies déposées dans les deux calorimètres est supérieure à  $35$  GeV. Pour éviter des effets de bord lors de l'évaluation de la coïncidence avec le signal  $Q_x$ , il est élargi d'une tranche de temps ( $25$  ns) autour du temps de sa réalisation.
- La condition  $MultiDC$  sélectionne les événements où deux particules chargées au moins traversent la première chambre. Elle est satisfaite quand il y a au moins trois fils touchés dans au moins 3 vues de cette chambre. Pour tenir compte de la dispersion temporelle des

signaux due aux temps de dérive, la multiplicité des coups est évaluée dans une fenêtre de 200 ns. Le signal obtenu, très large, permet de réduire le taux de la coïncidence  $Q_x \cdot Etot$  d'environ 30 %.

En plus des événements où la coïncidence  $Q_x \cdot Etot \cdot MultiDC$  est réalisée, une fraction  $1/D$  de ceux ayant activé la condition  $Q_x$  sont envoyés au L2C. Ce déclenchement annexe permet de contrôler l'efficacité du signal  $Etot$  pour la mesure de  $Re(\epsilon'/\epsilon)$  (cf. § 6.3.3 p. 94).

Les fréquences typiques de ces signaux, mesurées à une intensité de  $1,25 \times 10^{12}$  ppp, sont reportées dans le tableau suivant :

Signal	Fréquence en kHz
$Q_x$	280
$Etot$	160
$Q_x \cdot Etot$	110
Réponse : $Q_x \cdot Etot \cdot MultiDC \oplus Q_x/D$	80

### 6.3.2 Déclenchement chargé de niveau 2 (L2C).

Pour chaque candidat sélectionné par le L1, la reconstruction rapide des données du spectromètre est effectuée par un des *processeurs d'événement* du L2C. En 1997, chaque processeur d'événement comportait quatre processeurs commerciaux cadencés à 40 MHz et montés en parallèle. Ceux-ci ont été remplacés en 1998 par un processeur unique plus rapide (200 MHz). L'amélioration des performances temporelles obtenues a permis d'inclure le traitement des événements à quatre traces chargées. En 1999, suivant l'évolution des processeurs disponibles sur le marché, le système de déclenchement des événements chargés est rendu encore plus rapide (processeurs à 300 MHz).

#### • Déclenchement des événements à quatre traces.

Le déclenchement des événements à quatre traces requiert la reconstruction d'au moins trois points d'impact dans chaque chambre et d'au moins deux vertex à deux traces avec des positions longitudinales compatibles (cf. § 5.2.2 p. 87). En 1998, la compatibilité de ces vertex est testée en segmentant la région de désintégration en compartiments de 3 m de long, et en comptant le nombre de vertex reconstruits dans chaque segment.

Environ  $1/200^{eme}$  des événements sélectionnés par le niveau 1 activent ce système de déclenchement. L'étude de ces données montre qu'une division plus fine de la zone de désintégration peut être utilisée sans nuire à l'efficacité du déclenchement. Ainsi, en 1999, les portions sont plus étroites (1 m) et la fréquence de ce déclenchement est réduite d'environ 20 %.

#### • Les événements hors-temps.

Le L2C est un système asynchrone : son temps de réponse dépend de la complexité de l'événement traité. Parce que les données ont une persistance limitée dans les mémoires de chaque sous-détecteur, les réponses tardives du L2C ne sont pas acceptées et l'événement est déclaré *hors-temps*. Le budget temporel alloué au L2C est fixé à 112  $\mu s$ .

En 1998, en moyenne, 5 pour mille des événements soumis au L2C sont *hors-temps*. Dans un premier temps, un  $1/10^{eme}$  de ces événements, choisis aléatoirement, sont conservés pour permettre leur étude. Ce sont principalement des événements à haute multiplicité de coups dans

les chambres, c.à.d. des événements accompagnés d'une forte activité accidentelle, mais aussi de bons événements avec quatre particules chargées. Pour le dernier tiers de la prise de données, le facteur d'échantillonnage appliqué à ces données est réduit de 10 à 2.

En 1999, le L2C est équipé de processeurs plus rapides et le nombre d'événements *hors-temps* est diminué d'un facteur 5. Leur taux est alors suffisamment bas pour qu'ils soient tous enregistrés.

### 6.3.3 Les déclenchements de contrôle

L'efficacité des différents composants du déclenchement chargé est mesurée à l'aide d'échantillons de contrôle acquis grâce à des déclenchements spécifiques qui s'appuient sur des critères de sélection indépendants des signaux à examiner. Ces critères sont peu restrictifs et seule une fraction des événements qui les satisfont sont enregistrés. La définition des déclenchements de contrôle et les facteurs de réduction utilisés ont été choisis pour que l'incertitude sur la détermination de l'efficacité du déclenchement chargé dans la mesure de  $Re(\epsilon'/\epsilon)$  soit inférieure à l'erreur statistique sur le comptage des événements. Les changements dans leur définition au cours de la prise de données font apparaître trois périodes et sont résumés dans le tableau suivant, où les facteurs de réduction appliqués sont entre crochets :

Période	Décl. de cont. chargé 1	Décl. de cont. chargé 2	Décl. de cont. chargé 3
1998-I	$Q_x \cdot Etot \cdot MultiDC$ [100]	$Etot \cdot MultiDC$ [400]	$Q_x/D \cdot L2C$ [D=128]
1998-II	$Q_x \cdot Etot$ [2000]	$Etot \cdot MultiDC$ [80]	$Q_x/D \cdot L2C$ [D=128]
1999	$Q_x$ [1000]	$Etot \cdot MultiDC$ [60]	$Q_x/D \cdot L2C$ [D=32]

### 6.3.4 Taux de comptage des déclenchements.

En résumé, les taux de comptage mesurés pour les déclenchements décrits ci-dessus sont reportés dans le tableau 6.1 en fonction des différentes phases de fonctionnement de la prise de données. Les différentes périodes considérées sont divisées selon les critères énoncés plus haut – c.à.d. les différents changements des intensités de fonctionnement, des facteurs de réduction et des définitions de déclenchements de contrôle. A titre indicatif, figurent également dans le tableau les taux relatifs aux déclenchements des événements neutres ( $\pi^0 \pi^0$ ).

Type de déclenchement	Nombre d'événements par déversement [Facteur d'échantillonnage]			
	1998-I ( $1,50 \times 10^{12}$ ppp)	1998-IIa ( $1,45 \times 10^{12}$ ppp)	1998-IIb ( $1,25 \times 10^{12}$ ppp)	1999 ( $1,35 \times 10^{12}$ ppp)
L2C- $\pi^+ \pi^-$	5050	4880	4170	5010
L2C-4-traces	990	1030	810	870
L2C-Hors-temps	70 [10]	80 [10]	250 [2]	100 [1]
Décl. de cont. chargé 1	2340 [100]	150 [2000]	140 [2000]	680 [1000]
Décl. de cont. chargé 2	700 [400]	3210 [80]	2750 [80]	3540 [60]
$\pi^0 \pi^0$	6600	5954	5050	5010
Décl. de cont. neutre	1100 [100]	1020 [100]	730 [100]	760 [100]
Total	17740	16720	15050	15800

TAB. 6.1 – Taux de comptage caractéristiques des principaux signaux de déclenchement.

## 6.4 Conditions particulières de fonctionnement

En plus des prises de données destinées à l'acquisition des désintégrations en deux pions pour la mesure de  $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$ , des campagnes de mesures spécifiques sont dédiées à l'étude des détecteurs.

- L'échelle d'énergie du calorimètre à krypton liquide — ou de manière équivalente, celle des distances<sup>1</sup> — est vérifiée chaque semaine lors de prises de données où la ligne de faisceau est complètement modifiée : on dispose deux points fixes — des cibles de CH<sub>2</sub> bombardées par un faisceau de pions négatifs — dont les positions doivent être convenablement reconstruites par la mesure du vertex des désintégrations en deux photons des  $\pi^0$  et des  $\eta$  produits dans ces cibles.
- Le système d'étiquetage des protons est étudié en procédant à des prises de données hebdomadaires avec le faisceau KS uniquement.
- Pour effectuer l'alignement des chambres à dérive avec des traces droites, des données sont enregistrées sans courant dans l'aimant d'analyse du spectromètre.
- La réponse du calorimètre est étudiée en utilisant des faisceaux mono-énergétiques d'électrons — de 25, 50 ou 100 GeV — qui balayent verticalement une bande d'une dizaine de centimètres de large sur la face avant du calorimètre.

## 6.5 Utilisation d'un faisceau de K<sub>S</sub> à haute intensité

À la fin du programme de physique en cours, la collaboration NA48 se propose de modifier légèrement son appareillage — notamment la ligne de faisceau — pour étudier les désintégrations de K<sub>S</sub> et d'hypérons neutres avec une sensibilité encore jamais atteinte. Parmi les intérêts scientifiques de ce nouveau programme, citons :

- la mesure du rapport d'embranchement de la désintégration  $K_S \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$  qui n'a pas encore été observée. Elle est indispensable pour contraindre la composante violant CP dans le mélange dans le mode  $K_L \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$  et permettre l'extraction de la contribution de la violation directe de CP dans ce dernier.
- l'étude des modes  $K_S \rightarrow \gamma\gamma$  et  $K_S \rightarrow \pi^0 \gamma\gamma$ . Ces modes permettent de sonder la dynamique des processus hadroniques à basse énergie et présentent de nouveaux tests du modèle perturbatif chirale.
- la recherche des désintégrations  $K_S \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0$  et l'analyse du paramètre  $\eta_{000}$  de la violation de CP. La sensibilité de NA48 permettra, en un an de prise de données avec un faisceau de K<sub>S</sub> à haute intensité, de placer une limite au niveau du pourcent sur ce paramètre, améliorant ainsi d'un ordre de grandeur les mesures actuelles.

En 1999, deux campagnes prospectives pour vérifier la faisabilité de ce programme sont menées avec uniquement un faisceau de K<sub>S</sub> très intense. Pour obtenir cette intensité élevée, le faisceau primaire de protons est envoyé directement sur la cible KS — sans qu'il ne rencontre la cible KL, le cristal ou la station d'étiquetage. La première prise de données est effectuée avec une intensité de proton sur la cible KS d'environ  $5 \times 10^9$  ppp. L'intensité résultante du faisceau KS est augmentée par rapport à l'intensité nominale d'un facteur 200. Le nombre de déclenchements pour les événements à quatre particules chargées est alors d'environ 1500 par déversement. La deuxième campagne est conduite avec une intensité légèrement supérieure ( $7,5 \times 10^9$  ppp). Au

<sup>1</sup>Notons la relation linéaire entre l'échelle d'énergie et celle des distances : la distance  $D$  du calorimètre au vertex de désintégration d'une particule de masse  $M$  en  $n$  photons est donnée par :  $D = \sqrt{\sum E_i E_j r_{ij}^2} / M$  où  $E_i$  est l'énergie du photons  $i$  et  $r_{ij}$  la distance entre les photons  $i$  et  $j$ .

total, en à peu près deux jours de prises de données, autant de désintégrations de  $K_S$  sont enregistrées que pendant quatre ans de prises de données en mode  $K_L + K_S$ .

# Troisième partie

## Analyse des Données



# Introduction

Cette étude vise à déterminer les rapports d'embranchement des modes  $K_{L,S} \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-$  et à mesurer l'asymétrie  $\mathcal{A}$  manifestant la violation de CP dans le mode  $K_L$ . Les points clefs de cette étude sont présentés dans cette introduction.

## Extraction du signal

Les désintégrations  $K_{L,S} \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-$  sont sélectionnées en ligne par le déclenchement *quatre-traces*. La première étape consiste bien sûr à extraire du flot de données enregistrées les événements correspondant aux désintégrations  $\pi^+ \pi^- e^+ e^-$ .

Le détecteur NA48 permet d'identifier les électrons et les pions et de déterminer le vertex d'où ils sont issus. La signature recherchée est donc la présence simultanée de deux électrons et de deux pions – avec les charges opposées – provenant d'un même vertex. Les origines  $K_L$  ou  $K_S$  des désintégrations en  $\pi^+ \pi^- e^+ e^-$  sont différenciées par la position de ce vertex dans le plan transverse.

Tous les événements correspondant à cette description ne sont pas d'authentiques désintégrations  $K_{L,S} \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-$ . Mentionnons les trois principaux types de bruits de fond attendus.

- **Les désintégrations  $K_{L,S} \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$ .**

Leur probabilité de désintégration est environ 100 fois supérieure à celle des modes étudiés. Lorsqu'elles sont suivies d'une conversion du photon dans la matière, elles font apparaître le même état final que la désintégration recherchée.

- **Les désintégrations  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0_D \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^- \gamma$ .**

Lorsque le photon n'est pas détecté, l'état final est, là encore, celui recherché. Le taux de désintégration du  $K_L$  dans ce mode est de  $1,5 \times 10^{-3}$ , soit de quatre ordres de grandeur supérieur au taux attendu pour le canal  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-$ . Pour les  $K_S$ , ce mode est défavorisé par l'espace de phase. Il a un rapport d'embranchement très faible (environ  $4 \times 10^{-9}$ ) et n'apparaît pas dans l'analyse de la voie  $K_S \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-$ . Il faut en revanche se prémunir de la contamination des désintégrations en  $\pi^+ \pi^- \pi^0_D$  provenant du faisceau KL, tant elles sont nombreuses.

- **La coïncidence fortuite de deux désintégrations  $K_{e3}(K_L \rightarrow \pi e \nu)$ .**

Ce mode semi-leptonique représente environ 39 % des désintégrations du  $K_L$ . Si deux désintégrations, avec des charges opposées pour les leptons par exemple, ont lieu presque simultanément et dans la même région (en  $z$ ), elles peuvent simuler une désintégration  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-$ . Cette possibilité est négligeable pour les  $K_S$  puisque leur taux de désintégration dans ce mode n'est que de  $6,7 \times 10^{-4}$ .

L'extraction des événements  $K_{L,S} \rightarrow \pi^+\pi^-e^+e^-$  s'appuie donc sur des critères de sélection supplémentaires. Les désintégrations  $K_{L,S} \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$  suivies d'une conversion sont éliminées par des considérations topologiques comme l'origine de la paire d'électrons. Celle-ci est en effet très localisée dans le cas de la conversion d'un photon : elle a lieu dans la fenêtre de kevlar ou en aval – dans l'enceinte à Helium ou la première chambre à dérive. Avec des critères de type cinématique, la contribution des désintégrations où une particule n'est pas détectée – comme le photon dans le mode  $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0_D$  – est fortement diminuée. D'autre part, des contraintes fortes sur la simultanéité des quatre particules détectées ou sur la qualité du vertex reconstruit réduisent considérablement le taux de coïncidence des désintégration  $K_{e3}$ .

### Simulation de l'expérience

La simulation sur ordinateur de l'expérience est un puissant outil d'analyse. Pour les modes pertinents, il s'agit d'engendrer, avec la méthode Monte-Carlo, un grand nombre d'événements selon le modèle théorique qui décrit la désintégration. Le comportement des produits de désintégration dans le détecteur et la réponse de ce dernier sont alors simulés en détail. Le résultat de la simulation est alors soumis au programme de reconstruction, tout comme les données expérimentales.

Dans la phase de l'analyse décrite ci-dessus, la simulation permet notamment :

- de s'assurer que le comportement du détecteur est maîtrisé,
- d'optimiser les coupures employées pour la sélection des événements,
- de prédire le niveau résiduel de bruit de fond,
- de déterminer, dans une certaine mesure, les efficacités de détection et de reconstruction.

De surcroît, c'est un outil indispensable pour :

- l'étude du modèle de désintégration,
- le calcul de l'acceptance d'un mode donné.

### Détermination du facteur de forme et calcul de l'acceptance

Le calcul de l'acceptance repose sur le modèle utilisé pour engendrer la désintégration dans la simulation. Dans le mode  $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-e^+e^-$ , le modèle développé dans le chapitre 2.2 considère deux contributions majeures : le bremsstrahlung interne (IB) et l'émission dipolaire magnétique (M1). Le facteur de couplage associé à l'émission directe  $y$  est décrit par une simple constante  $g_{M1}$ . L'analyse du mode  $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$  [24] ou plus récemment du mode  $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-e^+e^-$  [4] montre qu'en réalité la dépendance en énergie de ce terme n'est pas triviale. Il est nécessaire d'introduire un facteur de forme qui peut être décrit en fonction de deux paramètres. Préalablement au calcul de l'acceptance, il faut donc déterminer la valeur de ces deux paramètres. Ils sont obtenus à l'aide de la simulation en recherchant les valeurs pour lesquelles les données expérimentales et simulées coïncident le mieux.

### Détermination de l'asymétrie dans le mode $K_L$

Dans la désintégration  $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-e^+e^-$ , la forte asymétrie attendue dans la distribution de l'angle  $\phi$  entre le plan des deux électrons et le plan des deux pions est une manifestation de la violation de CP. Dans le modèle utilisé, elle est engendrée par l'interférence des deux composantes principales IB et M1 de cette désintégration.

L'acceptance de l'appareillage est différente pour ces deux composantes. L'asymétrie observée dans le détecteur est donc modifiée par rapport à l'asymétrie réelle obtenue avec tout le spectre de la désintégration et doit donc être corrigée de l'acceptance.

---

## Mesure des rapports d'embranchement

Le rapport d'embranchement  $BR(f)$  d'un mode  $f$  de désintégration est défini comme le rapport du nombre de désintégrations dans ce mode ( $N_f$ ) sur le nombre total de désintégrations ( $N_{tot}$ ).

$$BR(f) = \frac{N_f}{N_{tot}}$$

$N_f$  s'obtient en corrigeant le nombre de désintégrations dans l'état  $f$  observées dans le détecteur ( $n_f$ ) par l'acceptance de l'appareillage pour ce mode ( $A_f$ ) et des efficacités de détection ou de reconstruction ( $\varepsilon_f$ ).

$N_{tot}$  est mesuré en utilisant un autre mode  $f'$  de désintégration dont le rapport d'embranchement est connu : c'est le mode dit de *normalisation*.

Le rapport d'embranchement recherché est donc déterminé par :

$$BR(f) = \frac{n_f/(A_f \cdot \varepsilon_f)}{n_{f'}/(A_{f'} \cdot \varepsilon_{f'})} BR(f')$$

Les événements de normalisation choisis dans le mode  $K_L$  sont les désintégrations  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi_D^0$  complètement contenues dans le détecteur – c.à.d où le photon issu de la désintégration Dalitz du  $\pi^0$  est détecté. La similitude de ce mode avec le canal  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-$ , inconvenient lorsqu'il s'agit de lutter contre le bruit de fond, est ici un avantage. Les deux modes sont sélectionnés par le même système de déclenchement. Ils présentent également les mêmes caractéristiques dans le spectromètre. Au premier ordre, les efficacités de détection et de reconstruction s'annulent donc dans le rapport des acceptances des deux canaux.

Pour ce qui est de l'étude du mode  $K_S \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-$ , la situation est différente. Le canal  $K_S \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi_D^0$  possédant un taux de désintégration trop faible pour être utilisé comme mode de normalisation, on utilise les événements  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi_D^0$  issus du faisceau  $K_S$ . Il est alors nécessaire de connaître le rapport des flux de  $K_L$  et de  $K_S$  qui se désintègrent dans la région fiducielle. Ce rapport est étudié à l'aide du programme de simulation.



# Chapitre 7

## Les outils d'analyse

Ce chapitre est consacré à la description des outils d'analyse communs aux études des désintégrations des  $K_L$  et des  $K_S$  en  $\pi^+\pi^-e^+e^-$ . Dans les deux premières sections sont présentés la simulation de l'expérience et le programme de reconstruction des données. Dans la troisième section, la détermination des quantités plus spécifiques à l'étude des modes  $K_{L,S} \rightarrow \pi^+\pi^-e^+e^-$  est introduite : la recherche du point de désintégration des kaons en quatre particules chargées, l'identification des pions et des électrons et le calcul des différentes variables cinématiques utiles à l'analyse. Dans la dernière section, la sélection primaire appliquée à toutes les désintégrations comportant quatre particules chargées dans l'état final est abordée.

Notons que toutes les positions sont données dans un repère orthonormal  $(O,x,y;z)$  dont l'axe  $z$  coïncide avec le faisceau KL. Son origine est telle que le centre de la cible KS est situé à  $z = 0$ . L'axe  $y$ , vertical, est orienté vers le haut.

### 7.1 La simulation de l'expérience

Les mesures effectuées dans l'appareillage ne sont pas des fonctions simples des lois physiques que l'on cherche à déterminer. Ainsi par exemple, l'acceptance du détecteur pour une désintégration donnée ne saurait être calculée analytiquement. Elle est plutôt mesurée statistiquement à l'aide d'un programme de simulation, en engendrant un grand nombre d'événements suivant une loi de désintégration donnée et en simulant la réponse de l'appareillage. Les hypothèses émises au départ sur la loi de désintégration peuvent éventuellement être vérifiées ou corrigées en comparant le résultat de la simulation avec les données expérimentales. En outre, la simulation permet d'établir des critères pour la sélection du signal et de prédire le bruit de fond restant dans l'échantillon final.

Après un résumé du fonctionnement général de la simulation, la production des différents canaux utilisés dans l'analyse des modes  $K_{L,S} \rightarrow \pi^+\pi^-e^+e^-$  est présentée ainsi que les ajustements apportés aux spectres de production des kaons.

#### 7.1.1 Fonctionnement de la simulation

Le programme de simulation de l'expérience NA48 utilisé dans cette analyse (NASIM [54]) est basé sur un outil de simulation spécialement développé pour la physique des hautes énergies : le programme GEANT de la librairie du CERN. Celui-ci permet de simuler les interactions des particules élémentaires dans la matière et offre un cadre général à la description du dispositif

expérimental. Ainsi le détecteur NA48 — de la cible KS jusqu'au dernier plan du détecteur de muons — est décrit en détail, en terme de milieux plus au moins denses compris dans des volumes géométriques. Pour chacune des désintégrations engendrées, les différentes étapes effectuées par le programme sont les suivantes :

1. Génération d'un kaon.
2. Simulation des collimateurs.
3. Choix du vertex de désintégration.
4. Choix du mode de désintégration.
5. Suivi des produits de désintégration dans le détecteur.
6. Simulation de la réponse du détecteur.

Ces différents points sont détaillés ci-dessous.

### 1) Génération d'un kaon.

Le point de production du kaon est choisi dans le volume de la cible suivant le profil connu du faisceau de protons incidents. L'impulsion  $p_K$  du kaon et sa direction — donnée par rapport à la direction du faisceau incident — sont choisies aléatoirement selon le spectre de production donné par :

$$\frac{d^2 N}{dp_K d\Omega_K} = \eta \frac{p_K^2}{4p_0} \left[ 1,30 e^{-(8,5 p_K/p_0 + 3 p_K^2 \theta^2)} + 4,35 e^{-(13 p_K/p_0 + 3,5 p_K^2 \theta^2)} \right] \quad (7.1)$$

Cette formule — où  $p_0 = 450$  GeV désigne l'énergie du proton incident — est déduite des spectres de production des  $K^+$  et  $K^-$  mesurés par Atherton et *al.*[55]. La procédure utilisée pour adapter ce spectre de production théorique au profil des faisceaux de NA48 est présentée plus loin dans ce chapitre (cf. § 7.1.3 p. 108).

Dans les applications qui vont suivre, les kaons sont produits sur la cible KL avec une impulsion comprise entre 25 et 350 GeV et, sur la cible KS avec une impulsion entre 35 et 350 GeV. Ces régions contiennent largement les domaines d'énergie considérés dans l'analyse.

### 2) Simulation des collimateurs.

La trajectoire du kaon est rectiligne et est déterminée par son point de production et sa direction. Pour les kaons issus de la cible KL, on vérifie simplement qu'elle est contenue dans l'acceptance géométrique des collimateurs. Pour les kaons engendrés sur la cible KS, les diffusions élastiques sur les bords du dernier collimateur, situé à quelques mètres seulement en aval de la cible, ou dans les compteurs de l'AKS sont importantes. Elles sont simulées en modifiant aléatoirement la direction du kaon selon une loi de probabilité déterminée par l'étude dans l'expérience des désintégrations en deux pions.

### 3) Choix du vertex de désintégration du kaon.

La position longitudinale  $z$  du point de désintégration du kaon est choisie suivant la loi de probabilité exponentielle :

$$P(z) = \frac{1}{N} \exp\left(-\frac{(z - z_{min})}{c\tau_K p_K / M_K}\right), \quad (7.2)$$

où  $c\tau_K$  est le temps de vie du kaon considéré et  $N$  un facteur qui normalise la distribution dans la région fiducielle bornée par  $z_{min}$  et  $z_{max}$ . Pour les kaons générés sur la cible KL, les désintégrations sont engendrées entre  $z_{min} = 2$  m et  $z_{max} = 96$  m. Là encore, la région de production est plus large que la zone de désintégration considérée dans l'analyse pour éviter des effets de bord dus à la résolution sur la reconstruction de la position du vertex. Pour le faisceau KS, l'utilisation de l'AKS dont la position longitudinale est connue avec précision permet de déterminer dans l'expérience le début de la zone de désintégration. Dans la simulation, la position de l'AKS est donc prise comme le début de la zone de désintégration ( $z_{min} = 6,07$  m).

#### 4) Choix du mode de désintégration du kaon.

Les particules correspondant au mode de production choisi sont créées au vertex de désintégration. Les directions et impulsions qui leur sont attribuées suivent la loi probabiliste qui régit la désintégration. Le tirage des désintégrations utilisées dans l'analyse des modes  $K_{L,S} \rightarrow \pi^+\pi^-e^+e^-$  est spécifié dans la prochaine section (cf. § 7.1.2 p. 106). Les interactions électromagnétiques dans l'état final conduisant à l'émission d'un ou deux photons sont incluses sous forme de corrections radiatives en utilisant le programme PHOTOS[56]. Les corrections QED y sont traitées à l'ordre  $\mathcal{O}(\alpha)$  et  $\mathcal{O}(\alpha^2)$ . Notons que la divergence du processus dans l'infra-rouge nécessite l'introduction d'une coupure  $\epsilon$  sur l'énergie du photon dans le centre de masse de la particule mère. Dans les applications qui vont suivre, la coupure est placée à  $\epsilon = 0,01 \times M/2$  où  $M$  est la masse de la particule qui se désintègre. Ainsi, pour des kaons de 100 GeV par exemple, les photons sont émis avec une énergie supérieure à 2,5 MeV dans le centre de masse du kaon et l'énergie correspondante dans le laboratoire (0,5 GeV) est bien inférieure au seuil de détection dans le calorimètre (2 GeV). Le programme PHOTOS a été testé avec succès dans plusieurs applications [57, 58]. Dans les cas qui nous intéressent, les corrections radiatives les plus importantes interviennent sur les branches portant les électrons du fait de leur faible masse. Elles concernent donc essentiellement le processus de désintégration du photon virtuel pour les canaux  $K_{L,S} \rightarrow \pi^+\pi^-e^+e^-$  et celui de la désintégration Dalitz du  $\pi^0$  pour le mode de normalisation. Il a été vérifié que le programme PHOTOS, utilisé avec un seuil suffisamment bas sur l'énergie du photon émis, reproduisait de façon très satisfaisante la taille des corrections radiatives établies par la théorie [59].

#### 5) Suivi des produits de désintégration dans le détecteur.

Les produits de désintégration sont susceptibles d'interagir avec le milieu qui compose le détecteur et ainsi de dévier de leur trajectoire ou de produire de nouvelles particules. Dans la simulation, ils sont considérés les uns après les autres et sont suivis pas à pas au travers de l'appareillage — décrit en détail — en prenant en compte l'action du champ magnétique sur les particules chargées. A chaque pas, les interactions dans la matière sont simulées de façon probabiliste selon les sections efficaces des interactions des particules dans le milieu environnant. Parmi les processus pris en compte, citons :

- les désintégrations en vol des particules instables — notamment celles des pions chargés ( $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm \bar{\nu}_\mu (\nu_\mu)$ ) — avec suivi des particules secondaires,
- l'émission de photon par bremsstrahlung,
- la diffusion multiple de particules chargées (dans le gaz du spectromètre par exemple),
- la conversion des photons et la diffusion Compton,
- la perte d'énergie dans la matière,
- les interactions hadroniques.

Les particules secondaires éventuellement créées sont elles aussi suivies dans le détecteur. La simulation du développement d'une gerbe électromagnétique dans le calorimètre à krypton liquide est très coûteuse en temps de calcul — elle nécessite la création et le suivi d'un grand nombre de particules secondaires — et rend donc critique la production d'une grande quantité de désintégrations. Pour les électrons et les photons interagissant dans le calorimètre à krypton liquide, le processus est accéléré par l'utilisation de bibliothèques de gerbes créées à l'aide du programme GEANT. Celles-ci ont été préparées en nombre suffisant pour des particules incidentes d'énergie et d'angle d'incidence donnés.

## 6) Simulation de la réponse du détecteur.

Les temps de dérive des électrons dans les chambres à dérive et les dépôts d'énergie dans les calorimètres sont simulés avec les constantes de calibration mesurées pendant la prise de données. La simulation détaillée des interactions de chaque particule dans le détecteur — telles les diffusions multiples des particules chargées dans le gaz du spectromètre ou les fluctuations des gerbes électromagnétiques ou hadroniques — ainsi que les fonctions de réponse des différents éléments du détecteur permettent de reproduire les résolutions observées dans les données. De plus, les inefficacités mesurées des fils des chambres à dérive, les cellules mortes du calorimètre électromagnétique, etc ..., sont prises en compte par le programme de simulation.

Le programme NASIM offre en outre la possibilité d'ajouter des désintégrations fortuites de kaons pour simuler l'activité accidentelle dans le détecteur, de reproduire la logique de lecture du spectromètre pour simuler l'apparition de surcharge dans les mémoires des TDC (cf. p. 70 de la section 4.1.1), et de simuler en détail la réponse des systèmes de déclenchement.

## 7.1.2 Les lots d'événements simulés

La direction et les impulsions des produits de désintégration du kaon sont engendrées dans le centre de masse du kaon puis traduites dans le référentiel du laboratoire par transformation de Lorentz. Dans le référentiel propre du kaon, les lois probabilistes qui régissent les différents canaux de désintégration utilisés dans l'analyse sont précisées ci-dessous.

### 7.1.2.1 Le mode $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-$

Les quadri-vecteurs énergie-impulsion des quatre produits de désintégration dans le référentiel du kaon sont choisis aléatoirement en assurant la conservation de l'énergie-impulsion. Les cinq variables cinématiques qui décrivent la désintégration sont calculées à partir de ces quadri-vecteurs. De cette façon, elles peuplent uniformément tout l'espace de phase qui leur est ouvert (voir figure 7.1).

Le taux partiel de désintégration  $W$  correspondant au point de l'espace de phase tiré est calculé à partir du modèle phénoménologique développé par P. Heiliger et L.M. Seghal [2], c.à.d. en incluant les contributions suivantes :

- le bremsstrahlung interne (IB),
- l'émission dipolaire magnétique (M1),
- le rayon de charge du  $K^0$  (CR) — décrite avec le coefficient  $g'_p$  (cf. éq. ( 2.23) p. 35),
- la violation directe de CP (numériquement négligeable).



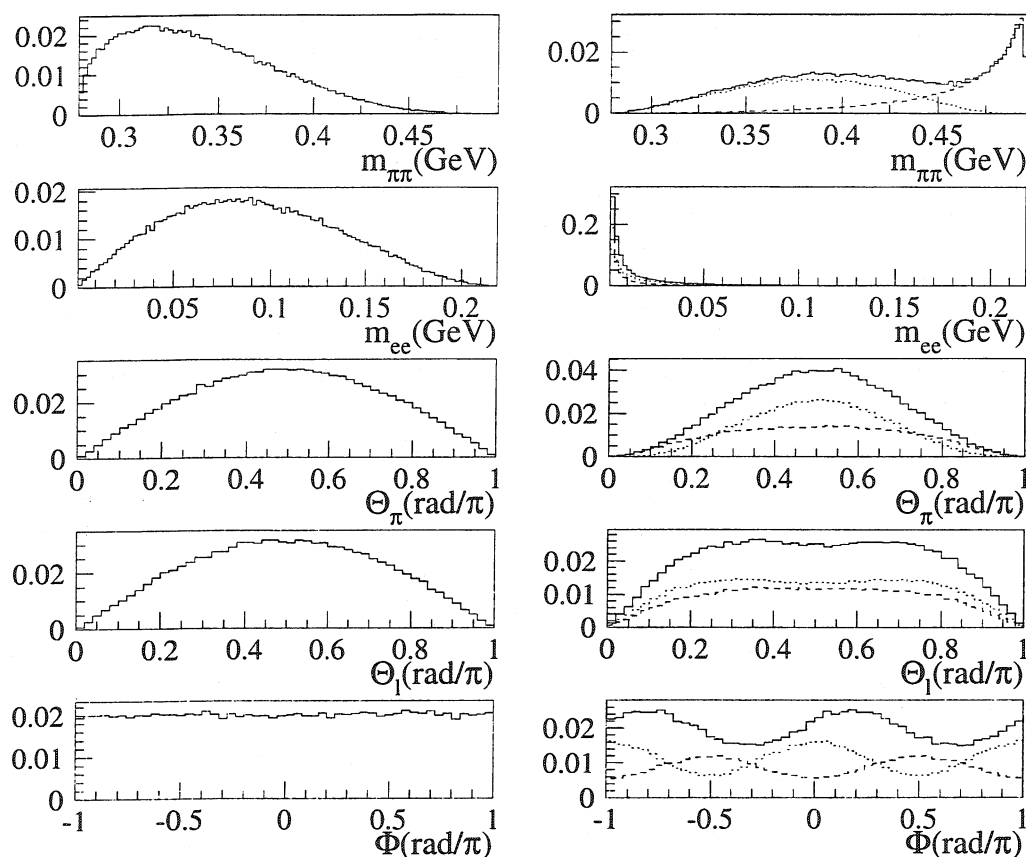


FIG. 7.1 – Distribution des cinq variables cinématiques décrivant les désintégrations  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-$ . Colonne de gauche : avec un espace de phase plat. Colonne de droite : avec l'élément de matrice complet (trait plein), le bremsstrahlung interne uniquement (trait tireté) et avec l'émission directe seulement (trait pointillé). Notez que l'interférence des deux contributions n'est visible que dans la distribution en  $\phi$  où l'on peut observer que le spectre obtenu avec l'élément de matrice complet n'est pas la simple somme des deux contributions.

Rappelons que les diagrammes d'échange des mésons vecteurs dans le processus d'émission directe (M1) conduisent à une dépendance en énergie non triviale (voir p. 30 et p. 34). Celle-ci peut être reproduite en substituant au coefficient de couplage constant utilisé dans les travaux [2] un facteur de forme dépendant de deux paramètres à déterminer expérimentalement. On utilise alors dans le calcul du taux de désintégration soit les valeurs mesurées par la collaboration KTeV [4], soit celles déterminées dans cette thèse. Les valeurs des autres paramètres intervenant dans  $W$  sont celles discutées dans la partie théorique (cf. § 2.2 p. 32). Soulignons que dans le calcul de  $W$ , la masse de l'électron n'est pas négligée dans l'élément de matrice et que l'erreur dans l'expression de l'élément d'espace utilisée dans la référence [2] est corrigée (cf. annexe A, p. 205).

L'événement est retenu si  $W \leq W_{MAX} \times RND$ , où  $RND$  est un nombre choisi aléatoirement entre 0 et 1 selon une distribution uniforme, et où  $W_{MAX}$  est la valeur maximale que peut prendre  $W$ . Dans le cas contraire, la procédure est réitérée avec un nouvel ensemble de quadri-vecteurs.

Avec ce procédé de tirage aléatoire, appelé méthode Monte Carlo, l'ensemble des événements engendrés satisfait à la loi de probabilité suivie par les désintégrations  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-$  (voir figure 7.1).

### 7.1.2.2 Le mode $K_S \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-$

La méthode utilisée pour engendrer les désintégrations  $K_S \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-$  est similaire à celle utilisée pour les  $K_L$ . Seule la contribution du IB est considérée ici pour le calcul de  $W$ .

### 7.1.2.3 Le mode $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi_D^0$

Ce mode est utilisé pour l'évaluation du bruit de fond lors de l'extraction du signal et comme mode de normalisation pour la mesure du rapport d'embranchement. Ces désintégrations sont générées en deux temps : on engendre tout d'abord une désintégration  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$  en introduisant les paramètres mesurés décrivant la dépendance en énergie du diagramme de Dalitz correspondant, puis la désintégration  $\pi^0 \rightarrow e^+ e^- \gamma$ .

### 7.1.2.4 Le mode $K_{L,S} \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$

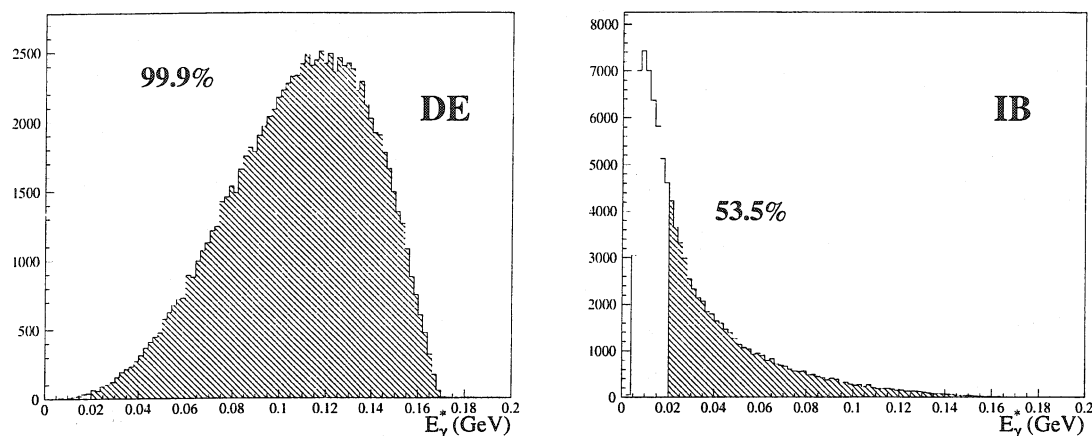
Ces modes constituent un bruit de fond potentiel dans la recherche des désintégrations  $K_{L,S} \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-$ . Tant que la polarisation du photon n'est pas observée, les deux processus dominants qui participent au mode  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$  — le bremsstrahlung interne et l'émission magnétique dipolaire — n'interfèrent pas. Les deux contributions sont donc simulées indépendamment. Le taux de désintégration par bremsstrahlung interne diverge à basse énergie du photon dans le centre de masse ( $E_\gamma^*$ ). Lors de la production des événements, une limite inférieure est placée à 5 MeV sur l'énergie du photon dans le centre de masse. L'émission directe est engendrée sur l'ensemble de l'espace de phase. Le rapport d'embranchement du mode  $K_{L,S} \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$  et la part relative des deux contributions ont été mesurés avec une coupure à 20 MeV sur  $E_\gamma^*$ . Dans la simulation du bremsstrahlung interne, 53,5% des événements sont produits au-dessus de ce seuil contre plus de 99,9% dans le cas de l'émission directe (voir figure 7.2). Par la suite, ces proportions permettront de déterminer le nombre de désintégrations  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$  avec  $E_\gamma^* > 5$  MeV attendu dans les prises de données. Dans le mode  $K_S$ , la production de ce canal repose exclusivement sur le terme de bremsstrahlung.

## 7.1.3 Correction des spectres des faisceaux

Le spectre de production dérivé des mesures anciennes d'Atherton et *al.* [55] (voir formule (7.1)) ne permet pas de reproduire de façon suffisamment précise les spectres des faisceaux de l'expérience NA48 et doit par conséquent être corrigé. Pour ce faire, on compare, pour un mode de désintégration donné, les spectres en impulsion des événements sélectionnés dans les données et dans la simulation. Avec la méthode d'intégration Monte-Carlo, le spectre d'Atherton est alors corrigé par une fonction polynomiale ajustée sur le rapport de ces spectres.

La correction apportée à la production du faisceau  $K_L$  est établie à partir des événements de normalisation : les désintégrations  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi_D^0$  complètement reconstruites<sup>1</sup>. Celles-ci sont en effet suffisamment nombreuses pour calculer la correction avec une bonne précision et présentent l'avantage d'être topologiquement semblables aux événements  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-$ . Le

<sup>1</sup>Les critères de sélection utilisés sont détaillés dans le chapitre suivant (cf. 8.1.4 p. 135).



(a) Contribution de l'émission directe.

(b) Contribution du bremsstrahlung interne.

FIG. 7.2 – Energie du photon dans le centre de masse du kaon pour les composantes de la désintégration  $K_{L,S} \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$  et pourcentage d'événements produits au-dessus de 20 MeV.

spectre corrigé rend ainsi compte d'éventuelles inefficacités de déclenchement ou de reconstruction dépendant de l'énergie, en particulier aux basses impulsions du spectre de kaon. La comparaison du spectre visible dans les données et dans la simulation — avant et après correction — est présentée sur la figure 7.3.

Dans le mode KS, les événements de normalisation — les désintégrations  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi_D^0$  issues du faisceau KS — ne sont pas assez nombreux pour permettre de corriger le spectre de production avec assez de précision. On utilise alors les désintégrations en deux pions chargés. Celles-ci sont sélectionnées dans le lot expérimental à partir des événements obtenus par le déclenchement de contrôle, ce qui permet de s'affranchir de la coupure en énergie appliquée par le déclenchement principal. Les critères de sélection — appliqués aux données comme aux événements simulés — sont semblables à ceux utilisés dans la mesure de  $Re(\epsilon'/\epsilon)$  (cf. [15]) où l'on a relâché les coupures en énergie et en temps de vie du kaon.

## 7.2 La reconstruction des événements

A partir des signaux recueillis dans les différentes composantes du détecteur, le programme de reconstruction produit les quantités mesurées par chaque détecteur : trajectoire des particules chargées dans le spectromètre, énergie et point d'impact des photons et des électrons dans le calorimètre électromagnétique, temps de passage des muons, etc... . Cette section résume les méthodes employées dans ces déterminations.

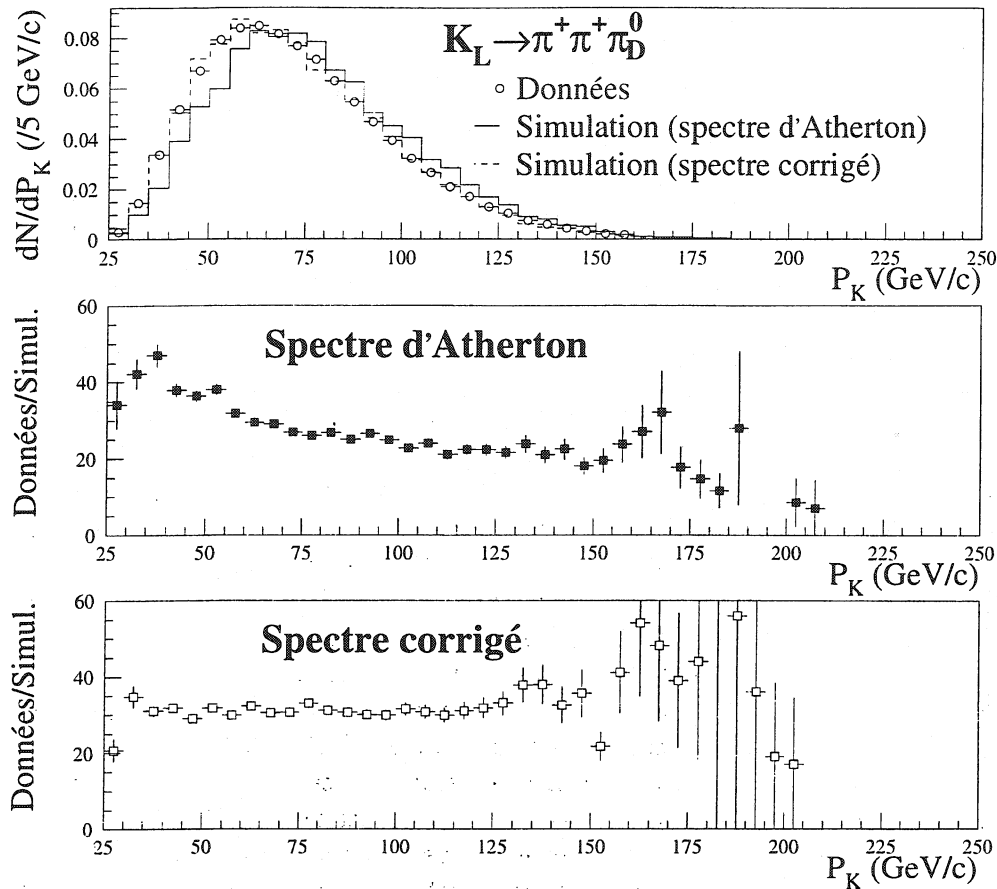


FIG. 7.3 – Comparaison des spectres en énergie des événements  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi_D^0$  reconstruits dans les données et la simulation, avant et après correction du spectre.

### 7.2.1 La reconstruction des traces dans le spectromètre

Lors du décodage des données du spectromètre, les temps de dérive pour chaque fil touché sont calculés relativement au temps du déclenchement et corrigés d'une quantité constante  $t_0$  qui compense des différentes longueurs de transport des signaux dans la chaîne d'électronique. Les temps sont ensuite filtrés pour ne conserver que ceux situés à l'intérieur d'une fenêtre restreinte ( $-50 \text{ ns}$ ,  $+200 \text{ ns}$ ), puis mémorisés. À partir de ces informations, le programme de reconstruction détermine alors le nombre de particules chargées qui traversent le spectromètre, leur trajectoire, leur charge et leur impulsion. Il procède en trois étapes :

#### 1. Recensement des trajectoires possibles.

Dans cette première étape, les temps de dérive ne sont pas pris en compte. Les squelettes des trajectoires possibles sont ébauchés en assemblant les fils touchés dans les chambres 1, 2 et 4. La combinatoire de ces associations est réduite en exigeant que, en amont de l'aimant, les segments formés soient compatibles avec une trajectoire provenant de la désintégration d'un kaon, c.à.d. qu'ils interceptent un des deux cylindres contenant les faisceaux dans la

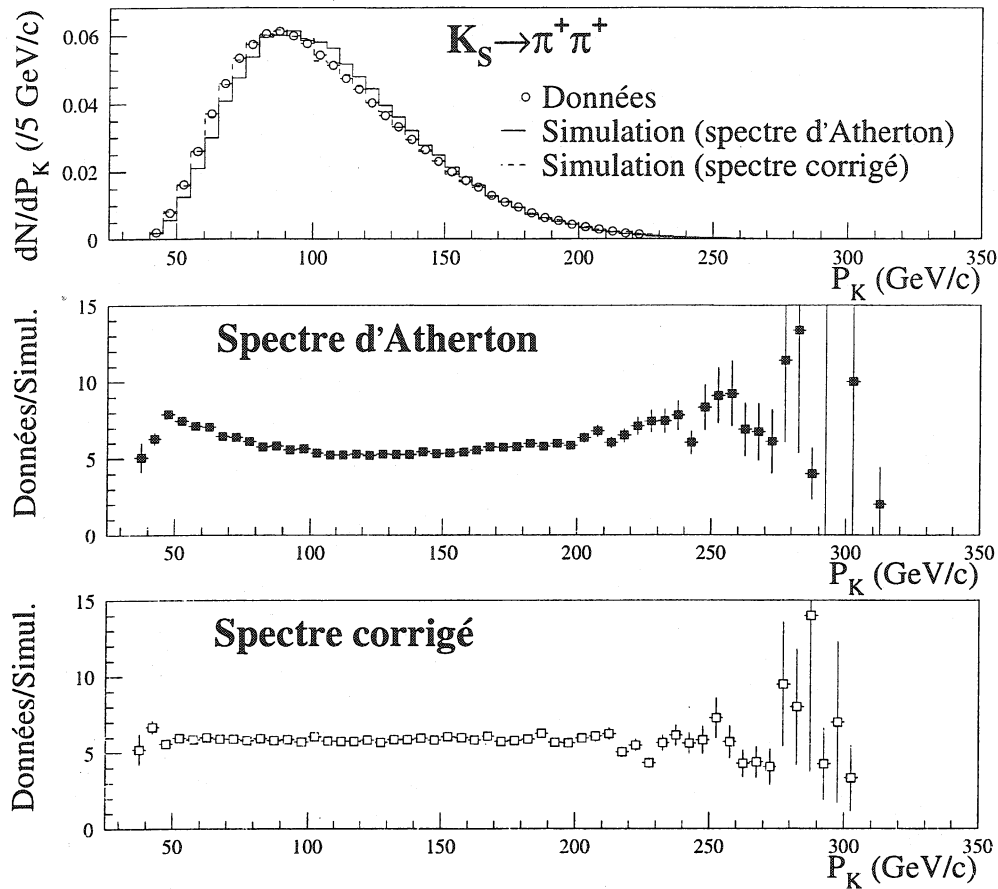


FIG. 7.4 – Comparaison des spectres en énergie des événements  $K_S \rightarrow \pi^+ \pi^-$  reconstruits dans les données et la simulation, avant et après correction du spectre.

région de désintégration. D'autre part, lors de l'association de ces segments avec les points d'impact reconstruits dans la chambre 4, les traces produites doivent être conciliables avec l'absence de déviation verticale par le champ magnétique.

## 2. Analyse des temps de dérive.

Pour chaque fil contribuant à une trace, les temps de dérive sont corrigés du temps de propagation du signal le long du fil et sont utilisés pour estimer le temps de la trace. Rappelons que le temps du déclenchement qui sert de référence, est mesuré en unités de 25 ns, bien supérieures à la résolution sur la mesure du temps du signal. L'analyse statistique de la distribution des temps de dérive et l'étude des corrélations entre les temps mesurés dans les deux plans en regard d'une vue permettent cependant d'atteindre environ 1 ns de résolution sur la mesure du temps d'une trace. Celui-ci est utilisé comme référence pour recalculer précisément tous les temps de dérive participant à une trace.

## 3. Détermination de l'impulsion et des paramètres de la trajectoire.

A partir des temps de dérive mesurés dans les quatre chambres, il reste à déterminer les caractéristiques de la trajectoire de la particule en prenant en compte le champ magnétique

et la diffusion multiple. Une trace est définie par cinq paramètres : la norme de l'impulsion de la particule ( $P$ ), ses coordonnées ( $X, Y$ ) et ses pentes ( $dX/dZ, dY/dZ$ ) données dans un plan quelconque du spectromètre. L'extraction de ces paramètres et de la matrice d'erreur qui leur est associée est réalisée avec le filtre de Kalman [60].

Il s'agit d'une procédure récursive pour estimer le vecteur d'état  $\vec{s}$  d'un système dynamique linéaire. L'évolution d'un tel système entre deux mesures  $i - 1$  et  $i$  peut s'écrire :

$$\vec{s}_i = F_{i-1} \vec{s}_{i-1} + w_{i-1}, \quad (7.3)$$

où  $F$  est une transformation linéaire représentant la fonction connue d'évolution du système et  $w$  une petite distorsion aléatoire par rapport à cette fonction. Les quantités mesurées  $\vec{z}$  sont des fonctions linéaires du vecteur d'état  $\vec{s}$  :

$$\vec{z}_i = G_i \vec{s}_i + \epsilon_i \quad (7.4)$$

où  $G$  est la fonction de mesure et  $\epsilon$  l'incertitude sur cette mesure. Par hypothèse,  $w$  et  $\epsilon$  sont deux variables aléatoires indépendantes, de distribution gaussienne et de valeur moyenne nulle. Le filtre débute avec une estimation de l'état initial du système et les  $n$  mesures sont considérées successivement. A chaque étape (voir figure 7.5), c.à.d. à chaque nouveau point de mesure  $i$  ( $i = 1, \dots, n$ ), l'équation (7.3) permet de prédire — à partir des résultats de l'étape précédente ( $i - 1$ ) — un nouvel estimateur et sa matrice d'erreur. Cette prédiction est ensuite corrigée en utilisant la mesure  $\vec{z}_i$  affectée d'un poids  $K_i$  (*gain de Kalman*) choisi de façon à minimiser la matrice d'erreur associée à l'estimateur. Plus une mesure est précise, plus le gain de Kalman est élevé. Une fois toutes les mesures traitées, le filtre donne l'estimateur optimal de l'état du système et sa matrice d'erreur en n'importe quel point  $i$ . L'estimateur est dit optimal car c'est celui pour lequel l'erreur carrée moyenne est minimale. La qualité de l'estimateur obtenu ( $\chi^2$ ) est calculée en comparant les prédictions de l'estimateur aux mesures.

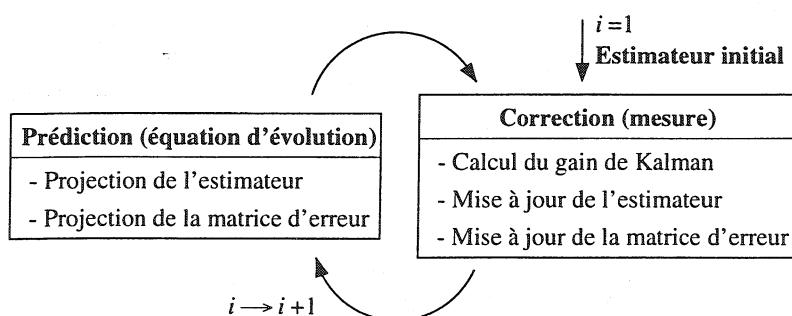


FIG. 7.5 – Opérations effectuées par le filtre de Kalman pour estimer l'état d'un système dynamique.

Dans la reconstruction des traces du spectromètre, le filtre de Kalman incorpore les ingrédients suivants. Le champ magnétique qui règne entre la première et dernière chambre est cartographié précisément et la fonction d'évolution  $F$  est donnée par l'équation de transport dans ce champ. La diffusion multiple dans l'enceinte à hélium est paramétrée par la distorsion  $w$ . Les temps de dérive mesurés dans chaque plan de détection sont reliés aux coordonnées de la particule par la relation temps/distance de dérive et l'erreur  $\epsilon$  représente

la résolution du détecteur. Le filtre de Kalman fournit un estimateur de l'impulsion de chaque particule, ses coordonnées et pentes dans n'importe quel plan de détection et associe un facteur de qualité à l'estimation ( $\chi_{trace}^2$ ). Les coordonnées et pentes sont données dans les premiers plans de la première et de la dernière chambre pour permettre l'extrapolation des trajectoires respectivement vers l'amont et l'aval du spectromètre.

### 7.2.2 Mesure précise du temps des traces

Les trajectoires mesurées dans le spectromètre déterminent les points d'impact des particules dans les deux plans de scintillateurs de l'hodoscope. Les temps des signaux mesurés dans les lattes traversées par une particule sont corrigés du temps de propagation de la lumière dans le scintillateur et moyennés pour fournir une mesure précise du temps de passage de chaque particule chargée. La résolution obtenue est de l'ordre de 300 ps par trace.

### 7.2.3 La reconstruction des données des compteurs à muons

A chaque particule détectée dans le spectromètre, on tente d'associer des signaux enregistrés dans les compteurs à muon. Les lattes susceptibles d'être touchées — dans l'hypothèse où la particule est un muon — sont déterminées en utilisant les trajectoires mesurées dans le spectromètre et en prenant en compte les diffusions dans les blocs de fer. Si les signaux sur ces lattes ont des temps compatibles avec le temps de la trace, ils sont combinés pour évaluer le temps de passage de la particule et le barycentre de la gerbe développée dans le fer.

### 7.2.4 La reconstruction des gerbes dans le calorimètre électromagnétique

Rappelons que le signal induit dans chaque canal du calorimètre est numérisé et échantillonné à une fréquence de 40 MHz. Pour les cellules sélectionnées par le réducteur de données, on dispose de 10 échantillons enregistrés autour du temps du déclenchement. A partir de la mesure de l'énergie dans ces cellules, le programme détermine la position et le temps de l'impact de chaque particule dans le calorimètre ainsi que l'énergie déposée. Les principales étapes de la reconstruction sont :

#### 1. La mesure de l'énergie déposée dans chaque cellule.

Les 10 échantillons enregistrés dans chaque cellule sont tout d'abord convertis en courant en utilisant les constantes de calibration — gains et seuils du convertisseurs analogique/numérique — mesurées régulièrement pendant la prise de données. L'énergie déposée est proportionnelle au maximum du courant. Ce dernier est déterminé par interpolation des trois échantillons les plus grands. La méthode du filtre digital utilisée ici prend en compte la forme attendue du signal et du bruit. Pour les cellules les plus énergétiques, le temps du maximum est déterminé lors de l'interpolation. Celui-ci est utilisé pour contraindre la phase du signal des cellules voisines où peu d'énergie est déposée. Les trois premiers échantillons sont utilisés pour évaluer l'activité accidentelle avant l'événement considéré.

#### 2. Recherche des gerbes.

Un photon (ou un électron) dépose son énergie dans le calorimètre à krypton liquide sous forme de gerbe électromagnétique. Cette énergie est donc concentrée dans un amas de cellules centré sur une cellule souche contenant le point d'impact de la particule. L'inventaire des gerbes repose sur la recherche de ces souches, définies comme les cellules dont l'énergie  $E$  est supérieure à :

- un seuil, fixé à 0,2 GeV,
- celle de chacune de ses huit cellules voisines,
- la moyenne pondérée de ses huit cellules voisines.

Les cellules autour de ces souches forment l'amas caractérisant la gerbe électromagnétique. Une cellule peut participer à plus d'une gerbe si elle est proche de plusieurs souches (dans une boîte de  $19 \times 19$  cellules). L'énergie mesurée dans une telle cellule est alors partagée entre ces gerbes en utilisant le profil des gerbes électromagnétiques établi par la simulation.

### 3. Calcul de la position du centre d'une gerbe.

La position du centre d'une gerbe est donnée par le barycentre de l'énergie déposée dans une boîte de  $3 \times 3$  cellules autour d'une souche. Comme les cellules ont une taille finie, cet estimateur de la position est biaisé. Dans chaque projection, la position est corrigée avec une fonction qui dépend de l'énergie et du barycentre. Le centre de la gerbe définit alors le point d'impact de la particule à la face d'entrée du calorimètre.

### 4. Calcul de l'énergie d'une gerbe.

L'énergie d'une gerbe est estimée à partir de la somme des énergies déposées dans les cellules situées dans un rayon de 11 cm autour du centre de la gerbe. En général, cette dernière n'est pas entièrement contenue dans ce périmètre et la mesure est corrigée pour tenir compte des pertes latérales. Ces corrections — qui sont fonction de l'énergie visible et du point d'impact de la particule dans la cellule souche — peuvent atteindre jusqu'à 1,5% ; elles sont paramétrées en comparant la réponse du calorimètre et celle du spectromètre avec des faisceaux d'électrons mono-énergétiques. Enfin, pour les gerbes proches du trou central (dans un cercle de 20 cm de rayon), l'énergie mesurée est corrigée en utilisant le profil attendu de la gerbe pour compenser l'énergie perdue dans le tube à vide.

### 5. Calcul du temps d'une gerbe.

Le temps de la gerbe est déterminé à partir des temps du maximum du signal évalués dans les deux cellules les plus énergétiques de l'amas. La résolution obtenue est inférieure à 400 ps pour des amas d'énergie supérieure à 25 GeV.

## 7.2.5 La mesure du temps des protons dans le système d'étiquetage

Avec des particules chargées, la résolution obtenue sur la position du vertex de désintégration est en principe suffisante pour déterminer de quel faisceau le kaon est originaire. Cependant, la mesure du temps des protons envoyés sur la cible KS offre un outil puissant et complémentaire pour distinguer les deux faisceaux. Le système d'étiquetage permet de déterminer le temps de passage d'un proton avec une résolution de 200 ps.

## 7.2.6 La réponse des anti-compteurs

Lors de l'analyse, sont disponibles les nombres et les temps des signaux enregistrés dans les anneaux de l'AKL autour du temps du déclenchement ainsi que les temps des signaux mesurés dans les scintillateurs de l'AKS.

## 7.2.7 Mesures complémentaires

Outre les quantités présentées ci-dessus, on dispose événement par événement d'un certain nombre de signaux supplémentaires qui permettent de vérifier les conditions de fonctionnement de l'appareillage lors du déclenchement et de s'assurer de la qualité des données analysées. Ainsi



citons, par exemple, l'ensemble des signaux disponibles pour le déclenchement — sur une histoire de 400 ns —, les conditions de déclenchement effectivement réalisées ou le temps d'apparition d'une condition de surcharge dans les mémoires de l'électronique de lecture des chambres à dérive.

## 7.3 Calculs préliminaires

Cette section est consacrée à la présentation des différents éléments permettant de caractériser une désintégration : la position du vertex de désintégration, la nature des particules détectées et les variables cinématiques utilisées dans la sélection des événements ou dans les mesures.

### 7.3.1 La détermination de l'origine des traces

Il s'agit de déterminer si un ensemble de traces est issu d'une même désintégration et, le cas échéant, de mesurer la position du vertex de désintégration.

#### Méthode.

Entre le point de désintégration du kaon (vertex) et le détecteur, les trajectoires des particules chargées sont perturbées par le champ magnétique regnant dans la zone de désintégration (cf. p. 61) et par la fenêtre de kevlar qui clôt la région de désintégration. Pour tenir compte au mieux de ces perturbations, la méthode employée pour mesurer précisément la position du vertex avec  $n$  particules chargées s'appuie sur le filtre de Kalman [61] plutôt que sur une simple extrapolation rectiligne des traces mesurées dans le spectromètre. Cette approche permet également de donner un estimateur des pentes des particules à leur point de création qui sont les quantités importantes pour le calcul des variables cinématiques caractérisant la désintégration.

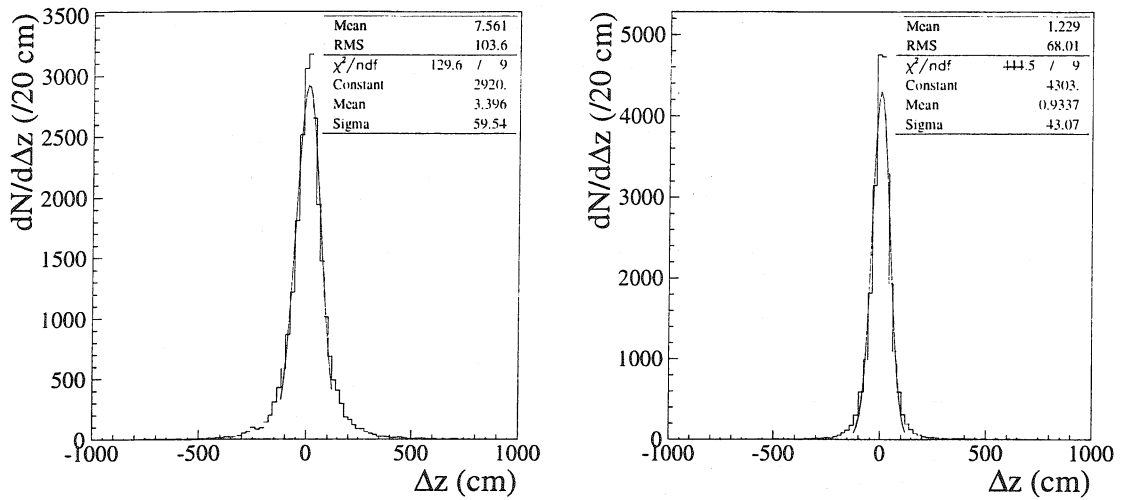
On cherche ici à déterminer les coordonnées  $\vec{s}_i$  du point de désintégration du kaon étant données les mesures ( $i$ ) des trajectoires des particules dans le spectromètre. Si les particules ont un vertex commun, l'équation (7.3) devient simplement :

$$\vec{s}_i = \vec{s}_{i-1} \quad (7.5)$$

Les quantités mesurées sont ici les paramètres  $z_i$  des traces avant l'aimant :

$$\vec{z}_i = G_i(\vec{s}_i, \vec{q}_i) + \epsilon_i \quad (7.6)$$

où  $\vec{q}_i$  représente la pente de la particule  $i$  au point de désintégration  $\vec{s}_i$ . La fonction de mesure  $G$  est linéarisée au point  $(\vec{s}_{i,0}, \vec{q}_{i,0})$  où  $\vec{s}_{i,0}$  est l'estimation initiale de la position du vertex et  $\vec{q}_{i,0}$  la pente de la trace  $i$  en ce point — déterminée en utilisant la carte de champ détaillée de la région de désintégration. Bien que la non-linéarité de la fonction de mesure soit faible, cette approximation peut rendre nécessaire une procédure d'itération. Comme point de départ, le filtre utilise la position du vertex évaluée en extrapolant des traces droites dans la région de désintégration et en localisant le point de meilleure approche de celles-ci. Chaque trace est alors successivement prise en compte pour réévaluer la position du vertex. Une fois toutes les particules considérées, leurs pentes sont recalculées au nouveau vertex. La qualité de l'ajustement du vertex est donnée par une fonction  $\chi_{vtx}^2$  proportionnelle au changement des paramètres lorsqu'une nouvelle mesure est prise en compte. La procédure est itérée tant que le  $\chi_{vtx}^2$  s'améliore sensiblement. La convergence est en général obtenue au bout de 2 ou 3 itérations.



(a) Vertex reconstruit avec une extrapolation rectiligne des traces.

(b) Vertex reconstruit avec le filtre de Kalman.

 FIG. 7.6 – Différence entre la position longitudinale du vertex généré dans la simulation des événements  $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-e^+e^-$  et celle du vertex reconstruit avec deux méthodes différentes.

### Vertex à quatre traces.

La résolution  $\sigma_z$  sur la détermination de la position longitudinale peut être évaluée à l'aide de la simulation (cf. § 7.1 p. 103) en comparant les quantités reconstruites et générées. La figure 7.6 présente les résolutions obtenues en recherchant le vertex en extrapolant des traces droites dans la région de désintégration ( $\sigma_z = 60$  cm) et en prenant en compte le champ magnétique avec le filtre de Kalman ( $\sigma_z = 43$  cm). La résolution transverse obtenue avec le filtre de Kalman est de 2 mm.

### Direction du kaon.

A partir de la position du point de désintégration du kaon et de la position de la cible ( $X_{cible}, Y_{cible}, Z_{cible}$ ) dont il est issu, on détermine la direction de vol  $\hat{d}_K$  du kaon :

$$\hat{d}_K = \begin{pmatrix} \frac{1}{norm}(X_V - X_{cible}) \\ \frac{1}{norm}(Y_V - Y_{cible}) \\ \frac{1}{norm}(Z_V - Z_{cible}) \end{pmatrix} \quad \text{où } norm = \sqrt{(X_V - X_{cible})^2 + (Y_V - Y_{cible})^2 + (Z_V - Z_{cible})^2} \quad (7.7)$$

### 7.3.2 L'identification des particules

La méthode utilisée pour identifier les électrons, les muons et les pions est présentée ci-dessous.

#### L'identification des électrons.

L'identification des électrons est réalisée en comparant l'impulsion  $P$  d'une particule détectée dans le spectromètre à l'énergie  $E$  mesurée dans le calorimètre électromagnétique autour de son point d'impact. Un électron — qui dépose toute son énergie dans le calorimètre — est caractérisé

par le rapport  $E/P = 1$  aux résolutions des détecteurs près. A l'inverse, un pion (ou un muon) ne perd en général qu'une fraction de son énergie dans le krypton liquide et conduit à un rapport  $E/P$  inférieur à 1.

Les coordonnées du point d'impact d'une particule chargée dans le calorimètre sont obtenues en extrapolant sa trajectoire mesurée après l'aimant. Pour assurer une bonne identification, seules les traces dont l'impact est à l'intérieur de l'acceptance du calorimètre sont conservées. Dans la suite de l'analyse, on ne considère donc que les traces pour lesquelles :

$$15 \text{ cm} < R_{Lkr} < 120 \text{ cm} \quad (7.8)$$

où  $R_{Lkr}$  est le rayon du point d'impact de la trace à la face d'entrée du calorimètre à krypton liquide. Les limites imposées garantissent que les gerbes des électrons sont contenues dans le volume actif du calorimètre et donc que leur énergie est bien mesurée. A chacune de ces traces, on associe — quand elle existe — la gerbe électromagnétique la plus proche de son point d'impact dans un rayon de 5 cm.

Les électrons perdent une partie de leur énergie dans les matériaux passifs qui forment la structure du cryostat et du calorimètre. Cette perte — estimée à 45 MeV en moyenne avec le programme de simulation — est prise en compte lors de la comparaison de l'impulsion  $P_{spec}$  avec l'énergie  $E_{LKr}$  de la gerbe associée. Un électron est défini comme une particule pour laquelle :

$$E/P = \frac{E_{LKr} + 0,045 \text{ GeV}}{P_{spec}} > 0,85. \quad (7.9)$$

Sur la figure 7.7 est portée la distribution en  $E/P$  pour les pions et les électrons provenant des désintégrations  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0_D$  complètement reconstruites. Le pic centré autour de 1 contient les candidats électrons. Leur distribution se distingue clairement des candidats pions.

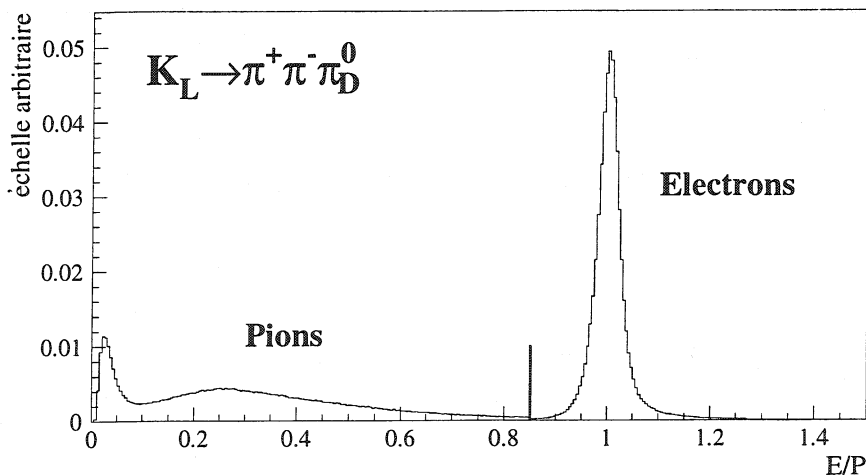


FIG. 7.7 – Distribution en  $E/P$  des pions et des électrons provenant des désintégrations  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0_D$  complètement reconstruites.

### Le rejet des muons.

Parmi les traces qui ne sont pas associées à des électrons, le détecteur de muons permet d'identifier celles qui proviennent de muons. Il suffit qu'un temps soit associé spatialement à la trace  $i$  dans les compteurs à muons dans la fenêtre suivante :

$$|t_{hod,i} - t_{\mu,i}| < 4 \text{ ns} \quad (7.10)$$

La distribution de cette différence temporelle est portée sur la figure 7.8. On y montre également la distribution en  $E/P$  pour les candidats muon. Celle-ci est piquée à très basse valeur de  $E/P$ , les muons ne perdant en général que très peu d'énergie dans le krypton liquide (perte par ionisation).

### L'identification des pions chargés.

Les critères établis ci-dessus permettent de caractériser les traces produites par des électrons ou par des muons. Par défaut, les traces qui ne satisfont aucune de ces conditions sont attribuées à des pions.

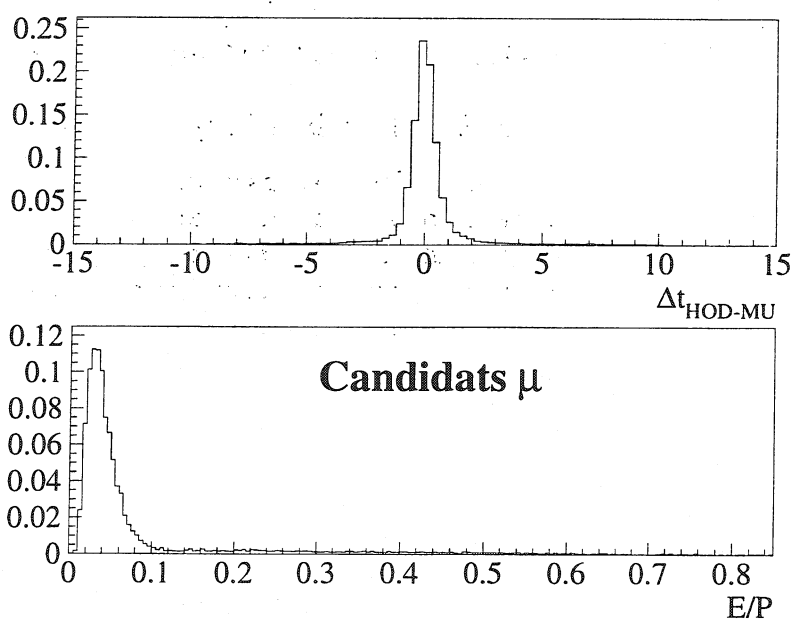


FIG. 7.8 – En haut : coïncidence temporelle entre le temps des particules chargées mesuré dans les scintillateurs de l'hodoscope et le temps mesuré dans les compteurs à muons. En bas : la distribution en  $E/P$  pour les candidats muons.

### L'identification des photons.

Les photons sont recherchés parmi les gerbes électromagnétiques éloignées de plus de 15 cm du point d'impact des traces dans le calorimètre.

### 7.3.3 Variables cinématiques

#### Quadri-vecteur énergie-impulsion des particules.

La norme de l'impulsion  $p_i$  d'une particule chargée est donnée par le spectromètre. A chaque vertex de désintégration formé à partir d'un ensemble de particules chargées, sont données les pentes des particules ( $dX_{V,i}/dZ_V$  et  $dY_{V,i}/dZ_V$ ). Celles-ci permettent de définir leur vecteur directeur  $\vec{d}_i = (dX_{V,i}/dZ_V, dY_{V,i}/dZ_V, 1)$ , noté  $\hat{n}_i = \vec{d}_i/\|\vec{d}_i\|$  une fois normé. Le quadri-vecteur énergie-impulsion  $\vec{p}_i$  d'une particule chargée de masse  $M_i$  participant à ce vertex est par conséquent :

$$\vec{p}_i = (E_i, \vec{p}_i) = (\sqrt{p_i^2 + M_i^2}, p_i \hat{n}_i) \quad (7.11)$$

Au vertex reconstruit avec des particules chargées, peuvent être également rattachés les candidats photons détectés dans le calorimètre — par exemple pour le mode  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi_D^0$  avec  $\pi_D^0 \rightarrow e^+ e^- \gamma$ . Leur quadri-vecteur est alors calculé en utilisant pour la norme de l'impulsion, l'énergie mesurée dans le calorimètre électromagnétique et comme direction de vol, la droite qui joint le point de désintégration et le point d'impact du photon dans le calorimètre.

#### Impulsion totale.

L'impulsion totale  $\vec{p}_{tot} = (E_{tot}, \vec{p}_{tot})$  des particules considérées à un vertex est simplement la somme des impulsions individuelles :

$$\vec{p}_{tot} = \sum_{i=1}^n \vec{p}_i \quad (7.12)$$

La masse invariante de cet ensemble de particules est définie comme :

$$M_{tot} = \sqrt{\vec{p}_{tot}^2} = \sqrt{E_{tot}^2 - p_{tot}^2} \quad (7.13)$$

#### Centre de gravité.

Connaissant la position du vertex, l'impulsion totale permet de définir le centre de gravité des produits de désintégration à une position longitudinale donnée. Si l'ensemble des particules considérées forme l'état final complet de la désintégration, son centre de gravité doit être contenu dans le cône renfermant le faisceau de kaon dont la désintégration est issue. On vérifiera cette condition en deux points, l'un en amont et l'autre en aval du vertex de la désintégration. On calcule alors, pour chaque ensemble de particules participant à un vertex, la position du centre de gravité ( $X_{COLL}, Y_{COLL}$ ) et son rayon ( $R_{COLL}$ ) au niveau du dernier collimateur avant la région de désintégration :

$$\begin{cases} X_{COLL} = X_V - (Z_V - Z_{COLL}) p_{x,tot}/\|p_{tot}\| \\ Y_{COLL} = Y_V - (Z_V - Z_{COLL}) p_{y,tot}/\|p_{tot}\| \end{cases}, \quad R_{COLL} = \sqrt{X_{COLL}^2 + Y_{COLL}^2} \quad (7.14)$$

En aval du vertex, le centre de gravité est calculé au niveau de la face d'entrée du calorimètre électromagnétique :

$$\begin{cases} X_{COG} = X_V - (Z_V - Z_{LKR}) p_{x,tot}/\|p_{tot}\| \\ Y_{COG} = Y_V - (Z_V - Z_{LKR}) p_{y,tot}/\|p_{tot}\| \end{cases}, \quad R_{COG} = \sqrt{X_{COG}^2 + Y_{COG}^2} \quad (7.15)$$

**Impulsion transverse.**

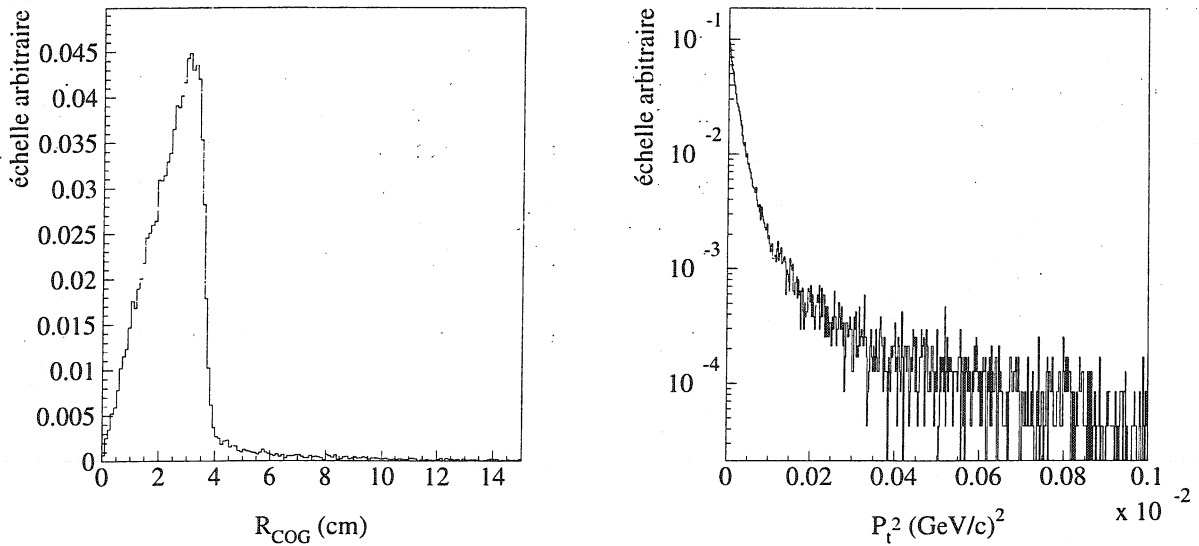
La valeur de l'impulsion longitudinale — le long de la direction de vol du kaon — est donnée par :

$$P_{||} = \vec{p}_{tot} \cdot \hat{d}_K \quad (7.16)$$

Dans le plan transverse à la direction du kaon, le carré de l'impulsion est définie par :

$$P_{\perp}^2 = p_{tot}^2 - P_{||}^2 \quad (7.17)$$

L'impulsion transverse d'un ensemble de particules issues d'un même vertex doit être nulle — aux résolutions près — si celles-ci forment l'état final complet. En plaçant une limite supérieure à la valeur prise par la variable  $P_{\perp}^2$ , on peut ainsi éliminer les désintégrations dont un des produits n'est pas détecté.



(a) Reconstruction du centre de gravité ( $R_{COG}$ ).      (b) Reconstruction de l'impulsion transverse ( $P_{\perp}^2$ ).

FIG. 7.9 – Centre de gravité et impulsion transverse des désintégrations  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-$  simulées.

**Impulsion manquante.**

Répartissons les produits de désintégration d'un kaon dans deux catégories :

- l'ensemble des particules détectées qui forme la partie visible et dont on note le quadri-vecteur  $\vec{p}_v = (E_v, \vec{p}_v)$  et la masse invariante  $m_v^2 = \vec{p}_v^2$ ,
- le reste des produits de désintégration, la partie manquante avec les notations suivantes :  $\vec{p}_m = (E_m, \vec{p}_m)$  pour le quadri-vecteur et  $m_m^2 = \vec{p}_m^2$  pour la masse invariante.

tel-00366062, version 1 - 28 May 2009

En supposant connue la masse invariante de l'ensemble manquant, on cherche à calculer son impulsion transverse. La conservation de l'énergie-impulsion conduit aux relations suivantes :

$$\begin{aligned}\vec{p}_K^2 &= M_K^2 = E_K^2 - P_K^2 \\ &= (E_v + E_m)^2 - (\vec{p}_v + \vec{p}_m)^2 \\ &= m_v^2 + m_m^2 + 2E_v E_m - 2\vec{p}_v \cdot \vec{p}_m\end{aligned}\quad (7.18)$$

Introduisons par commodité :

$$A = M_K^2 - m_v^2 - m_m^2 \quad (7.19)$$

et les composantes des impulsions sur la direction longitudinale et transverse du kaon :

$$\begin{aligned}\vec{p}_v &= p_{v,\parallel} \hat{d}_K + p_{v,\perp} \hat{n}_K \\ \vec{p}_m &= p_{m,\parallel} \hat{d}_K + p_{m,\perp} \hat{n}_K\end{aligned}\quad (7.20)$$

L'impulsion transverse du kaon étant par définition nulle, il vient :

$$p_{v,\perp} = -p_{m,\perp} \quad (7.21)$$

Avec ces définitions, l'équation (7.18) se réécrit :

$$2\sqrt{m_v^2 + p_{v,\parallel}^2 + p_{v,\perp}^2} \sqrt{m_m^2 + p_{m,\parallel}^2 + p_{m,\perp}^2} = A + 2p_{v,\parallel} p_{m,\parallel} + 2p_{v,\perp} p_{m,\perp} \quad (7.22)$$

En élevant cette équation au carré et avec la relation (7.21), on obtient une équation du second degré en  $p_{m,\parallel}$  :

$$\begin{aligned}4(m_v^2 + p_{v,\perp}^2) p_{m,\parallel}^2 - 4p_{v,\parallel}^2 (2p_{v,\perp}^2 + A) p_{m,\parallel} \\ + 4(m_m^2 + p_{v,\perp}^2) p_{v,\parallel}^2 + 4m_v^2 m_m^2 + 4p_{v,\perp}^2 M_K^2 - A^2 = 0\end{aligned}\quad (7.23)$$

dont les deux solutions s'écrivent :

$$p_{m,\parallel} = \frac{4p_{v,\parallel} \left[ (M_K^2 - m_v^2 - m_m^2) - 2p_{v,\perp}^2 \right] \pm \sqrt{\Delta}}{8(m_v^2 + p_{v,\perp}^2)} \quad (7.24)$$

avec le discriminant  $\Delta$  défini par :

$$\Delta = 4^2 (m_v^2 + p_{v,\parallel}^2 + p_{v,\perp}^2) \left[ (M_K^2 - m_v^2 - m_m^2)^2 - 4p_{v,\perp}^2 M_K^2 - 4m_v^2 m_m^2 \right] \quad (7.25)$$

La relation (7.24) est particulièrement utile pour caractériser les désintégrations  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ . On peut alors, étant donné la mesure de l'impulsion des deux pions chargés, déterminer l'impulsion longitudinale du pion neutre. En se plaçant dans le référentiel où la direction du système des deux pions est perpendiculaire à la direction du kaon ( $p_{v,\parallel} = 0$ ), les deux solutions (7.24) ont le même carré et celui-ci s'écrit :

$$P_0'^2 = \frac{(M_K^2 - m_{+-}^2 - M_{\pi^0}^2)^2 - 4p_{+-,\perp}^2 M_K^2 - 4m_{+-}^2 M_{\pi^0}^2}{4(m_{+-}^2 + p_{+-,\perp}^2)} \quad (7.26)$$

où le symbole  $+-$  désigne le système des deux pions chargés (partie visible). La variable  $P_0'^2$  ainsi définie prend des valeurs positives dans le cas de désintégrations  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$  et négatives s'il s'agit de désintégrations  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-$  (voir figure 7.10). Elle permet donc de distinguer les deux désintégrations.

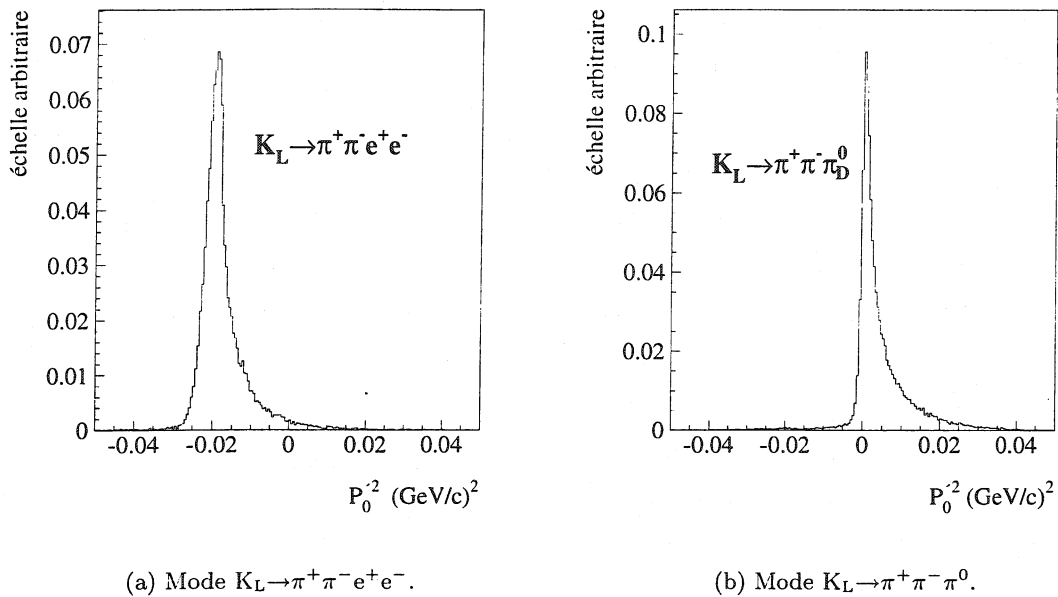


FIG. 7.10 – Distribution de la variable  $P_0'^2$  reconstruite pour des désintégrations  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-$  et  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$  simulées.

## 7.4 Sélection primaire : le filtre L3

### 7.4.1 Introduction

Tous les événements ayant activé le système de déclenchement sont transmis au centre de calcul du CERN et enregistrés sur des cassettes de grande capacité (20 GBytes). Cependant, l'imposant volume de ces données est peu maniable et est donc réduit pour faciliter l'analyse. Ainsi, le programme L3, assimilable à un troisième niveau de déclenchement, centralise le décodage et la reconstruction des données du détecteur. Selon des critères simples, il opère une sélection rapide et efficace des différents types d'événements à conserver.

Ce programme est exécuté sur une ferme de PC au fur et à mesure de l'acquisition des données, parallèlement à leur mise sur bande. En sortie, les événements sélectionnés sont disponibles sous deux formes. La forme brute, identique à celle utilisée en entrée, contient les données formatées par les sous-détecteurs. Le L3 réduit ici le volume initial en diminuant le nombre d'événements. L'autre forme est plus compacte et contient le résultat de la reconstruction. Ce dernier peut varier avec la mise à jour des constantes de calibration et peut être reproduit à partir des données brutes.

A chaque type d'événements correspondent des critères de sélection et donc un filtre particulier. Le paragraphe suivant décrit le filtre spécifique aux événements à quatre traces chargées.

### 7.4.2 Le filtre 4-traces

Le déclenchement des événements à quatre traces offre peu de recouvrement avec les autres systèmes : dans 84% des cas, c'est le seul système activé. Leur traitement par le L3 constitue donc une surcharge directement proportionnelle à leur nombre. Aussi, pour limiter la consommation de temps de calcul, le filtre 4-traces utilise exclusivement les données du spectromètre. Ainsi,



les informations issues du système d'étiquetage ou du calorimètre — dont le décodage et la reconstruction prennent beaucoup de temps de calcul — ne sont traitées que pour les événements qui passent le filtre avec succès.

Le filtre requiert au moins 2 traces positives et 2 traces négatives qui coïncident avec le système de déclenchement dans une fenêtre de  $\pm 30$  ns, et qui, associées 2 à 2, forment six bonnes paires de traces. Une paire est retenue si les deux traces convergent en un point situé entre la cible KS et la première chambre et si leur différence temporelle est inférieure à 8 ns. Le critère de convergence est ici la distance minimale d'approche des deux traces qui doit être inférieure à 10 cm. Ainsi, 13% des événements qui activent le système de déclenchement *4-traces* passent le filtre avec succès. Pour permettre de mesurer l'efficacité du déclenchement principal, le filtre traite également les événements sélectionnés par les systèmes de contrôle. Moins de 1% de ceux-ci satisfont les critères du filtre. Enfin, en vue d'estimer les pertes d'événements dues au filtre, 0,5% des événements qui lui sont soumis sont conservés quelle que soit sa décision.

tel-00389052, version 1 - 28 May 2009

## Chapitre 8

# Analyse du mode $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-$

L'analyse du mode  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-$  présentée dans cette thèse porte sur les campagnes de prise de données de 1998 et 1999. Elle comporte la détermination des paramètres du facteur de forme introduit dans le coefficient régissant la contribution de l'émission directe, la mesure de l'asymétrie  $\mathcal{A}$  dans la distribution de l'angle entre les plans de désintégration des pions et des électrons et la mesure du rapport d'embranchement.

### 8.1 Sélection des événements

Cette section aborde la sélection des deux catégories d'événements utilisées dans l'étude du mode  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-$  : le signal lui-même formé de l'état final  $\pi^+ \pi^- e^+ e^-$  et les événements de normalisation — les désintégrations  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi_D^0$  — dont l'état final comporte un photon en plus des quatre particules chargées. Dans les deux cas, on s'intéresse aux événements complètement contenus dans le détecteur, c.à.d. dont tous les produits de désintégration sont reconstruits et identifiés. Dans la suite sont présentés les échantillons dans lesquels ces désintégrations sont recherchées, la façon de distinguer les désintégrations issues du faisceau KL de celles provenant du faisceau KS, et enfin les contraintes appliquées pour extraire le signal.

#### 8.1.1 Sélection primaire

L'acquisition des désintégrations comprenant quatre particules chargées est déclenchée par un système spécifique : le déclenchement *4-traces*. Ce dernier fournit le lot principal de données à étudier. On considère également les événements sélectionnés par les déclenchements de contrôle et le déclenchement *hors-temps* ; ce dernier permet d'enregistrer une fraction des événements qui n'ont pu être traités dans le temps imparti au déclenchement de niveau 2.

Ces événements sont soumis au filtre *4-traces* décrit au chapitre précédent. Les événements conservés contiennent alors au moins quatre traces dans le spectromètre, correspondant à deux particules chargées positivement et deux négativement. Rappelons que les temps de ces traces doivent être compatibles avec le temps du déclenchement ( $|t_{spec}| < 30$  ns) et deux à deux compatibles avec la désintégration d'un même kaon ( $|\Delta t_{spec}| < 8$  ns,  $cda < 10$  cm).

Pour chaque ensemble de quatre traces, on opère l'identification des particules et la recherche de leur vertex. Pour le mode  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi_D^0$ , on impose également la présence de candidats photons pour former un ensemble de cinq particules. Notons que si un événement comporte plus

de quatre traces (ou plusieurs photons), on peut définir plusieurs de ces ensembles — qui ne sont pas nécessairement disjoints. A l'issue de la sélection, on vérifiera que chaque événement n'apparaît qu'une seule fois. Pour chaque ensemble considéré, on calcule alors les variables cinématiques présentées au chapitre précédent. Certaines d'entre elles font intervenir la direction du kaon, laquelle dépend de la position de la cible de production. L'étape suivante de la sélection consiste donc à établir les critères permettant de différencier les désintégrations provenant de la cible KL de celles qui sont issues de la cible KS. Ensuite, les coupures permettant de caractériser le mode  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-$  et d'éliminer le bruit de fond sont présentées.

### 8.1.2 La distinction $K_L$ - $K_S$

Le faisceau KL émerge du dernier collimateur à la position  $(x = 0, y = 0)$  suivant une direction horizontale (le long de l'axe  $z$ ). Une désintégration est attribuée au faisceau KL si la position du vertex et la position du centre de gravité des produits de désintégration au niveau du dernier collimateur  $(X_{COLL}, Y_{COLL})$  sont compatibles avec la trajectoire du faisceau KL. On vérifie donc que :

$$Y_V < 4 \text{ cm} \quad \text{et} \quad Y_{COLL} < 4 \text{ cm.} \quad (8.1)$$

Ces coupures éliminent la plupart des désintégrations du faisceau KS, lequel pénètre dans la région de désintégration 6,4 cm au-dessus du faisceau KL avec un angle de 0,6 mrad (voir figure 8.1).

### 8.1.3 L'extraction du signal

Pour s'assurer de la qualité des événements sélectionnés, un certain nombre de restrictions sont imposées aux quantités reconstruites. Ainsi, les traces provenant du spectromètre doivent posséder :

- un bon facteur de qualité :  $\chi_{trace}^2 < 25$ ,
- un temps associé dans l'hodoscope,
- une impulsion suffisante pour être bien mesurée :  $P_e > 2 \text{ GeV}$  pour les électrons et  $P_\pi > 5 \text{ GeV}$  pour les pions,
- un impact dans les chambres à dérive loin du trou central :  $R_{DC} > 12 \text{ cm}$ .

Par ailleurs, pour garantir une bonne identification des particules, on impose :

- un impact dans le calorimètre à krypton liquide éloigné des bords :  $15 < R_{LKR} < 120 \text{ cm}$
- un impact dans le calorimètre à krypton liquide éloigné de plus de 2 cm de toute cellule morte.

Enfin, les vertex considérés doivent être reconstruits avec un bon facteur de qualité  $\chi_{vertex}^2 < 50$ .

Le volume fiduciel dans lequel on considère les désintégrations de kaons débute à la sortie du dernier collimateur ( $z = 6 \text{ m}$ ). D'autre part, la condition de déclenchement de niveau 1  $E_{TOT} > 35 \text{ GeV}$  impose une limite inférieure sur l'impulsion du  $K_L$ . Ainsi, le domaine de mesure est défini par :

$$\begin{aligned} 6 < Z_V < 90 \quad (\text{en mètres}) \\ P_K > 40 \text{ GeV}/c \end{aligned} \quad (8.2)$$

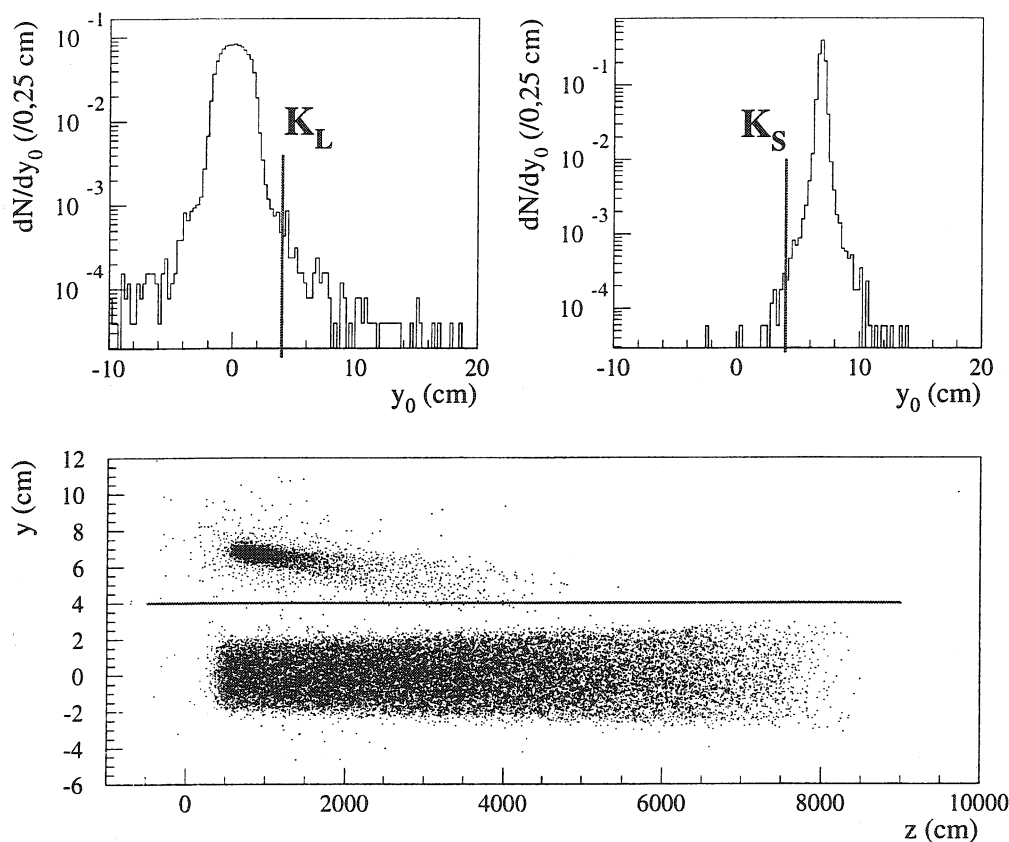


FIG. 8.1 – En haut : point de passage du kaon dans le plan vertical ( $y_0$ ) reconstruit au niveau du dernier collimateur. A gauche : pour la simulation des  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-$  ; à droite : pour la simulation de  $K_S$ . En bas pour les deux modes, le point de désintégration reconstruit dans le plan ( $y, z$ ).

On considère alors les ensembles formés de deux pions et deux électrons de charges opposées qui satisfont les contraintes mentionnées ci-dessus et qui sont compatibles avec la désintégration d'un  $K_L$ . Ces critères sont encore insuffisants pour distinguer le signal des désintégrations  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-$  de l'important bruit de fond. L'extraction du signal nécessite d'imposer des conditions supplémentaires. Celles-ci sont choisies pour maximiser le rapport entre le nombre de candidats  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-$  et le bruit de fond résiduel tout en s'assurant un bon contrôle de l'acceptance. Cette dernière est calculée avec le programme de simulation. Les pertes induites par les coupures de sélection — à l'exception des coupures temporelles — sont estimées en simulant  $5 \times 10^5$  désintégrations  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-$  dans la région entre  $z = 2$  m et  $z = 96$  m et avec une impulsion du kaon comprise entre 25 et 350 GeV (cf. § 7.1.1 p. 103). A ce stade de la sélection — qui définit l'acceptance géométrique du dispositif convoluée avec l'efficacité de détection — 2,79% des événements produits sont conservés. Les distributions de leur vertex et de leur impulsion sont présentées sur la figure 8.2.

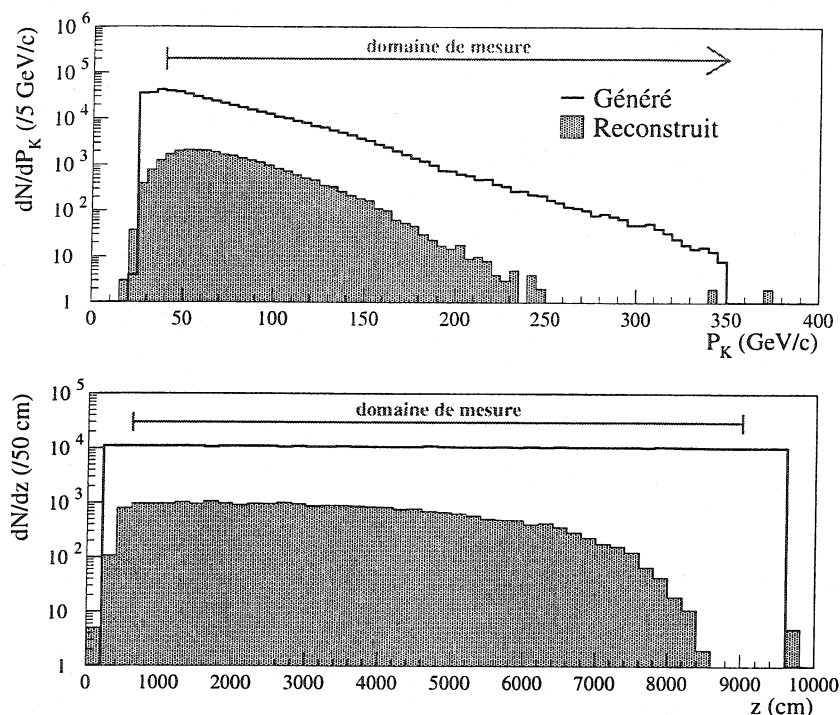


FIG. 8.2 – En haut : distribution de l'impulsion du kaon pour les événements engendrés et reconstruits dans la simulation. En bas : distribution de la position longitudinale du vertex de désintégration.

Dans la présentation qui suit, les coupures sont appliquées séquentiellement et leur effet sur la distribution de la masse invariante  $m_{\pi^+\pi^-e^+e^-}$  — qui doit piquer à la masse du kaon pour les bons événements — est observé. Dans toutes les distributions qui vont suivre, des coupures préliminaires, assez lâches, ont été appliquées afin de réduire le volume des données. Ainsi, on a imposé :

$$R_{COG} < 7 \text{ cm}, \quad P_{\perp}^2 < 2 \times 10^{-3} (\text{GeV}/c)^2 \quad \text{et} \quad P_0'^2 < -0,001 (\text{GeV}/c)^2 \quad (8.3)$$

On peut vérifier avec les événements simulés que ces coupures n'affectent que très peu le signal (voir figures 7.3.3 p. 120 et 7.10(a) p. 122).

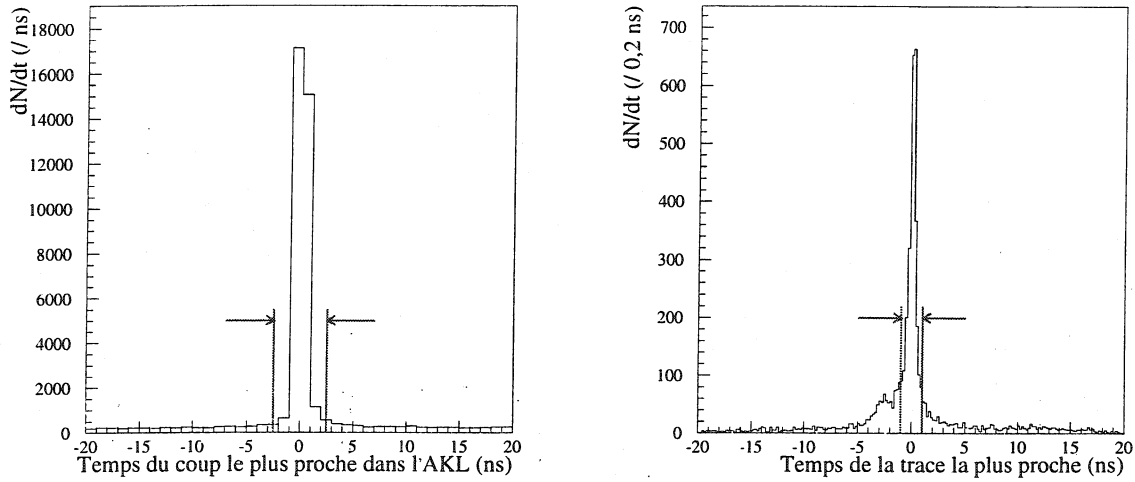
### Particules surnuméraires.

Les coupures suivantes ont pour but d'éliminer les événements où un surplus d'activité a été enregistré dans le détecteur — qu'il soit dû à une désintégration comportant plus de quatre corps dans l'état final ou qu'il provienne d'une interaction dans l'appareillage qui nuirait à la qualité de la mesure. Ainsi, les compteurs AKL qui assurent une certaine herméticité au dispositif expérimental, sont utilisés en veto. La différence temporelle entre l'événement considéré et le coup le plus proche dans l'AKL est portée sur la figure 8.3(a). D'autre part, comme le montre la figure 8.3(b), il arrive qu'une trace supplémentaire soit reconstruite dans le spectromètre avec un

temps corrélé au temps de l'événement. Ces deux types d'événements sont rejetés en imposant :

$$|t_{AKL} - t_{\pi^+\pi^-e^+e^-}| > 2,5 \text{ ns} \quad (8.4a)$$

$$|t_{extra-trace} - t_{\pi^+\pi^-e^+e^-}| > 1 \text{ ns} \quad (8.4b)$$



(a) Temps du coup le plus proche dans l'AKL.

(b) Temps de la trace supplémentaire la plus proche.

FIG. 8.3 – Coupures permettant de rejeter les particules surnuméraires en temps avec l'ensemble considéré.

### Simultanéité des quatre particules.

La condition de simultanéité requise dans le filtre L3 impose simplement que la différence entre les temps des traces mesurés dans le spectromètre soit inférieure à 8 ns. Cette contrainte peut être renforcée en utilisant une mesure plus précise des temps : celle fournie par l'hodoscope. Les traces qui ne sont pas associées à un temps dans l'hodoscope sont rejetées et le temps de chaque paire de particules est défini en moyennant leurs temps mesurés dans l'hodoscope. On requiert alors que la différence temporelle entre deux paires disjointes soit inférieure à 1 ns :

$$\left| \frac{t_{hod,i} + t_{hod,j}}{2} - \frac{t_{hod,k} + t_{hod,l}}{2} \right| < 1 \text{ ns} \quad \begin{cases} i, j, k, l = \{\pi^+, \pi^-, e^+, e^-\} \\ i \neq j \neq k \neq l \end{cases} \quad (8.5)$$

Ces coupures permettent d'éliminer en particulier les événements comportant deux désintégrations  $K_{e3}$  fortuites, de signes opposés ( $K_L \rightarrow \pi^+ e^- \bar{\nu}$  et  $K_L \rightarrow \pi^- e^+ \nu$ ) et dont les points de désintégrations sont proches l'un de l'autre. Pour réduire encore leur contribution, on impose en outre que la différence temporelle des deux pions soit inférieure à 2 ns.

$$|t_{\pi^+} + t_{\pi^-}| < 2 \text{ ns} \quad (8.6)$$

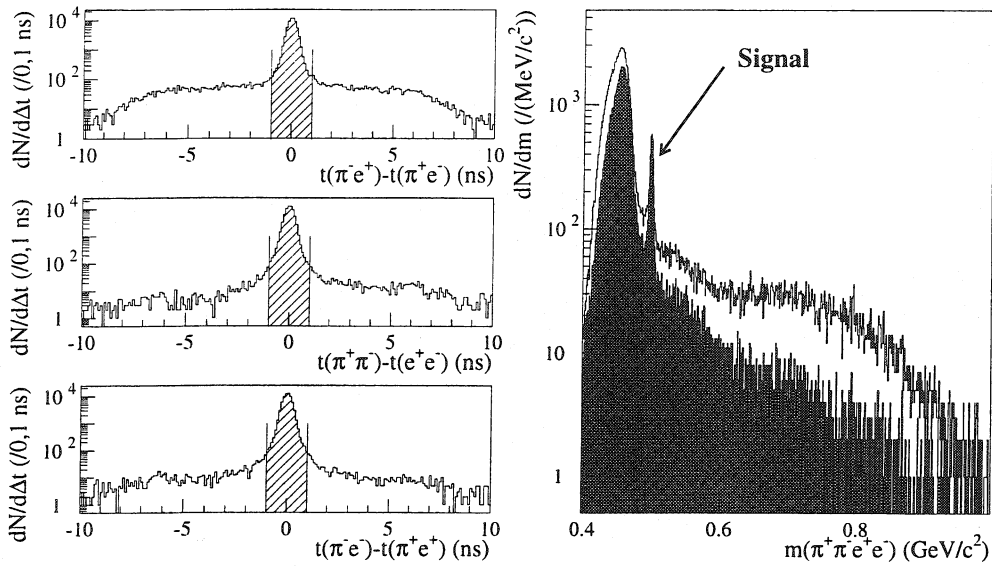


FIG. 8.4 – Effet de la coupure sur la simultanéité des quatre particules après les coupures (8.4) : à gauche, la distribution de la différence temporelle entre les paires de traces ; à droite, la distribution de la masse invariante des événements à quatre traces avant (ligne) et après (grisé) les coupures (8.5) et (8.6).

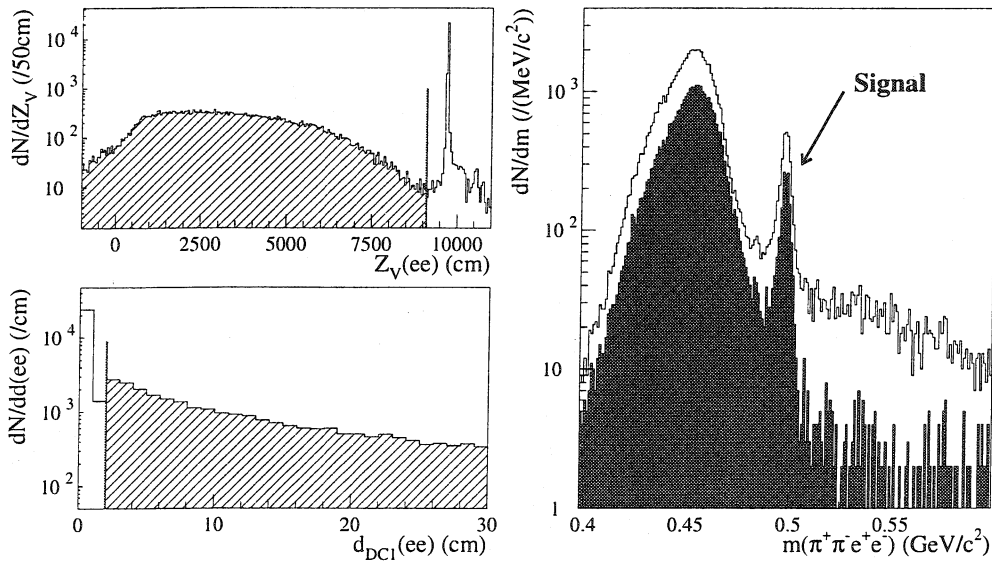


FIG. 8.5 – Effet des coupures sur les paires de particules après les coupures (8.4) à (8.6) : en haut à gauche, la distribution du vertex reconstruit avec les deux électrons ; en bas, leur séparation mesurée dans la première chambre du spectromètre ; à droite, la masse invariante  $m_{\pi^+ \pi^- e^+ e^-}$  avant (ligne) et après (grisé) les coupures (8.7).



### Contraintes sur les paires de particules.

Les coupures suivantes sont établies spécifiquement pour éliminer les événements où les deux électrons proviennent de la conversion d'un photon en amont du spectromètre. La région de désintégration étant maintenue sous vide, ces conversions ne peuvent avoir lieu que dans la fenêtre de kevlar ou dans la matière entre celle-ci et les premiers plans de détection du spectromètre (dans l'enceinte à hélium, dans la première chambre à dérive ou dans le tube à vide). Les impacts dans la première chambre des deux électrons de conversion sont alors très rapprochés et souvent indiscernables. Cette particularité permet d'imposer une limite sur la séparation des deux électrons dans la première chambre ( $d_{DC1}(ee)$ ) ainsi que sur les positions longitudinales des six vertex reconstruits en considérant toutes les paires possibles  $Z_V(ij)$ .

$$\begin{aligned} d_{DC1}(ee) &> 2 \text{ cm} \\ Z_V(ij) &< 90 \text{ m} \quad i, j = \{\pi^+, \pi^-, e^+, e^-\}, i \neq j \end{aligned} \quad (8.7)$$

Ces coupures conduisent à rejeter 12,5% des événements contenus dans l'acceptance du détecteur — avec la définition donnée plus haut. Comme il le sera montré dans la section qui traite du bruit de fond, il apparaît qu'elles sont indispensables pour éliminer les désintégrations  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$  suivies d'une conversion ( $\gamma \rightarrow e^+ e^-$ ) dans la matière.

### Contraintes sur les désintégrations à quatre corps.

Le centre de gravité des produits de désintégration se trouve sur la ligne de vol du kaon. Si l'ensemble des particules considérées forme l'état final complet de la désintégration, le centre de gravité des traces doit donc être contenu dans le cône défini par le faisceau KL. En particulier, au début de la zone de désintégration, le rayon du centre de gravité ( $R_{COLL}$ ) doit être compatible avec le diamètre d'ouverture du dernier collimateur. D'autre part, le profil du faisceau permet de contraindre le rayon du centre de gravité ( $R_{COG}$ ) calculé au niveau de la face d'entrée du calorimètre électromagnétique<sup>1</sup>. Enfin, par définition, l'impulsion totale des produits de désintégration dans le plan transverse à la direction du kaon doit être nulle. Les coupures suivantes — qui tiennent compte des effets de résolution — permettent donc d'éliminer des événements qui ne forment pas l'état final complet d'une désintégration :

$$R_{COLL} < 4 \text{ cm}, \quad (8.8a)$$

$$R_{COG} < 5 \text{ cm}, \quad (8.8b)$$

$$P_{\perp}^2 < 5 \times 10^{-4} (\text{GeV}/c)^2. \quad (8.8c)$$

<sup>1</sup>La divergence du faisceau KL est de 0,15 mrad. Au niveau du calorimètre — situé 240 m en aval de la cible — la tache du faisceau est donc contenue dans un cercle de 3,6 cm de rayon.

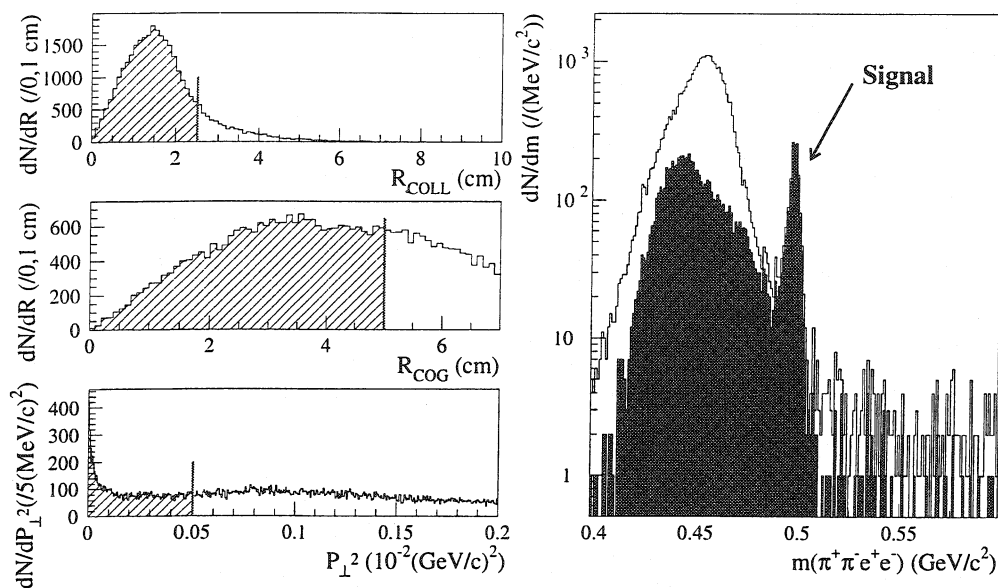


FIG. 8.6 – Après les coupures (8.4) à (8.7), effet des coupures sur l'impulsion manquante : à gauche, de haut en bas, la distribution du rayon du centre de gravité au niveau du dernier collimateur ( $R_{COLL}$ ), à la face d'entrée du calorimètre ( $R_{COG}$ ) et la distribution du carré de l'impulsion transverse ( $P_{\perp}^2$ ) ; à droite, la masse invariante des quatre traces avant (ligne) et après (grisé) les coupures sur  $R_{COLL}$ ,  $R_{COG}$  et  $P_{\perp}^2$ .

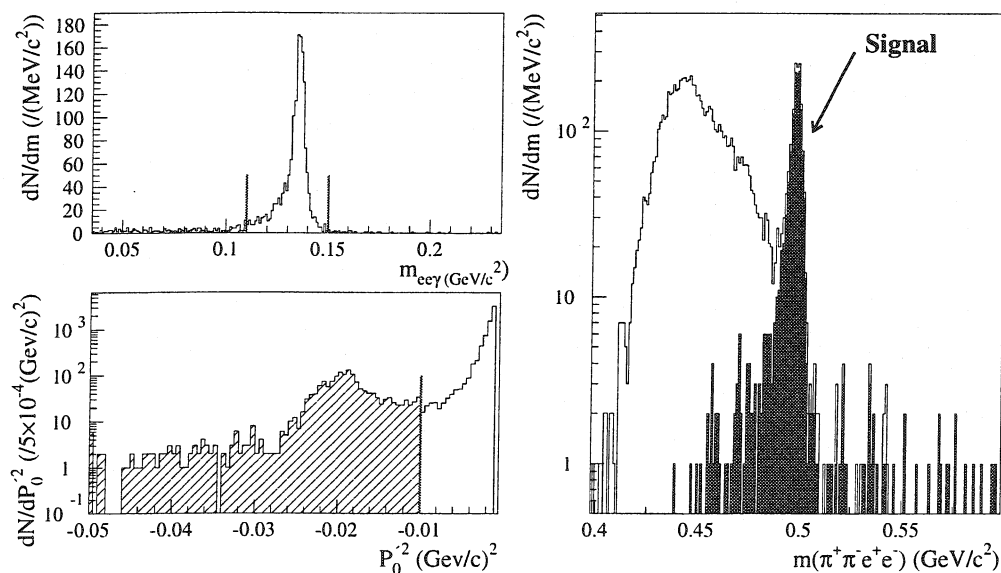


FIG. 8.7 – Effet des coupures sur  $m_{e^+e^- \gamma}$  et  $P_0'^2$  après toutes les autres coupures ((8.4) à (8.8)) : en haut à gauche la distribution de la masse invariante  $m_{e^+e^- \gamma}$ , en bas distribution de la variable  $P_0'^2$  ; à droite, la masse invariante  $m_{\pi^+ \pi^- e^+ e^-}$  avant (ligne) et après (grisé) les coupures sur  $m_{e^+e^- \gamma}$  et  $P_0'^2$ .

### Rejet des désintégrations $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$

#### a) Détection des $\pi^0 \rightarrow e^+ e^- \gamma$ .

Les désintégrations  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^- \gamma$  sont dix mille fois plus fréquentes que les désintégrations  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-$ . L'identification des désintégrations  $\pi^0 \rightarrow e^+ e^- \gamma$  est donc un élément important pour rejeter ce type d'événement.

Sont considérés les candidats photons en coïncidence temporelle avec la moyenne des temps des quatre traces mesurés dans l'hodoscope dans une fenêtre de  $\pm 4$  ns. Chaque candidat est alors combiné à la paire d'électrons, et la masse invariante du système  $m_{e^+e^- \gamma}$  est calculée à partir des quadri-vecteurs énergie-impulsion des trois particules. La désintégration d'un  $\pi^0$  est identifiée si :

$$M_{\pi^0} - 25\text{MeV} < m_{e^+e^- \gamma} < M_{\pi^0} + 15\text{MeV} \quad (8.9)$$

Le cas échéant, l'ensemble des quatre traces considéré est rejeté.

#### b) Coupure supplémentaire sur la variable $P_0'^2$ .

Le rejet des événements où le  $\pi^0$  est détecté n'élimine qu'en partie les événements  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ . Il subsiste en effet les désintégrations pour lesquelles le photon échappe à l'acceptance du détecteur. Pour rejeter la plupart de ces désintégrations, une contrainte plus forte est imposée sur la valeur de la variable fortement discriminante  $P_0'^2$  :

$$P_0'^2 < -0,01 (\text{GeV}/c)^2 \quad (8.10)$$

### Domaine de masse invariante.

Les coupures présentées ci-dessus et leurs effets sur le lot expérimental et le lot simulé sont résumés sur le tableau 8.1. Avec ces critères de sélection, le lot de données est réduit à 1627 événements. Sur la distribution de la masse invariante des quatre particules (voir figure 8.8(a)), le signal apparaît très nettement piqué à la masse du kaon. Les candidats  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-$  sont comptés dans le domaine  $\mathcal{D}_{sig}$  :

$$\mathcal{D}_{sig} = [M_K - 15\text{MeV}/c^2, M_K + 10\text{MeV}/c^2] \quad (8.11)$$

Notons que le domaine choisi n'est pas symétrique autour de la masse du  $K_L$  pour tenir compte des effets radiatifs. On observe  $N_{obs}$  événements dans ce domaine :

$$N_{obs}(K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-) = 1316 \quad (8.12)$$

Parmi les  $5 \times 10^5$  événements simulés (dans les conditions suivantes :  $25 < P_K < 350$  GeV et  $2 < z < 96$  m ; cf. § 7.1.1 p. 103), 10810 survivent aux coupures de sélection. La distribution en masse des événements retenus est portée sur la figure 8.8(b). Dans le domaine  $\mathcal{D}_{sig}$ , on compte :

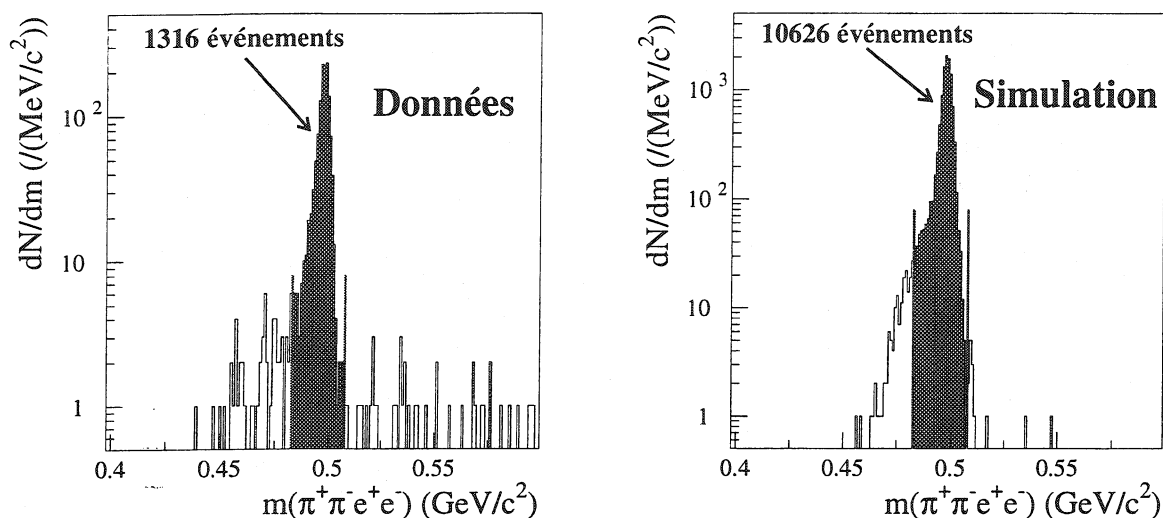
$$N_{MC}(K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-) = 10626, \quad (8.13)$$

l'acceptance du mode  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-$  vaut donc :

$$A(K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-) = \frac{10626}{500 \times 10^3} = (2,13 \pm 0,02(stat))\% \quad (8.14)$$

Sélection	Données ( $\Delta$ )	Simulation ( $\Delta$ )
Produits		
$2 < Z_V < 96$ (m) , $25 < P_{K_L} < 350$ (GeV/c) Avec les quatre particules dans le détecteur		500 000 42 595
Sélection primaire		
Déclenchement $4$ -traces	$\sim 450 \times 10^6$	39 099
filtre $4$ -traces	$\sim 50 \times 10^6$	34 036
Coupures préliminaires		
• temps dans l'hodoscope, $P > 2$ GeV/c et $15 < R_{LKR} < 120$ cm		
• $R_{COG} < 7$ cm, $P_{\perp}^2 < 2 \times 10^{-3}$ (GeV/c) <sup>2</sup> et $P_0'^2 < -0,001$ (GeV/c) <sup>2</sup>		
Identification des particules		
$\pi^+ \pi^- e^+ e^-$	344 119	22 011
Qualité de reconstruction		
$\chi_{traces}^2 < 25$	333 655 (1,4%)	21 588 (1,0%)
$\chi_{vertex}^2 < 50$	193 097 (1,3%)	19 847 (0,9%)
Distance aux cellules mortes	184 533 (5,0%)	18 867 (5,0%)
$R_{DC} > 12$ cm	152 796 (12,6%)	15 853 (15,7%)
$P_{\pi} > 5$ GeV/c	139 042 (0,2%)	15 696 (0,2%)
Sélection $K_L$		
$Y_V < 4$ cm	139 038 (0%)	15 696 (0%)
Domaine d'étude		
$0,6 < Z_V < 90$ m	111 559 (7,8%)	15 058 (9,6%)
$P_K > 40$ GeV/c	106 278 (5,4%)	13 962 (6,1%)
Particules surnuméraires		
$ t_{extra-trace} - t_{\pi^+ \pi^- e^+ e^-}  > 1$ ns	103 504 (0,4%)	13 483 (1,5%)
$ t_{AKL} - t_{\pi^+ \pi^- e^+ e^-}  > 2,5$ ns	69 031 (3,4%)	— —
Simultanéité des quatre traces		
$ t_{i,j} - t_{k,l}  < 1$ ns ( $i, j, k, l = \{\pi^+, \pi^-, e^+, e^-\}$ )	61 184 (2,1%)	— —
Contraintes sur les paires		
$d_{DC1}(ee) > 2$ cm	35 625 (4,5%)	11 879 (4,5%)
$Z_V(ij) < 90$ m ( $i, j = \{\pi^+, \pi^-, e^+, e^-\}$ )	32 625 (1,5%)	11 731 (1,1%)
Détection des $\pi^0$		
$m_{e^+ e^- \gamma} \notin [M_{\pi^0} - 25, M_{\pi^0} + 15]$ (en MeV/c <sup>2</sup> )	14 505 (1,5%)	11 690 (0,3%)
Contraintes cinématiques		
$R_{COLL} < 4$ cm	14 185 (0%)	11 685 (<0,1%)
$R_{COG} < 5$ cm	11 245 (0%)	11 595 (<0,1%)
$P_{\perp}^2 < 5 \times 10^{-4}$ (GeV/c) <sup>2</sup>	7 003 (2,9%)	11 497 (0,15%)
$P_0'^2 < -0,01$ (GeV/c) <sup>2</sup>	1627 (13,5%)	10 810 (5,9%)
Domaine en masse		
$m_{\pi^+ \pi^- e^+ e^-} \in [M_K - 15, M_K + 10]$ (en MeV/c <sup>2</sup> )	1 316 (19,1%)	10 626 (1,7%)

TAB. 8.1 – Résumé des coupures de sélection. Les pourcentages entre parenthèses indiquent la fraction de bons événements qui sont éliminés par la coupure considérée (toutes les autres étant appliquées).



(a) Lot de données expérimentales.

(b) Lot de  $0,5 \times 10^6$  événements simulés.

FIG. 8.8 – Distribution de la masse invariante  $m_{\pi^+\pi^-\pi^0}$  pour les événements survivant à toutes les coupures de sélection pour les données et la simulation.

### 8.1.4 Extraction des événements de normalisation

Les événements recherchés sont ici les désintégrations  $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0_D$  complètement reconstruites, c.à.d. où les cinq particules sont détectées. Ce canal est choisi comme mode de normalisation parce que sa topologie est très proche de celle du signal. Ces deux types d'événements en effet sont issus du même système de déclenchement. Leur signature exige la reconstruction de quatre traces dans le spectromètre, la détermination de leur vertex ainsi que l'identification de deux pions et de deux électrons. Par principe, la plupart des efficacités de détection, de déclenchement ou de reconstruction sont donc identiques entre les deux modes et se compensent dans la mesure du rapport d'embranchement.

Comme précédemment, on considère les ensembles de quatre traces correspondant à deux électrons et deux pions de signes opposés et formant un bon vertex. On cherche alors parmi les candidats photons — détectés dans le calorimètre à krypton liquide dans une fenêtre de  $\pm 4$  ns — ceux qui, associés à la paire d'électrons, permettent d'identifier la désintégration  $\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma$  avec la condition de l'équation (8.9). Ces événements étant très nombreux, le lot est réduit d'un facteur 10 en échantillonnant aléatoirement les candidats. Pour les événements retenus, les variables cinématiques pertinentes sont alors calculées en considérant les quadri-vecteurs énergie-impulsion des cinq particules. La résolution sur la mesure de la masse invariante  $m_{\pi^+\pi^-\pi^0\gamma}$  est améliorée en imposant la masse du  $\pi^0$  à la place de la masse invariante  $m_{e^+e^-\gamma}$ .

Les événements  $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0_D$  sont sélectionnés en appliquant toutes les coupures à l'exception de celles utilisées pour éliminer ces événements (coupures (8.9) et (8.10)). Les distributions

de la masse invariante  $m_{e^+e^- \gamma}$  et de la variable  $P_0^2$  après toutes les coupures de sélection sont représentées sur la figure 8.9.

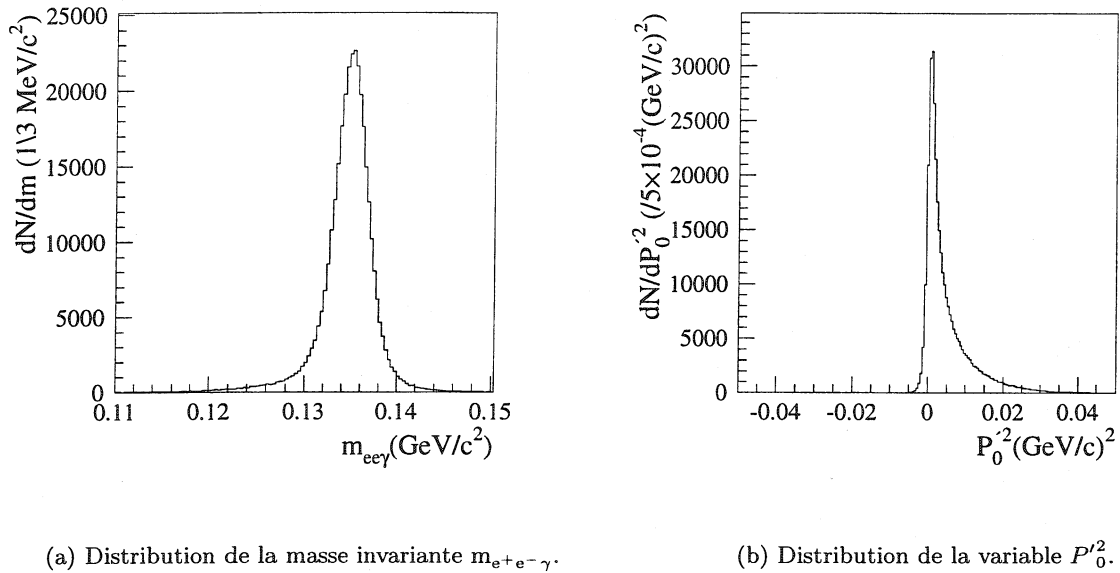


FIG. 8.9 – Distributions de la masse invariante  $m_{e^+e^- \gamma}$  et de la variable  $P_0^2$  pour les événements  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0_D$  expérimentaux après toutes les coupures de sélection.

La masse invariante des événements sélectionnés est présentée sur la figure 8.10(a). Dans la région autour de la masse du  $K_L$  ( $\mathcal{D}_{sig}$ ), il reste  $N_{obs}(K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0_D)$  événements :

$$N_{obs}(K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0_D) = 311279, \quad (8.15)$$

ce qui correspond à 3 112 790 désintégrations après avoir corrigé du facteur d'échantillonnage. Parmi les  $10^6$  événements simulés, le nombre d'événements retenus sous le pic en masse s'élève à :

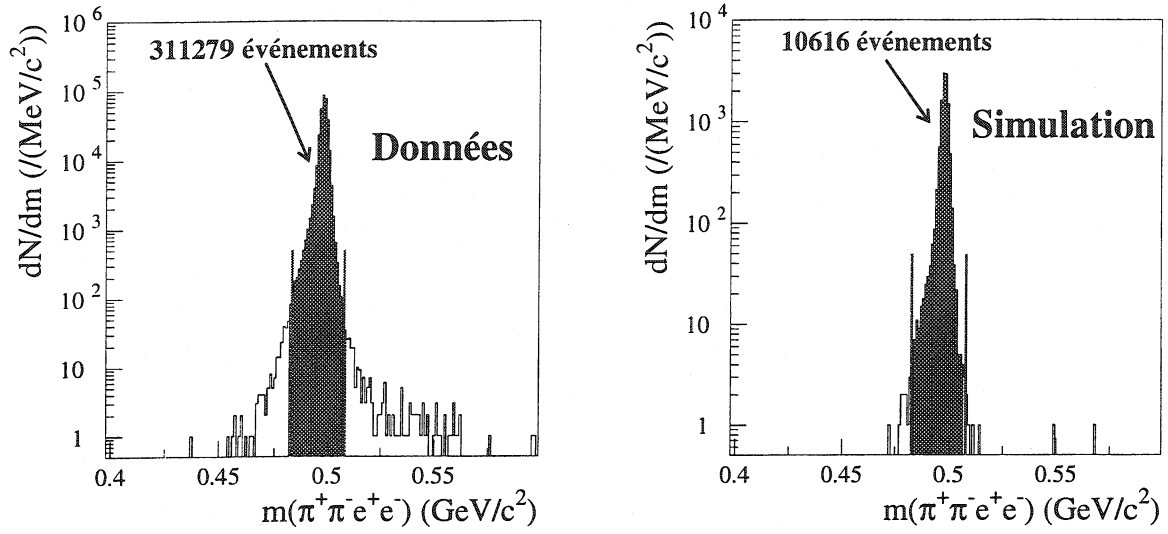
$$N_{MC}(K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0_D) = 10616, \quad (8.16)$$

ce qui permet d'établir l'acceptance du détecteur pour ce mode :

$$A(K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0_D) = (1,06 \pm 0,01(stat))\% \quad (8.17)$$

## 8.2 Analyse du signal

Comme on peut l'observer sur la distribution de leur masse invariante  $m_{\pi^+ \pi^- e^+ e^-}$  (voir figure 8.8(a) p. 135, les événements survivant à toutes les coupures de sélection ne sont pas tous d'authentiques désintégrations  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-$ . Le nombre de candidats contenus dans ce lot



(a) Lot expérimental (réduit d'un facteur 10).

(b) Lot de  $10^6$  événements simulés.

FIG. 8.10 – Masse invariante  $m_{\pi^+\pi^-e^+e^-}$  des événements  $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0_D$  sélectionnés après toutes les coupures pour les données et la simulation.

est déterminé dans cette section. Dans un premier temps, le flux total de kaons qui se sont désintégrés dans le domaine d'étude est déterminé à partir des événements de normalisation. Il est ensuite utilisé pour estimer la quantité de bruit de fond présent dans le domaine  $\mathcal{D}_{sig}$ . Le bruit de fond résiduel est alors soustrait du nombre d'événements observés sous le pic en masse.

### 8.2.1 Flux de $K_L$

Le calcul du flux effectué ci-dessous ne prend pas en compte les efficacités de déclenchement ou, de façon générale, toutes les pertes dues à la présence d'activité accidentelle dans le détecteur, ces dernières étant presque identiques pour tous les types d'événements considérés.

Le nombre effectif de  $K_L$  produits sur la cible KL qui se désintègrent dans le domaine de mesure est déterminé à partir des événements de normalisation. Le nombre total d'événements  $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0_D$  s'étant produits dans la région de désintégration se déduit alors du nombre d'événements observés (cf. éq. (8.15)) et de l'acceptance (cf. éq. (8.17)) :

$$N_{tot}(K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0_D) = \frac{N_{obs}(K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0_D)}{A(K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0_D)} = (293 \pm 3(stat)) \times 10^6 \quad (8.18)$$

Le rapport d'embranchement du mode  $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0_D$  est déterminé à partir des taux de désintégration mesurés pour les modes  $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  et  $\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma$  [11] :

$$BR(K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0_D) = BR(K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0) \times BR(\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma) = (1,505 \pm 0,050) \times 10^{-3} \quad (8.19)$$

Enfin, le nombre total de désintégrations de  $K_L$  pendant les prises de données considérées se déduit des équations (8.18) et (8.19) :

$$N_{tot}(K_L \rightarrow \text{tout}) = \frac{N_{tot}(K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0_D)}{BR(K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0_D)} = (194,8 \pm 1,8(stat) \pm 6,4(syst)) \times 10^9 \quad (8.20)$$

où l'on a séparé les incertitudes dues à la quantité d'événements simulés (*stat*) — des kaons de plus de 25 GeV entre  $z=2$  et 90 m — de celles (*syst*) provenant des mesures des rapports d'embranchement ( $BR(K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0)$  et  $BR(\pi^0 \rightarrow e^+ e^- \gamma)$ ).

## 8.2.2 L'évaluation du bruit de fond

Les trois sources de bruit de fond considérées ici sont : le processus  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$  suivi d'une conversion du photon dans la fenêtre de kevlar qui clôt la région fiducielle, les désintégrations  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0_D$  dont le photon de la désintégration du pion neutre n'est pas détecté, et enfin les événements comportant deux désintégrations Ke3 accidentelles. Les autres contributions au bruit de fond — par exemple les désintégrations d'hypérons neutres dans le faisceau KL ou les désintégrations du pion neutre en quatre électrons — demeurent à un niveau négligeable et ne sont donc pas discutées dans la suite de cet exposé.

Le bruit de fond provenant des désintégrations  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$  suivies d'une conversion du photon et celui dû au mode  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0_D$  sont évalués avec la simulation. Celui créé par deux désintégrations Ke3 fortuites est estimé à partir des données.

### Le mode $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$ avec conversion du photon.

Lorsque le photon issu d'une désintégration  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$  se convertit dans la matière en amont du spectromètre et que les deux électrons de conversion entrent dans l'acceptance du dispositif, l'événement observé reproduit parfaitement la signature d'une désintégration  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-$  : les particules détectées ont la nature recherchée, il n'y a pas d'énergie manquante et la masse invariante reconstruite correspond à celle du kaon. En outre, les deux modes sont gouvernés par des processus physiques essentiellement identiques et les distributions en énergie pour le système des deux pions sont similaires.

Un événement provenant d'une désintégration  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$  se distingue du signal seulement parce que le processus de conversion — qui implique la présence de matière le long du parcours du photon — est très localisé dans NA48 : dans la fenêtre de kevlar en aval de la région de désintégration ou dans la première chambre à dérive. Les deux électrons de conversion sont alors très rapprochés à l'entrée du spectromètre. Cette caractéristique est utilisée dans les coupures (8.7) pour rejeter les désintégrations  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$  avec conversion du photon.

L'efficacité de ces coupures est estimée avec la simulation du mode  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$ . Le nombre de ces désintégrations attendu dans les données est évalué à partir du nombre total de  $K_L$  qui se désintègrent dans l'expérience et des mesures existantes des rapports d'embranchement pour la contribution de l'émission directe et pour celle du bremsstrahlung. Ces derniers sont déterminés pour les photons d'énergie  $E_\gamma^*$  supérieure à 20 MeV dans le centre de masse du kaon [11] :

$$\begin{aligned} BR_{DE}(K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma, E_\gamma^* > 20\text{MeV}) &= (3,16 \pm 0,21) \times 10^{-5} \\ BR_{IB}(K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma, E_\gamma^* > 20\text{MeV}) &= (1,45 \pm 0,10) \times 10^{-5} \end{aligned} \quad (8.21)$$



Dans la simulation, les événements ont été engendrés avec un seuil bien plus bas sur l'énergie du photon. Alors que plus de 99,9% des événements provenant de l'émission directe sont effectivement créés avec un photon d'énergie supérieure à 20 MeV, seulement 53,5 % des événements produits par bremsstrahlung interne dépassent ce seuil (cf. § 7.1.2.4 p. 108). Les nombres de désintégrations que l'on attend dans le détecteur sont donc :

$$\begin{aligned} N_{DE}(K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma) &= (6,15 \pm 0,45) \times 10^6 \\ N_{IB}(K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma) &= (5,29 \pm 0,39) \times 10^6 \end{aligned} \quad (8.22)$$

où les incertitudes sont largement dominées par celles sur les mesures des rapports d'embranchement partiels du mode  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$ .

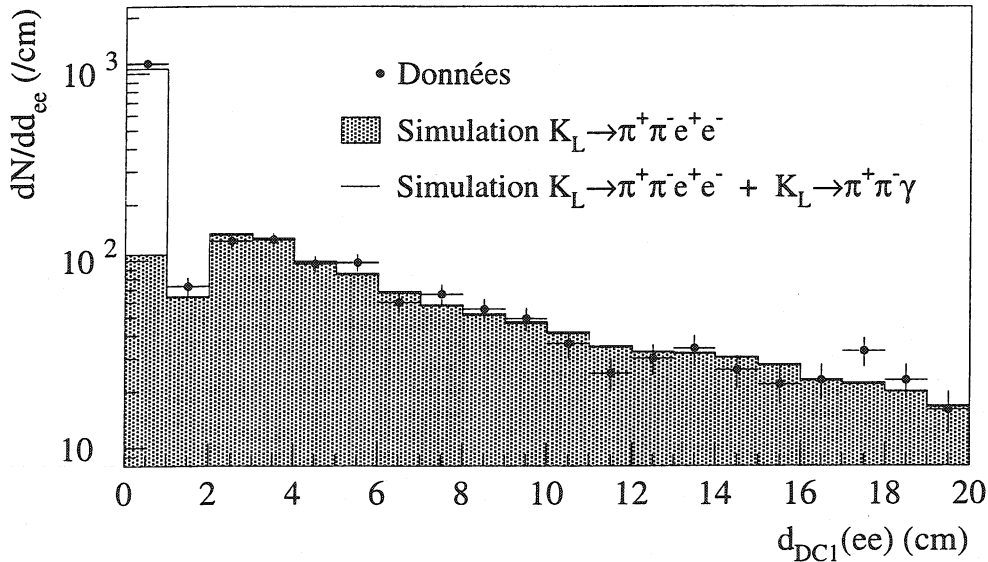


FIG. 8.11 – Séparation des deux électrons dans la chambre 1 (données et prédiction de la simulation).

Pour l'étude du bruit de fond,  $10^7$  désintégrations sont simulées pour chaque composante (*DE*) et (*IB*). Aucun événement ne survit à l'ensemble des coupures de sélection, grâce en particulier aux coupures des équations (8.7). La limite supérieure  $L$  sur le nombre de désintégrations  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$  qui auraient pu passer les coupures est avec un niveau de confiance de 90% :

$$L = 2,4 \times \frac{\text{Nb d'évt. attendu}}{\text{Nb d'évt. simulés}} = 1,4 \quad (8.23)$$

Notons qu'avec les hypothèses faites plus haut, la simulation rend compte d'une manière satisfaisante des événements avec deux électrons distants de moins de 2 centimètres dans la première chambre (elle reproduit  $92,2 \pm 8,0\%$  de ces événements ; voir figure 8.11).

La contribution des désintégrations  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$  au signal est négligeable :

$$N_{bdf}(K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma) = 0_{-0}^{+1,4} \text{ avec un niveau de confiance de 90\%} \quad (8.24)$$

**Le mode  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0_D \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^- \gamma$ .**

La plus grande partie des désintégrations  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0_D$  sont éliminées après la coupure sur la variable  $P'_0{}^2$  (voir figure 8.7 p. 132). Le nombre d'événements résiduels est estimé à l'aide de la simulation. Ainsi,  $3 \times 10^8$  événements de ce type ont été simulés, soit une fraction comparable au nombre de désintégrations produites pendant les prises de données. Après avoir appliqué toutes les coupures de sélection, il reste 83 événements dont 31 dans le domaine de masse  $\mathcal{D}_{sig}$  considéré autour de la masse du kaon. Normalisés aux  $2,93 \times 10^8$  désintégrations  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0_D$  enregistrées dans l'expérience, ils permettent de prédire le nombre d'événements attendu dans la région du signal :

$$N_{bdf}(K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0_D) = 30,3 \pm 5,5 \quad (8.25)$$

Leur distribution, portée sur la figure 8.12, permet de reproduire la distribution des événements observés dans les données à basse masse invariante  $m_{\pi^+ \pi^- e^+ e^-}$ .

**Les doubles  $K_{e3}$  ( $K_L \rightarrow \pi e \nu$ ).**

A haute masse invariante ( $m_{\pi^+ \pi^- e^+ e^-} > M_K$ ) se trouvent essentiellement des événements comportant deux désintégrations  $K_{e3}$  accidentellement concomitantes et de charges opposées ( $K_L \rightarrow \pi^+ e^- \bar{\nu}$  et  $K_L \rightarrow \pi^- e^+ \nu$ ). Pour le vérifier, on montre que ces événements apparaissent avec les mêmes caractéristiques et la même fréquence que les événements comprenant deux désintégrations  $K_{e3}$  de même signe. Ainsi, les ensembles contenant deux pions et deux électrons de mêmes charges ( $\pi^+ \pi^+ e^- e^-$  et  $\pi^- \pi^- e^+ e^+$ ) sont extraits du lot de données avec une sélection par ailleurs identique à celle du signal. On obtient 235 événements dont un seul dans la région considérée pour le signal. La distribution de leur masse invariante, portée sur la figure 8.13, reproduit très bien la distribution observée à haute masse. D'autre part, on vérifie que la corrélation entre les temps des deux pions disparaît totalement pour les événements à haute masse invariante — quel que soit le signe des pions — alors qu'elle est très prononcée pour les candidats  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-$ , ce qui corrobore le caractère accidentel des événements à haute masse.

En conclusion, le nombre de doubles  $K_{e3}$  qui entrent dans la région du signal peut être estimé à partir du lot d'événements  $\pi^\pm \pi^\pm e^\mp e^\mp$ , soit :

$$N_{bdf}(double K_{e3}) = 1 \pm 1 \quad (8.26)$$

**Bruit de fond total.**

La somme des composantes du bruit de fond étudiées donne une contribution totale à la région du signal de :

$$N_{bdf}(tot) = 31,3_{-5,6}^{+6,8} \quad (8.27)$$

où les erreurs indiquées proviennent des incertitudes statistiques sur les nombres d'événements utilisés. Elle est complètement dominée par les désintégrations  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0_D$ .

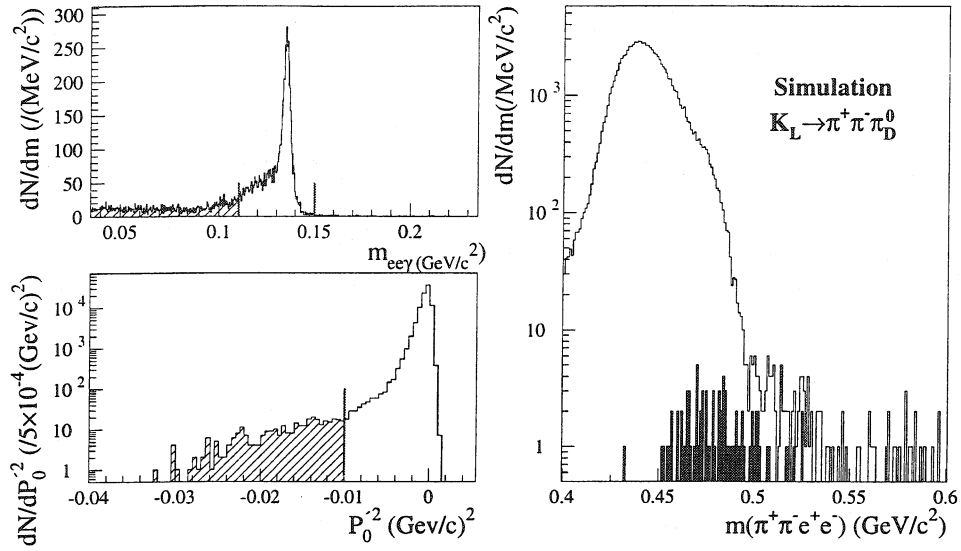


FIG. 8.12 – Simulation du bruit de fond  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$  après toutes les coupures de sélection sauf les coupures sur  $m_{e^+e^- \gamma}$  et  $P_0^2$ . A gauche, distribution de la masse invariante  $m_{e^+e^- \gamma}$  (en haut) et la distribution de la variable  $P_0^2$  (en bas); à droite, distribution de la masse invariante des événements à quatre traces (ligne), en grisé après toutes les coupures.

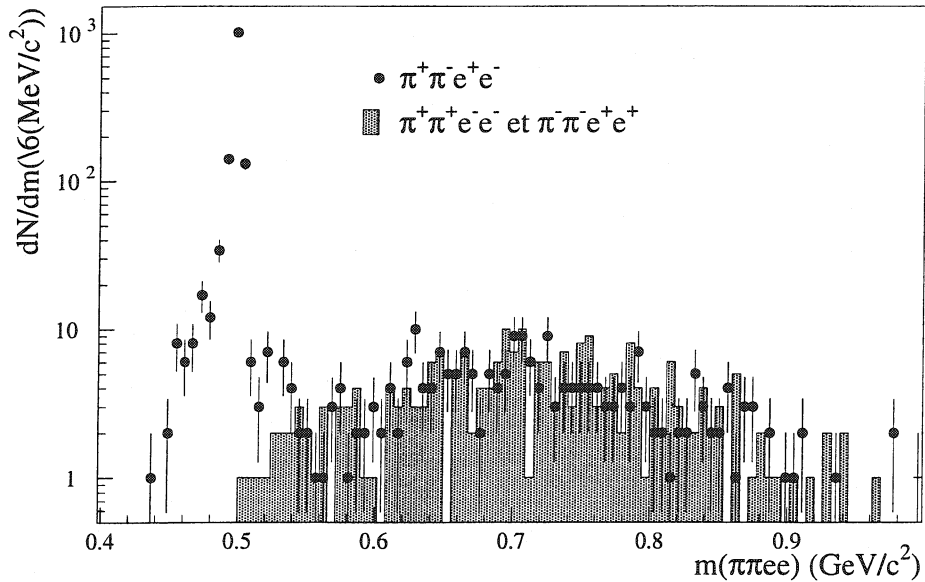


FIG. 8.13 – Distribution de la masse invariante  $m_{\pi^+ \pi^- e^+ e^-}$  pour les événements où les pions sont de mêmes signes ou de signes opposés

8.2.3 Comptage des événements  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-$ 

Finalement, la quantité d'événements  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-$  s'obtient en ôtant la contribution du bruit de fond aux événements sous le pic en masse :

$$N_{sig} = N_{obs} - N_{bdf}(tot) = 1284,7 \pm 36,9(stat) \quad (8.28)$$

Dans cette région, le bruit de fond est dominé par les désintégrations  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0_D$ . Aux grandes masses invariantes, les candidats observés proviennent des désintégrations Ke3 accidentelles. L'étude des composantes du bruit de fond qui a été faite permet de très bien rendre compte de la distribution des candidats  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-$  sur tout le domaine de masse invariante exploré (voir figure 8.14). Quantitativement, on définit trois domaines de masse :

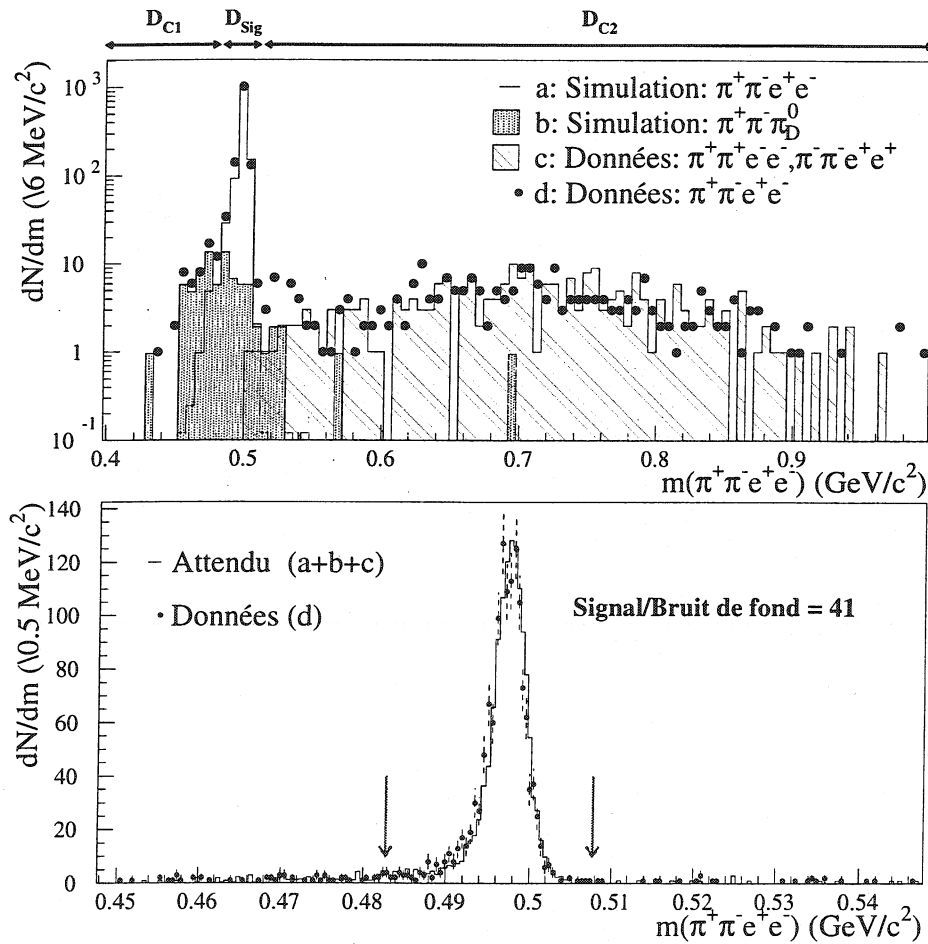


FIG. 8.14 – Distribution de la masse invariante  $m_{\pi^+\pi^-e^+e^-}$  après toutes les coupures de sélection, contribution du signal et des différentes sources de bruit de fond.

la région du signal ( $\mathcal{D}_{sig} = [M_K - 15 \text{ MeV}/c^2, M_K + 10 \text{ MeV}/c^2]$ ) et deux régions de contrôle ( $[M_K - 100 \text{ MeV}/c^2, M_K - 20 \text{ MeV}/c^2]$ ) et ( $[M_K + 15 \text{ MeV}/c^2, M_K + 500 \text{ MeV}/c^2]$ ). Pour chaque région, le tableau 8.2 donne les nombres d'événements observés dans les données, ceux prédits par

Lots	Totalité	$\mathcal{D}_{sig}$	$\mathcal{D}_{C1}$	$\mathcal{D}_{C2}$
Données ( $\pi^+ \pi^- e^+ e^-$ )	1627	1316	46	246
Simulation ( $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-$ )	$1306,9 \pm 12,6$	1284,7	$8,3 \pm 1,0$	$0,4 \pm 0,2$
Simulation ( $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0_D$ )	$81,1 \pm 8,9$	$30,3 \pm 5,4$	$36,1 \pm 5,9$	$6,8 \pm 2,6$
Données ( $\pi^\pm \pi^\pm e^\mp e^\mp$ )	$233 \pm 15,3$	$1 \pm 1$	0	$231 \pm 15,2$
Somme des bruits de fond et simulation	$1621,0 \pm 47,2$	1316	$44,4 \pm 6$	$238,2 \pm 15,4$

TAB. 8.2 – Nombre d'événements survivant à la sélection du signal pour les données, la simulation et les différents bruits de fond attendus.

la simulation du mode  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-$ , et ceux provenant des deux bruits de fond contribuant au signal. Le nombre d'événements  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-$  provenant de la simulation est normalisé à celui observé dans l'expérience après soustraction du bruit de fond.

Vérification avec des coupures plus lâches :

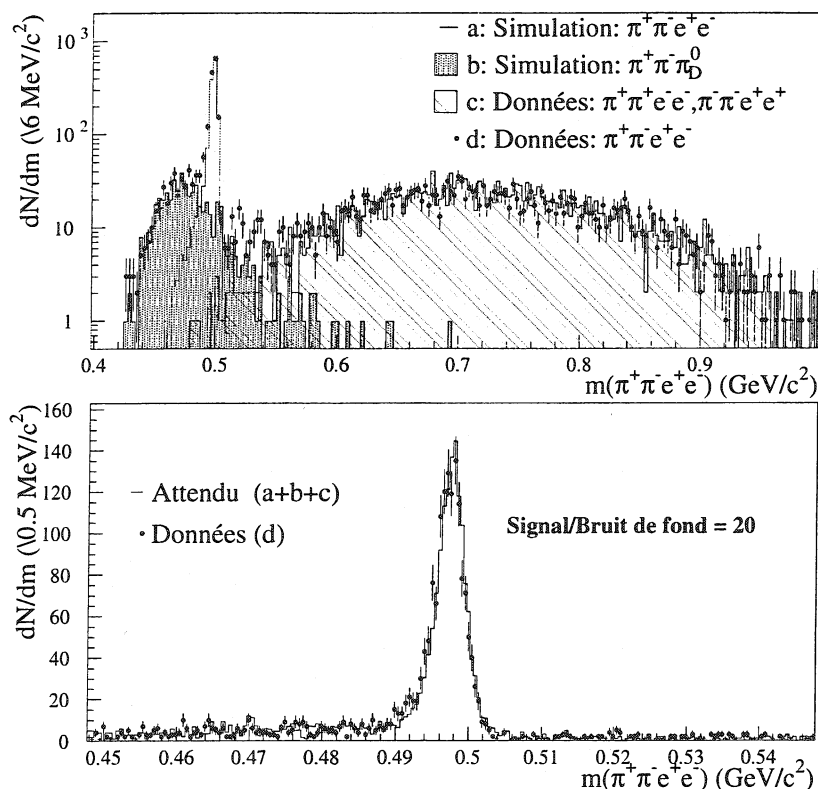


FIG. 8.15 – Distribution de la masse invariante  $m_{\pi^+\pi^-e^+e^-}$  avec des coupures de sélection relâchées, contribution du signal et des différentes sources de bruit de fond.

La figure 8.15 présente la comparaison entre les nombres d'événements attendus et observés après avoir assoupli les contraintes suivantes :

- les contraintes sur la qualité des traces et des vertex sont relâchées ( $\chi_{vertex}^2, \chi_{trace}^2 < 100$ ),
- les coupures sur les particules surnuméraires (coups dans l'AKL, rejet des traces supplémentaires) sont supprimées,
- les contraintes sur la simultanéité des paires de particules ne sont pas appliquées,
- les limites sur les variables cinématiques deviennent :

$$R_{COG} < 6 \text{ cm}, \quad P_{\perp}^2 < 10^{-3}(\text{GeV}/c)^2 \quad \text{et} \quad P_0^2 < -0,008 (\text{GeV}/c)^2$$

Le bon accord entre les nombres d'événements observés et prédits par la simulation est préservé ce qui donne l'assurance que l'estimation du bruit de fond est bien contrôlée.

### 8.2.4 Comparaison des données expérimentales et de la simulation

Dans cette section sont présentées des comparaisons entre les données et les prédictions — la simulation du mode  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-$  et des sources de bruit de fond avec les normalisations introduites dans la section précédente. Dans la plupart des distributions, la coupure sur la variable présentée est supprimée.

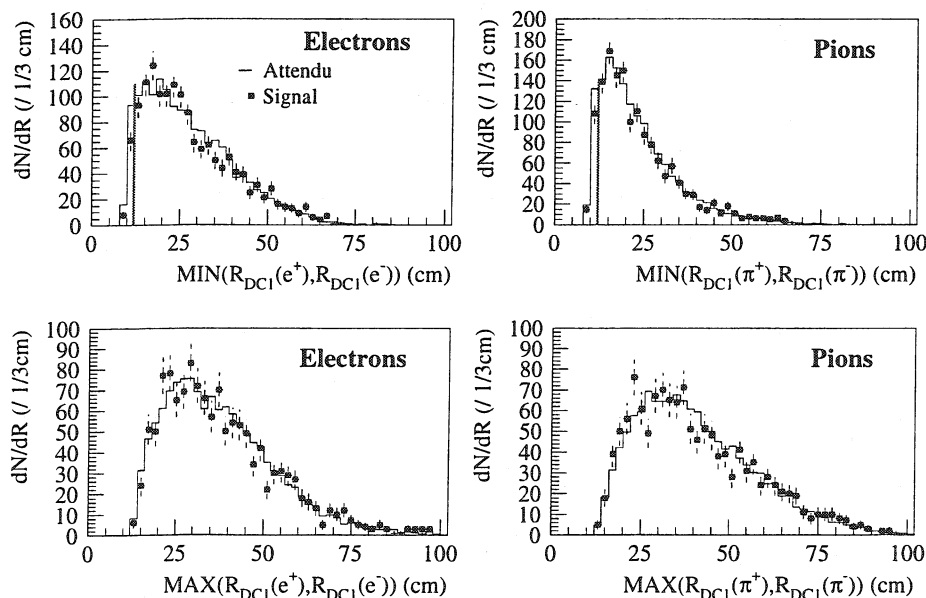


FIG. 8.16 – Rayons (max. et mini.) du point d'impact des pions et des électrons dans la première chambre.

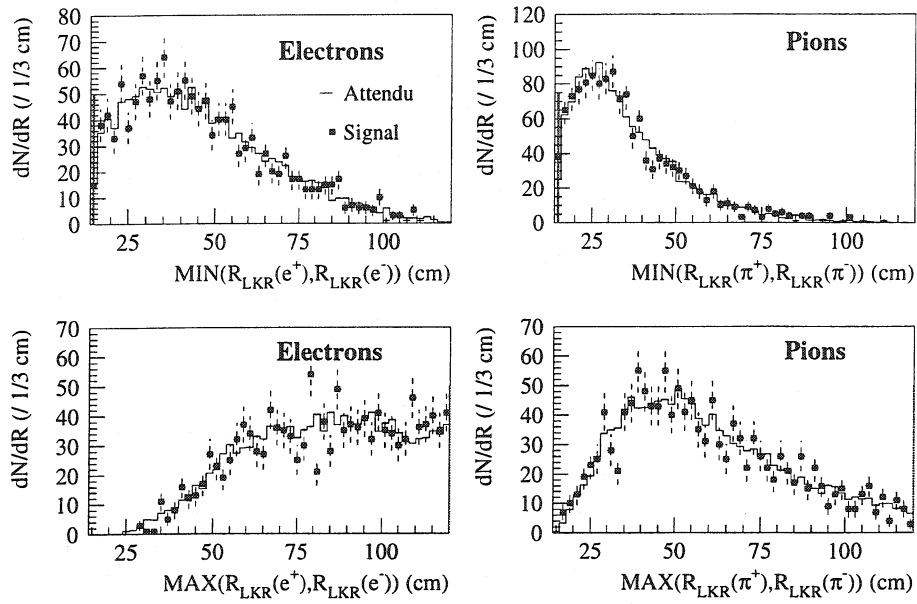


FIG. 8.17 – Rayons (max. et min.) du point d'impact des pions et des électrons dans le calorimètre é.m.

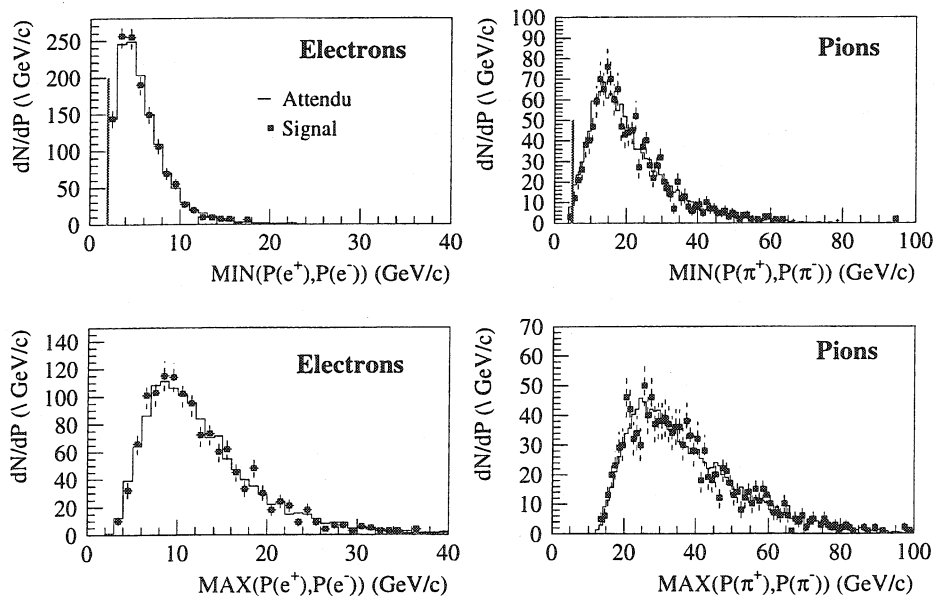


FIG. 8.18 – Impulsions (max. et min.) des pions et des électrons.

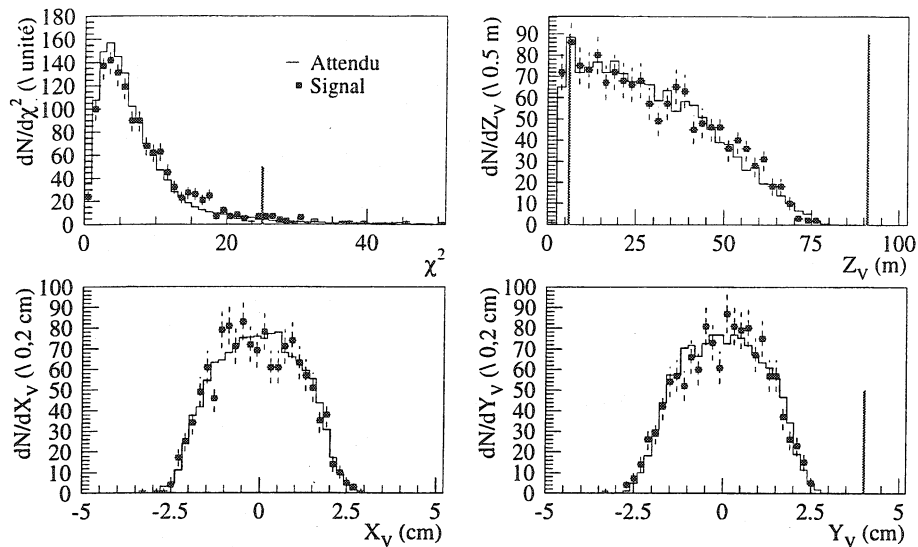


FIG. 8.19 – Vertex à quatre traces.

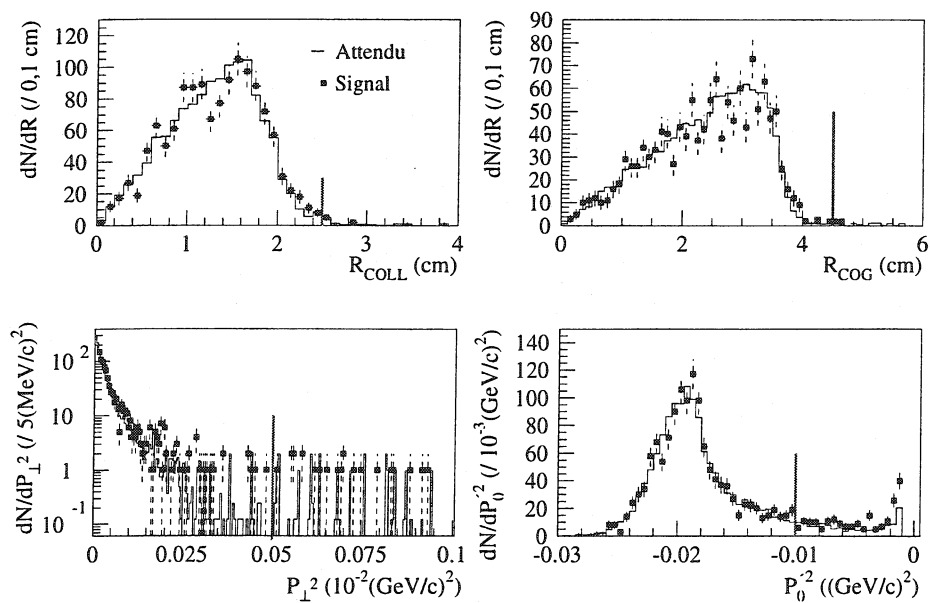


FIG. 8.20 – Variables cinématiques.



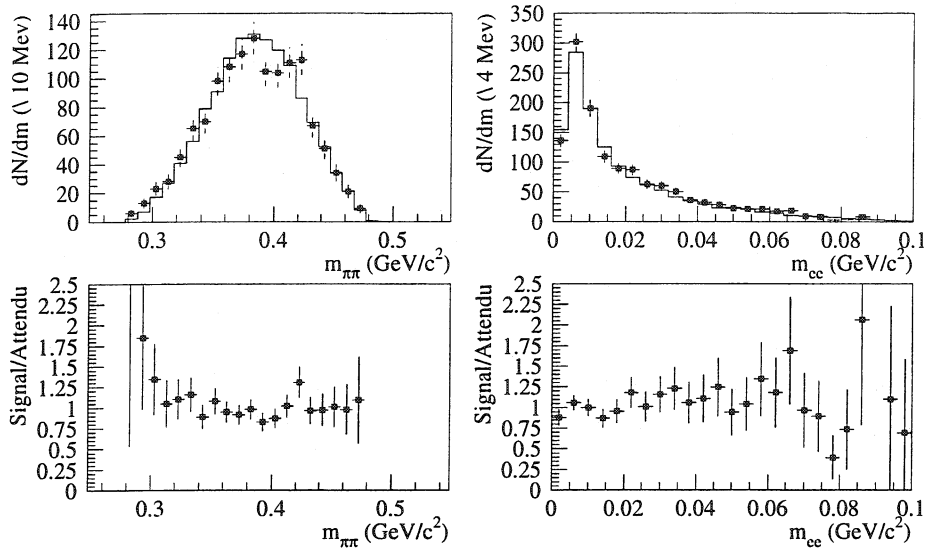


FIG. 8.21 – Masse invariante des deux pions et des deux électrons pour le signal.

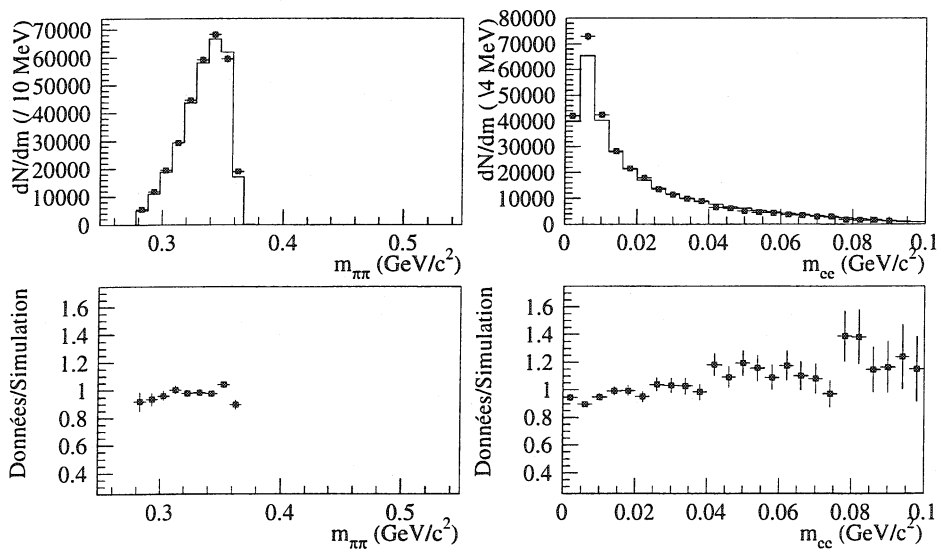


FIG. 8.22 – Masse invariante des deux pions et des deux électrons pour la normalisation.

tel-00389052, version 1 - 28 May 2009

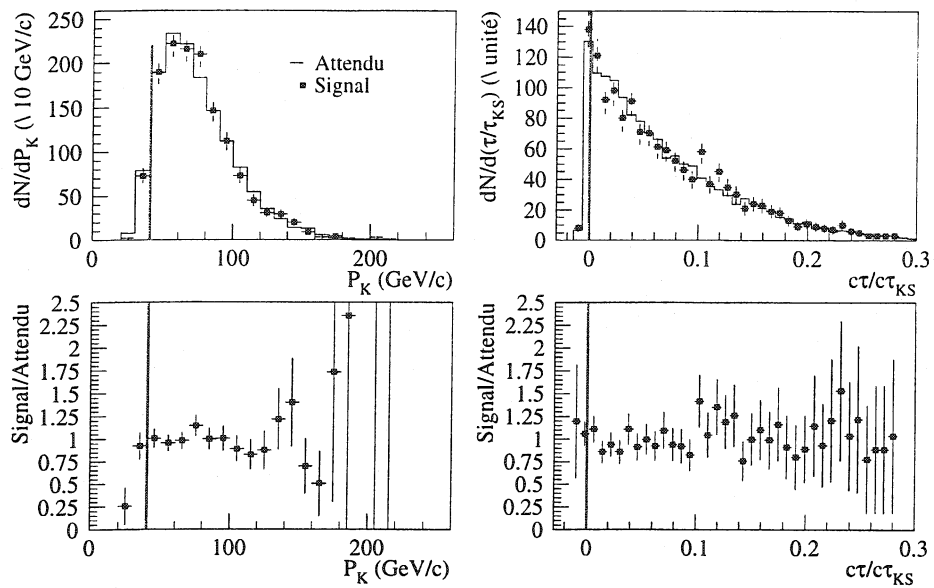


FIG. 8.23 – Spectre en impulsion et temps de vie du kaon.

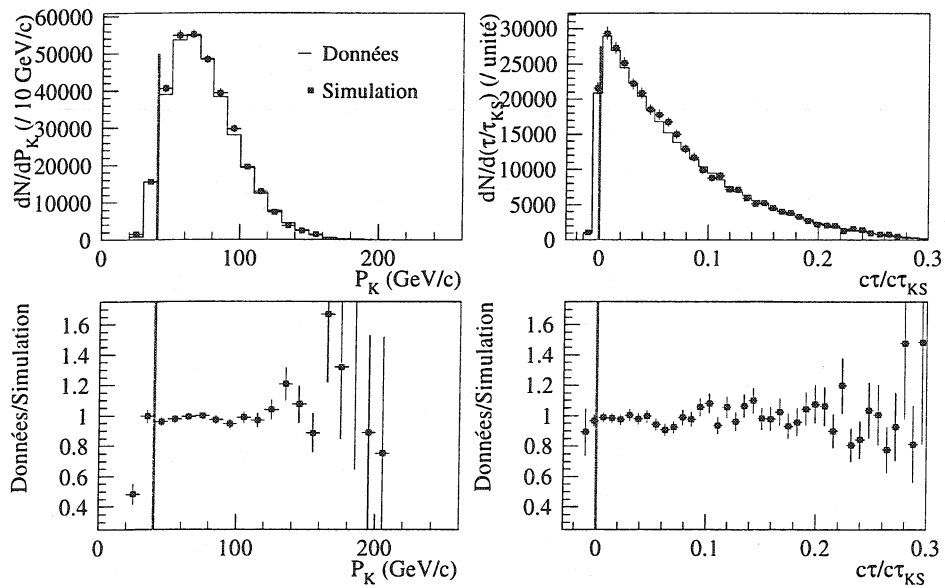


FIG. 8.24 – Spectre en impulsion et temps de vie du kaon pour les événements de normalisation.

### 8.3 Mesures physiques

Cette section est consacrée à l'extraction du rapport d'embranchement du canal  $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-e^+e^-$  et à la mesure de l'asymétrie  $\mathcal{A}$  dans la distribution angulaire entre les plans de désintégration des deux pions et des deux électrons dans ce mode. Au préalable, il est nécessaire de déterminer le facteur de forme  $F$  permettant de reproduire la dépendance en énergie de la composante d'émission dipolaire magnétique (M1). Rappelons que dans leur approche phénoménologique de la désintégration  $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-e^+e^-$ , M. Wanninger et L.M. Sehgal [1] comme P. Heiliger et L.M. Sehgal [2] ont considéré un facteur de couplage constant ( $g_{M1}$ ) pour la contribution de l'émission dipolaire magnétique (M1) (cf. p. 34 de la section § 2.2). Sa norme conditionne la proportion de cette composante à la désintégration. Elle est déterminée à partir du mode voisin  $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$  :

$$|g_{M1}| = 0,76 \quad (8.29)$$

L'étude expérimentale du canal  $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$  a cependant montré que la composante M1 présente une dépendance en énergie non triviale [25]. Celle-ci est interprétée par la contribution au processus de mésons vecteurs intermédiaires. La constante  $g_{M1}$  est alors remplacée par un facteur de forme  $F$  qui dépend de l'énergie du photon  $E_\gamma^*$  mesurée dans le centre de masse du kaon :

$$F = \tilde{g}_{M1} \times \left(1 + \frac{a1/a2}{M_\rho^2 + M_K^2 + 2M_K E_\gamma^*}\right) \quad (8.30)$$

où  $\tilde{g}_{M1}$  et  $a1/a2$  sont deux paramètres à déterminer expérimentalement.

Il en est de même dans le mode  $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-e^+e^-$ . L'expérience KTeV a déterminé les deux paramètres du facteur de forme avec  $1811 \pm 43$  événements [4] :

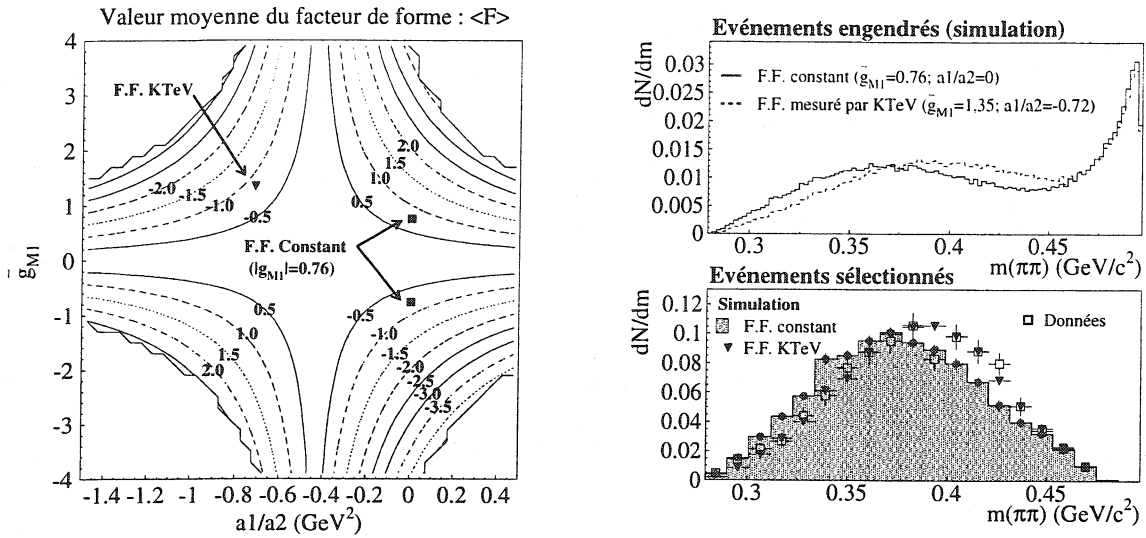
$$\begin{aligned} a1/a2 &= -0,72 \pm 0.028(stat) \pm 0.009(syst) \text{ (GeV}^2\text{)} \\ \text{et } \tilde{g}_{M1} &= 1,35_{-0,17}^{+0,20}(stat) \pm 0,04(syst) \end{aligned} \quad (8.31)$$

La figure 8.25(a) présente la valeur moyenne prise par le facteur de forme ( $\langle F \rangle = \int F d\Gamma_{M1}$ ). Avec les valeurs mesurées par KTeV,  $\langle F \rangle = -0,84$ , la distribution de la masse invariante  $m_{\pi\pi}$  — particulièrement sensible au facteur de forme — est déplacée vers les hautes énergies. Après sélection, l'accord entre les données et les événements simulés est bien meilleur avec le facteur de forme mesuré par KTeV qu'avec un facteur constant (voir figure 8.25(b)).

Les paramètres du facteur de forme sont donc des éléments indispensables pour établir l'acceptance du mode  $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-e^+e^-$ . Leur détermination fait l'objet de la prochaine sous-section (§ 8.3.1). Elle est suivie des mesures du rapport d'embranchement (§ 8.3.2) et de l'asymétrie (§ 8.3.3).

#### 8.3.1 Facteur de forme

Le modèle de la désintégration  $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-e^+e^-$  développé par P. Heiliger et L.M. Sehgal [2] (cf. § 2.2 p. 32) est modifié en substituant à la constante  $g_{M1}$  le facteur de forme  $F$  de l'équation (8.30). On cherche à déterminer le couple de paramètres  $a1/a2$  et  $\tilde{g}_{M1}$  — notés  $\alpha = \{a1/a2; \tilde{g}_{M1}\}$  — intervenant dans  $F$ .



(a) Iso-contours des valeurs moyennes du facteur de forme  $\langle F \rangle$  dans le plan des paramètres  $a1/a2$  et  $\tilde{g}_{M1}$ .

(b) Masse invariante  $m_{\pi\pi}$  pour des événements simulés avec un facteur de forme constant et dépendant de l'énergie (en haut), et après sélection comparée aux données (en bas)

FIG. 8.25 – Variation et influence du facteur de forme.

### 8.3.1.1 Méthode

Les paramètres sont déterminés avec la méthode du maximum de vraisemblance comme l'a fait l'expérience KTeV [4]. Son application au problème considéré est présentée ci-dessous.

#### Vraisemblance d'une hypothèse.

La fonction de vraisemblance  $\mathcal{L}(\alpha)$  que les valeurs recherchées soient  $\alpha$  est définie comme le produit des probabilités individuelles ( $P_i$ ) d'observer chacun des  $N_{evt}$  événements sélectionnés :

$$\mathcal{L}(\alpha) = \prod_{i=1}^{i=N_{evt}} P_i \quad (8.32)$$

La probabilité  $P_i$  varie suivant la cinématique de l'événement — notons  $\beta$  l'ensemble des variables cinématiques qui caractérisent la désintégration — et les paramètres  $\alpha$  dont dépend le modèle de désintégration. Elle est donnée par le produit de la probabilité de désintégration ( $d\Gamma(\beta_i, \alpha)/d\beta$ ) et de l'acceptance du détecteur ( $A(\beta_i)$ ) :

$$P_i = P_i(\beta_i, \alpha) = \frac{1}{Norm(\alpha)} A(\beta_i) \frac{d\Gamma(\beta_i, \alpha)}{d\beta} \quad (8.33)$$

où  $Norm(\alpha)$  normalise la loi de probabilité sur tout l'espace de phase  $\varepsilon_\beta$  :

$$Norm(\alpha) = \int_{\varepsilon_\beta} A(\beta) \frac{d\Gamma(\beta, \alpha)}{d\beta} d\beta \quad (8.34)$$

On recherche alors l'ensemble  $\hat{\alpha}$  qui maximise  $\mathcal{L}$ , ou plutôt, pour s'affranchir des produits,  $\ln \mathcal{L}$  :

$$\ln \mathcal{L}(\alpha) = \sum_{i=1}^{i=N_{evt}} \ln \left[ \frac{A(\beta_i) \frac{d\Gamma(\beta_i, \alpha)}{d\beta}}{\int_{\varepsilon_\beta} A(\beta) \frac{d\Gamma(\beta, \alpha)}{d\beta} d\beta} \right] \quad (8.35)$$

### Normalisation.

L'intégrale sur l'espace de phase implique la connaissance de l'acceptance du détecteur et n'est pas calculable analytiquement. Elle est donc estimée à l'aide de la simulation. Si le nombre d'événements simulés  $N_{sim}$  selon le taux de désintégration ( $d\Gamma(\beta_i, \alpha)/d\beta$ ) est suffisamment grand, en effet :

$$\int_{\varepsilon_\beta} A(\beta) \frac{d\Gamma(\beta, \alpha)}{d\beta} d\beta = \frac{\Gamma(\alpha)}{N_{sim}} \sum_{i=1}^{i=N_{sim}} a_i = \frac{\Gamma(\alpha) N_{acc}}{N_{sim}} \quad (8.36)$$

où  $a_i$  vaut respectivement 0 ou 1 si l'événement  $i$  est rejeté ou accepté, et  $\Gamma(\alpha)$  donne le taux de désintégration totale ( $\Gamma(\alpha) = \int_{\varepsilon_\beta} (d\Gamma(\beta, \alpha)/d\beta) d\beta$ ).

Pour éviter d'engendrer un lot d'événements différent à chaque point  $\alpha$  où on veut calculer la vraisemblance des paramètres, un seul échantillon est produit avec les paramètres  $\alpha_0$  et repondéré selon l'hypothèse considérée :

$$\begin{aligned} \int_{\varepsilon_\beta} A(\beta) \frac{d\Gamma(\beta, \alpha)}{d\beta} d\beta &= \int_{\varepsilon_\beta} \frac{d\Gamma(\beta, \alpha)/d\beta}{d\Gamma(\beta, \alpha_0)/d\beta} A(\beta) \frac{d\Gamma(\beta, \alpha_0)}{d\beta} d\beta \\ &= \frac{\Gamma(\alpha_0)}{N_{sim}} \sum_{i=1}^{i=N_{sim}} \frac{d\Gamma(\beta_i, \alpha)/d\beta}{d\Gamma(\beta_i, \alpha_0)/d\beta} a_i \\ &= \frac{\Gamma(\alpha_0)}{N_{sim}} \sum_{j=1}^{j=N_{acc}} \frac{d\Gamma(\beta_j, \alpha)/d\beta}{d\Gamma(\beta_j, \alpha_0)/d\beta} \end{aligned} \quad (8.37)$$

où comme dans l'équation (8.36), la somme sur  $i$  recouvre l'ensemble des événements simulés ; la somme sur  $j$  ne concerne que les  $N_{acc}$  événements survivant aux coupures de sélection.

La repondération des événements rend la méthode quasiment insensible au choix de l'ensemble  $\alpha_0$  utilisé à la génération des événements de normalisation. Pour optimiser la statistique du lot de normalisation, il est cependant préférable que la distribution dans l'espace de phase  $\varepsilon_\beta$  des événements engendrés dans la simulation soit proche de celle des événements "physiques". En effet, si peu d'événements sont engendrés dans une région très peuplée par les données, il en résulte une perte de pouvoir statistique. Inversement, du temps de calcul est dépensé en vain lorsque beaucoup d'événements sont produits dans une région défavorisée de l'espace de phase. Les événements de normalisation utilisés par la suite sont générés avec  $\alpha_0 = \{-0,72; 1,35\}$  (valeurs mesurées par l'expérience KTeV).

### Approximation.

Dans le calcul de l'acceptance  $A(\beta_i)$  et des taux de désintégration ( $d\Gamma(\beta_i, \alpha)/d\beta$ ), sont utilisées

les variables cinématiques  $\beta_i$  calculées à partir des quantités reconstruites, c.à.d. entachées des effets de résolution. Avec cette approximation, on peut écrire que :

$$\sum_{i=1}^{i=N_{evt}} A(\beta_i) d\Gamma(\beta_i, \alpha) = \sum_{i=1}^{i=N_{evt}} d\Gamma(\beta_i, \alpha) \quad (8.38)$$

puisqu'alors  $A(\beta_i) = 1$  pour les événements sélectionnés.

### Recherche du maximum.

Finalement, avec les équations (8.37) et (8.38), la fonction à maximiser (8.35) est :

$$\begin{aligned} \ln \mathcal{L}(\alpha) &= \left[ \sum_{i=1}^{i=N_{evt}} \ln \left( \frac{d\Gamma(\beta_i, \alpha)}{d\beta} \right) \right] - N_{evt} \times \ln \left( \frac{\Gamma(\alpha_0)}{N_{sim}} \sum_{j=1}^{j=N_{acc}} \frac{d\Gamma(\beta_j, \alpha)/d\beta}{d\Gamma(\beta_j, \alpha_0)/d\beta} \right) \\ &= \left[ \sum_{i=1}^{i=N_{evt}} \ln \left( \frac{d\Gamma(\beta_i, \alpha)}{d\beta} \right) \right] - N_{evt} \times \ln \left( \sum_{j=1}^{j=N_{acc}} \frac{d\Gamma(\beta_j, \alpha)/d\beta}{d\Gamma(\beta_j, \alpha_0)/d\beta} \right) + CST \end{aligned} \quad (8.39)$$

L'ensemble  $\hat{\alpha}$  pour lequel  $\ln \mathcal{L}$  est maximum ( $\ln \mathcal{L}(\hat{\alpha}) = \ln \mathcal{L}_{max}$ ) est l'estimateur dit de *maximum de vraisemblance* des paramètres du modèle. La matrice de covariance  $V$  peut s'obtenir à partir de :

$$V_{nm} = \left( E \left[ - \frac{\partial^2 \ln \mathcal{L}(\hat{\alpha})}{\partial \alpha_n \partial \alpha_m} \right] \right)^{-1} \quad (8.40)$$

Si le nombre d'événements  $N_{evt}$  utilisés dans le calcul est suffisant,  $\mathcal{L}$  est gaussien et  $\ln \mathcal{L}$  est une parabole (multi-dimensionnelle). La dérivée seconde dans l'équation (8.40) est alors constante. La matrice d'erreur s'obtient donc en inversant simplement la matrice des dérivées secondes de  $\ln \mathcal{L}$ . Dans ce cas, on peut montrer [11] que numériquement, la relation entre le point  $\alpha'$  et le nombre  $s$  de déviations standards qui le sépare du maximum est donnée par :

$$\ln \mathcal{L}(\alpha') = \ln \mathcal{L}_{max} - \frac{s^2}{2} \quad (8.41)$$

### Utilisation de MINUIT.

MINUIT est un programme général de minimisation de la librairie de logiciels du CERN [62]. Etant donnée une fonction  $f(\alpha)$  dépendant de  $n$  paramètres ( $\alpha_n$ ), le programme MINUIT détermine les paramètres pour lesquels la fonction est minimum, ainsi que l'erreur sur ces paramètres et leurs corrélations. Pratiquement, la fonction  $f(\alpha)$  soumise à MINUIT est prise comme :

$$f(\alpha) = -2 (\ln \mathcal{L}(\alpha) - \ln \mathcal{L}(\alpha_0)) \quad (8.42)$$

Le facteur  $-1$  intervient car on cherche un maximum là où MINUIT recherche un minimum, et le facteur 2 est inséré pour que, par analogie à la définition du  $\chi^2$ , la variation d'une unité de  $\ln \mathcal{L}$  corresponde à une déviation standard (cf. éq (8.41)). Le point  $\alpha$  où  $f(\alpha) = 0$  est pris à un point  $\alpha_0$  arbitraire, permettant ainsi de s'affranchir de la constante dans l'équation (8.39). Les erreurs sur chaque paramètre sont données par MINUIT en calculant la matrice d'erreur (8.40). Elles sont en général asymétriques. De plus, MINUIT est capable, par essais successifs, de déterminer

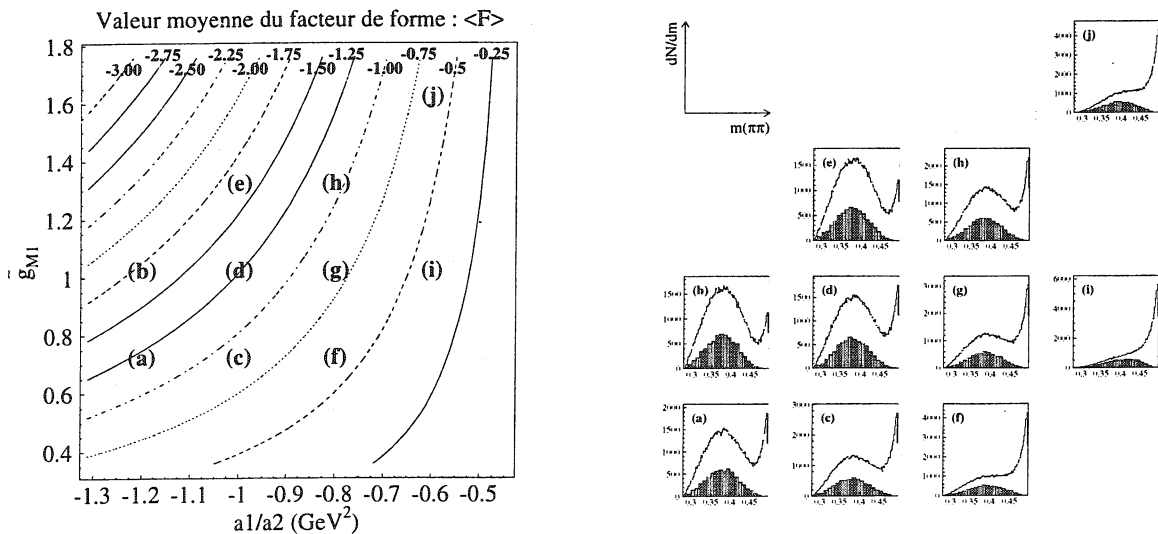
les points sur un contour où la fonction est constante. Le niveau de confiance dans un intervalle autour du maximum de vraisemblance borné par  $\Delta = f(\alpha) - f(\hat{\alpha})$  représente la probabilité de trouver la vraie valeur de  $\alpha$  dans cet intervalle. Il est donné dans le tableau 8.3 pour différentes valeurs de  $\Delta$ , dans le cas de deux paramètres.

Niveau de confiance (%)	$\Delta = f(\alpha) - f(\hat{\alpha})$
68,3	2,30
90,0	4,61
99,0	9,21

TAB. 8.3 – Relation entre le niveau de confiance et  $\Delta = f(\alpha) - f(\hat{\alpha})$  — analogue à un  $\Delta\chi^2$  [11].

### Test de la méthode.

La méthode décrite ci-dessus pour déterminer les paramètres  $a_1/a_2$  et  $\tilde{g}_{M1}$ , est testée avec 10 échantillons d'événements simulés en différents points de l'espace des paramètres (pseudo-données). Chaque échantillon comporte 5000 événements ayant passé toutes les coupures de sélection. Leur répartition dans le plan  $(a_1/a_2, \tilde{g}_{M1})$  est présentée sur la figure 8.26(a). Sur la figure 8.26(b) est montrée la distribution de la masse invariante  $m_{\pi\pi}$  des événements générés, avant et après sélection.



(a) Répartition des 10 échantillons (de (a) à (j)) de pseudo-données dans le plan  $(a_1/a_2, \tilde{g}_{M1})$  et iso-contour de la valeur moyenne du facteur de forme  $\langle F \rangle$ .

(b) Distribution de la masse invariante  $m_{\pi\pi}$  des événements générés (trait) et sélectionnés (gris et augmenté d'un facteur 10).

FIG. 8.26 – Répartition et distribution ( $m_{\pi\pi}$ ) pour les dix échantillons de contrôle.

id.	$\alpha_0$		$\hat{\alpha}$		$\chi^2$ $= f(\alpha_0) - f(\hat{\alpha})$
	$a1/a2$ ( $\text{GeV}^2$ )	$\tilde{g}_{M1}$	$a1/a2$ ( $\text{GeV}^2$ )	$\tilde{g}_{M1}$	
(a)	-1,2	0,7	$-1,03^{+0,08}_{-0,12}$	$0,88 \pm 0,16$	3,42
(b)	-1,2	1,0	$-1,13^{+0,11}_{-0,16}$	$1,17 \pm 0,24$	1,44
(c)	-1,0	0,7	$-1,06^{+0,10}_{-0,14}$	$0,63 \pm 0,13$	0,34
(d)	-1,0	1,0	$-0,90^{+0,95}_{-0,07}$	$1,20 \pm 0,17$	2,16
(e)	-1,0	1,3	$-1,08^{+0,10}_{-0,14}$	$1,03 \pm 0,21$	3,47
(f)	-0,8	0,7	$-0,728^{+0,025}_{-0,030}$	$0,88 \pm 0,09$	4,82
(g)	-0,8	1,0	$-0,740^{+0,024}_{-0,029}$	$1,24 \pm 0,12$	4,13
(h)	-0,8	1,3	$-0,762^{+0,032}_{-0,026}$	$1,45 \pm 0,15$	1,60
(i)	-0,6	1,0	$-0,576^{+0,007}_{-0,008}$	$1,20 \pm 0,08$	7,44
(j)	-0,6	1,6	$-0,606^{+0,008}_{-0,008}$	$1,56 \pm 0,10$	1,06

TAB. 8.4 – Résultat de la minimisation pour les dix échantillons de contrôle.

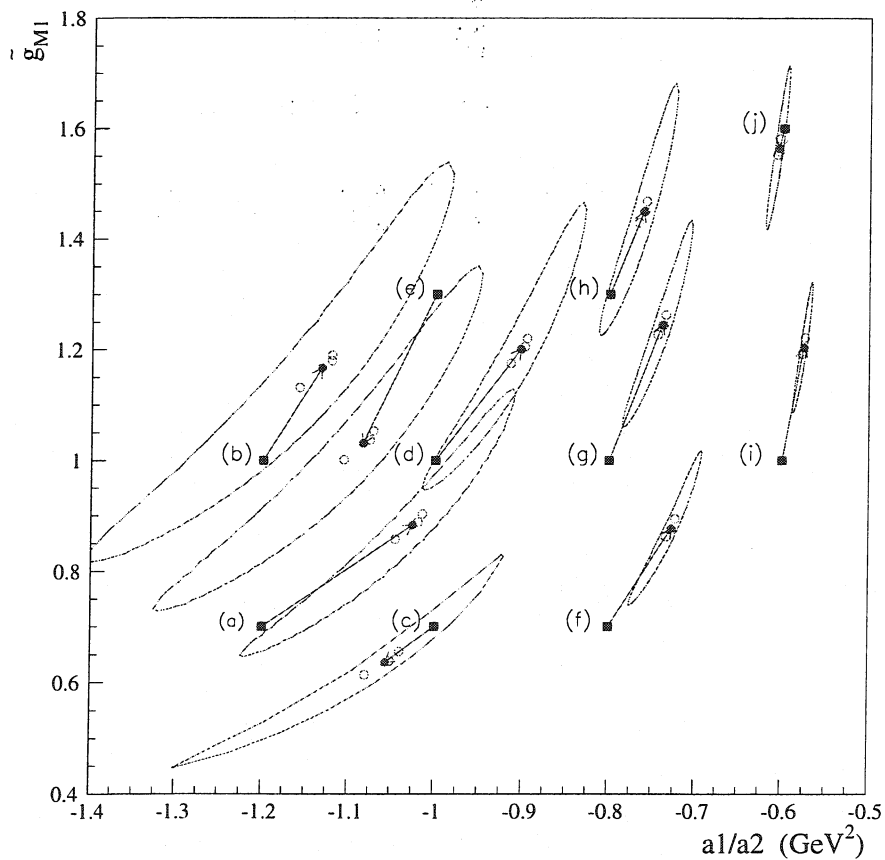


FIG. 8.27 – Paramètres du facteur de forme pour les dix échantillons de contrôle : valeurs utilisées dans la génération (carrés pleins), résultats de la minimisation avec le lot de normalisation complet (cercles pleins) et avec les trois sous-ensembles (cercles vides). Les contours définissent les niveaux de confiance de 68,2% autour des maximums de vraisemblance.



La normalisation ( $Norm(\alpha)$ ) est calculée à partir d'un lot d'environ  $3 \times 10^5$  événements ayant survécu à la sélection, et engendrés avec  $\alpha_0 = \{-0,72, 1,35\}$ . Les valeurs des paramètres au maximum de vraisemblance sont reportées dans le tableau 8.4. La distribution des valeurs des  $\chi^2$ , compte tenu du nombre d'échantillons utilisés, est satisfaisante validant la méthode choisie. Notons que tous les échantillons comportent le même nombre d'événements mais que l'erreur statistique sur la détermination des paramètres dépend fortement des valeurs recherchées. D'autre part, pour apprécier la puissance statistique du lot de normalisation, celui-ci est divisé en trois échantillons de  $10^5$  événements et la recherche du maximum est réitérée avec chacun de ces sous-ensembles. La dispersion entre les résultats est inférieure aux incertitudes provenant de la statistique des pseudo-données (voir figure 8.27) ; la statistique utilisée pour le calcul de la normalisation est donc suffisante pour la précision recherchée.

### 8.3.1.2 Détermination des paramètres

#### Minimisation.

La minimisation est réalisée sur les 1316 événements contenus dans la région du signal. La normalisation est calculée avec le lot de  $3 \times 10^5$  événements utilisé précédemment. La forme de la fonction de vraisemblance est représentée sur la figure 8.28(a). Les valeurs des paramètres au maximum de vraisemblance données par MINUIT sont :

$$\begin{aligned} a1/a2 &= -0,88^{+0,09}_{-0,15} \text{ (GeV}^2\text{)} \\ \tilde{g}_{M1} &= 0,81 \pm 0,23 \end{aligned} \quad (8.43)$$

où les erreurs, qui ne prennent en compte que la statistique sur les données, sont celles fournies par MINUIT.

#### Effets systématiques.

Différents facteurs peuvent peser sur le résultat de la minimisation. Tout d'abord, il faut vérifier que les approximations introduites dans la définition de la fonction de vraisemblance — l'omission des effets de résolution et le calcul de l'intégrale de normalisation par une somme discrète basée sur une statistique limitée — sont justifiées. D'autre part, la forme du taux de désintégration suit un modèle — établi par P. Heiliger et L.M. Sehgal[2] — dont certains paramètres sont mal connus. Il est donc nécessaire d'estimer la sensibilité du résultat aux différentes composantes de ce modèle. Enfin, le bruit de fond résiduel dans le lot d'événements sélectionnés n'est pas pris en compte dans la fonction de vraisemblance et son influence doit être évaluée. Ces différentes questions sont abordées ci-dessous.

#### • Résolution.

L'influence de la résolution des variables cinématiques est estimée en réitérant la recherche du maximum de vraisemblance sur des lots où l'impulsion des particules sélectionnées dans les données est artificiellement dégradée. Cet effet de résolution supplémentaire est obtenu en ajoutant aux trois composantes de l'impulsion de chaque particule une composante aléatoire de distribution gaussienne dont l'écart-type est caractéristique de la résolution du détecteur et dépend de l'énergie  $P$  de la particule. On emploie les fonctions de résolution suivantes qui sont

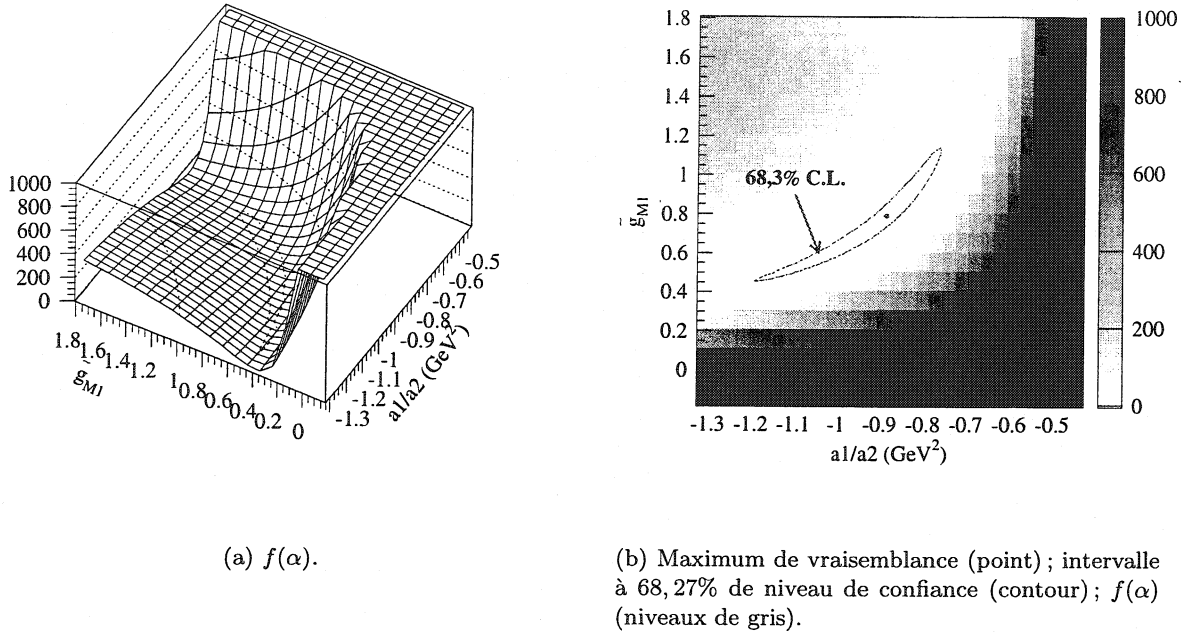


FIG. 8.28 – La forme de la fonction minimisée par MINUIT — ( $f(\alpha) = -2(\ln\mathcal{L}(\alpha) - \ln\mathcal{L}(\alpha_0))$ ) — est représentée en deux dimensions sur la figure de gauche. Le minimum de la fonction (figure de droite) correspond au maximum de vraisemblance.

ajustées sur la résolution prédite par la simulation :

$$\begin{aligned}
 \sigma_{px} &= -0,87 \times 10^{-4} + 0,63 \times 10^{-4}P - 0,11 \times 10^{-5}P^2 + 0,72 \times 10^{-8}P^3 \\
 \sigma_{py} &= -1,19 \times 10^{-4} + 0,70 \times 10^{-4}P - 0,13 \times 10^{-5}P^2 + 0,90 \times 10^{-8}P^3 \\
 \sigma_{pz} &= 0,74 \times 10^{-2} + 0,36 \times 10^{-2}P - 0,54 \times 10^{-5}P^2
 \end{aligned}
 \tag{8.44}$$

Le résultat de l'opération, effectuée 250 fois, est porté sur la figure 8.29. L'écart-type des distributions des estimateurs de  $a1/a2$  et  $\tilde{g}_{M1}$  permet d'évaluer la taille des effets de résolution :

$$\begin{aligned}
 RMS(a1/a2) &= 0,008 \text{ (GeV}^2\text{)} \\
 RMS(\tilde{g}_{M1}) &= 0,02
 \end{aligned}
 \tag{8.45}$$

• **Statistique utilisée pour la normalisation.**

Les dix échantillons de 5000 événements pseudo-expérimentaux ont montré qu'avec  $3 \times 10^5$  événements l'erreur statistique sur le calcul de la normalisation était négligeable devant celle du signal. La validité de cette conclusion est vérifiée avec les données en procédant de la même façon, c.à.d. en comparant les points au maximum de vraisemblance obtenus avec trois sous-ensembles du lot de normalisation ( $10^5$  événements chacun). Les résultats sont reportés sur la figure 8.30(a) et dans le tableau 8.5.

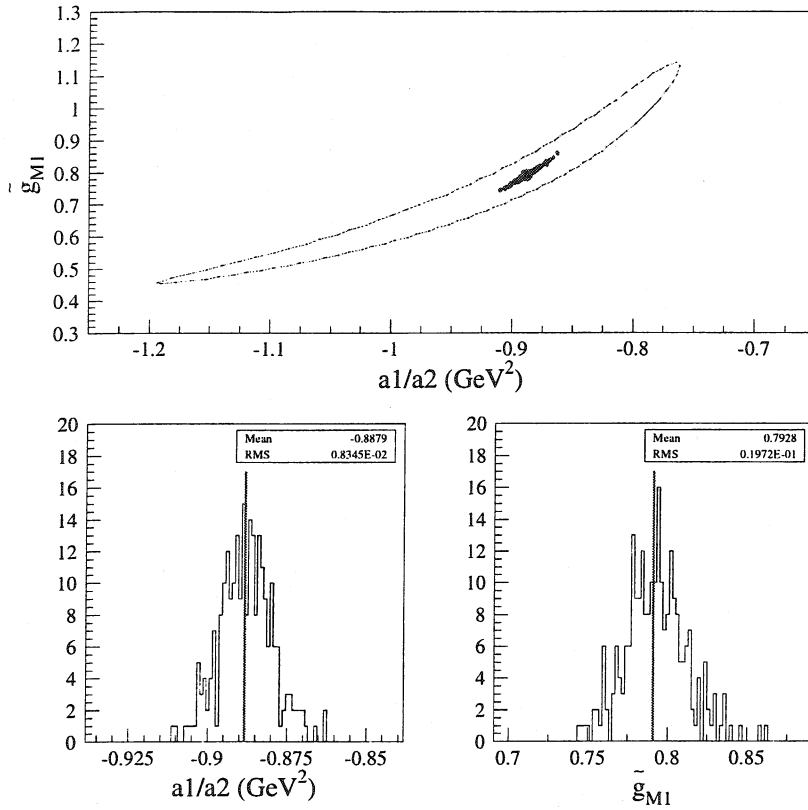


FIG. 8.29 – Position du maximum de vraisemblance pour 250 lots de données dont l'impulsion des particules est dégradée pour simuler un effet de résolution.

La dispersion des trois résultats renseigne sur la précision statistique obtenue avec un lot de  $10^5$  événements. Comme attendu, elle est très inférieure à la résolution de la mesure. On peut donc poser une limite sur l'erreur commise sur le calcul de la normalisation avec le lot complet :

$$\begin{aligned}\sigma(a1/a2) &= \pm 0,01 \text{ (GeV}^2\text{)} \\ \sigma(\tilde{g}_{M1}) &= \pm 0,02\end{aligned}\tag{8.46}$$

#### • Modèle de désintégration.

Certaines composantes du modèle utilisé pour décrire la désintégration peuvent varier dans la limite des contraintes expérimentales et modifier les valeurs des paramètres  $a1/a2$  et  $\tilde{g}_{M1}$  qui maximisent  $\ln\mathcal{L}$ . En particulier, les paramètres peuvent être sensibles à la description de la contribution du rayon de charge du  $K^0$  (CR) ou aux valeurs des déphasages  $\delta_0$  et  $\delta_1$  provenant des diffusions pion-pion dans l'état final. La sensibilité du résultat est quantifiée en recherchant le maximum de vraisemblance dans quatre cas extrêmes où le taux partiel est modifié en :

- annulant les déphasages des diffusions pion-pion ( $\delta_0 = \delta_1 = 0$ ),
- maintenant constants les déphasages des diffusions pion-pion ( $\delta_0 - \delta_1 = 30^\circ$ ),
- supprimant la composante CR,

	$a1/a2$ ( $\text{GeV}^2$ )	$\tilde{g}_{M1}$
(1)	$-0,87^{+0,09}_{-0,15}$	$0,81 \pm 0,23$
(2)	$-0,89^{+0,09}_{-0,15}$	$0,79 \pm 0,23$
(3)	$-0,87^{+0,09}_{-0,15}$	$0,83 \pm 0,23$
Tot	$-0,88^{+0,09}_{-0,15}$	$0,81 \pm 0,23$

TAB. 8.5 – Résultat de la minimisation avec trois lots de  $10^5$  événements de normalisation, et avec les trois lots réunis.

- remplaçant la valeur du couplage  $g'_p$  de la contribution CR – qui prend en compte la désintégration du  $K_S$  hors de sa couche de masse – par la constante  $g_p$ .

Les trois premières modifications ont un effet complètement négligeable. En revanche, la valeur des paramètres est très sensible à la dépendance en énergie de la contribution du rayon de charge. Lorsqu'on utilise le coefficient constant  $g_p$ , la contribution du rayon de charge augmente d'un facteur 3 ; les paramètres au maximum de vraisemblance deviennent alors :

$$a1/a2 = -0,82^{+0,07}_{-0,11} (\text{GeV}^2) \quad \text{et} \quad \tilde{g}_{M1} = 0,93 \pm 0,23, \quad (8.47)$$

ce qui conduit à minimiser la contribution de  $a1/a2$  au facteur de forme, tout en gardant constant la valeur moyenne du facteur de forme — c.à.d. la contribution globale de l'émission directe. Dans la suite, la valeur centrale considérée sera celle donnée avec le coefficient de couplage  $g'_p$ .

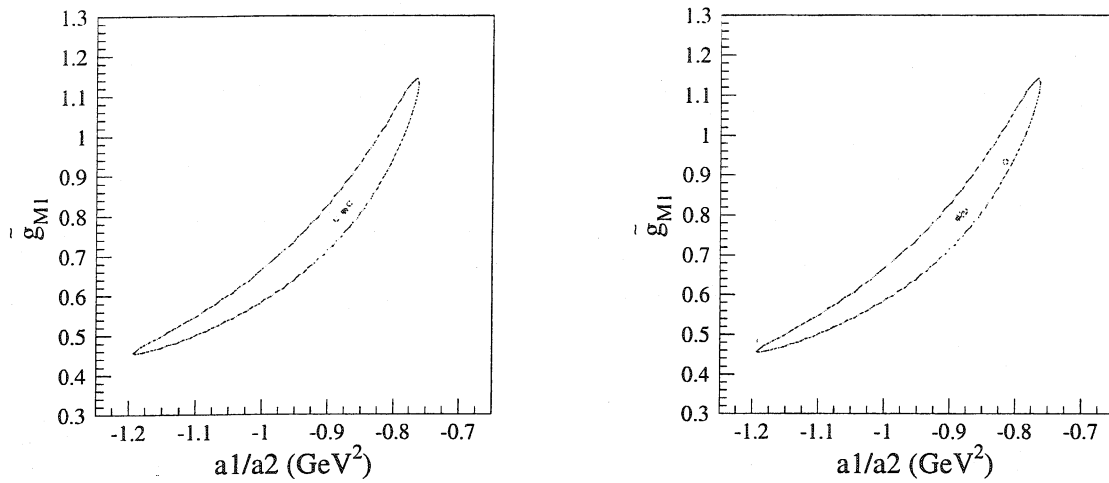
#### • Bruit de fond.

Le bruit de fond résiduel dans l'échantillon de données n'est pas pris en compte dans la fonction de vraisemblance. La minimisation est effectuée sur les 1316 événements en supposant qu'ils proviennent tous de désintégrations  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-$ , alors qu'en réalité — les études menées sur le bruit de fond l'ont montré — le lot contient une trentaine d'événements d'une autre origine, principalement des désintégrations  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0_D$ . Une façon d'évaluer leur influence consiste à relâcher ou renforcer certaines coupures d'analyse pour modifier le niveau de bruit de fond et à comparer les résultats. Ainsi, le tableau 8.6 présente les valeurs prises par  $a1/a2$  et  $\tilde{g}_{M1}$  pour la sélection standard et deux autres ensembles de coupures. Les erreurs qui y figurent sont celles données par MINUIT et ne tiennent pas compte des corrélations entre les différents lots. Le résultat n'est pas affecté si le bruit de fond est réduit d'un facteur 2 par rapport à

$P_0^2$	$P_{\perp}^2$	$N_{evt}$	Signal/Bruit de fond	$a1/a2$ ( $\text{GeV}^2$ )	$\tilde{g}_{M1}$
$< -0.008$	$< 10 \times 10^{-4}$	1375	23	$-0,90^{+0,10}_{-0,17}$	$0,75 \pm 0,22$
$< -0.01$	$< 5 \times 10^{-4}$	1316	40	$-0,88^{+0,09}_{-0,15}$	$0,81 \pm 0,23$
$< -0.01$	$< 2 \times 10^{-4}$	1284	75	$-0,88^{+0,09}_{-0,16}$	$0,82 \pm 0,23$

TAB. 8.6 – Résultat de la minimisation avec différents niveaux de bruit de fond.

la sélection standard. En revanche, lorsqu'il augmente, les valeurs obtenues sont sensiblement modifiées. Pour quantifier ces observations, on a produit avec la simulation huit échantillons de



(a) Position du maximum de vraisemblance déterminée avec le lot complet de normalisation (cercle plein), et avec trois sous-ensembles (cercles vides).

(b) Position du maximum de vraisemblance avec différents paramètres dans le modèle de désintégration (cercles vides). Le point le plus haut provient de la forme utilisée pour la contribution du rayon de charge.

FIG. 8.30 – Effets de la statistique utilisée dans le calcul de la normalisation (à gauche) et du modèle de désintégration considéré (à droite) sur la détermination des paramètres. Le contour contient la région correspondant à un niveau de confiance de 68,3%.

pseudo-données avec une statistique comparable au signal. La minimisation est d'abord effectuée pour chacun des échantillons avec les trois ensembles de coupures utilisés ci-dessus. Notons que les résultats obtenus diffèrent peu d'une série de coupures à l'autre. La recherche des paramètres est alors itérée en ajoutant à chaque lot les événements correspondant au bruit de fond simulé (cf. § 8.2.2 p. 138). Comme les mêmes événements de bruit de fond sont utilisés pour tous les lots, les résultats sont modifiés systématiquement dans le même sens. L'amplitude moyenne des variations observées par rapport à la détermination des paramètres faite sans bruit de fond est portée dans le tableau 8.7.

Coupures		Effets	
$P_0'^2$	$P_{\perp}^2$	$\Delta a1/a2$ (GeV <sup>2</sup> )	$\Delta \tilde{g}_{M1}$
$< -0,008$	$< 10 \times 10^{-4}$	-0,05	0,04
$< -0,01$	$< 5 \times 10^{-4}$	-0,02	0,03
$< -0,01$	$< 2 \times 10^{-4}$	-0,01	0,01

TAB. 8.7 – Influence du bruit de fond sur le maximum de vraisemblance estimée avec la simulation.

Ces résultats permettent de donner une estimation de la taille des incertitudes sur la mesure des paramètres  $a1/a2$  et  $\tilde{g}_{M1}$  dues à un bruit de fond modéré dans les données. Les valeurs retenues sont respectivement 0,02 ( $\text{GeV}^2$ ) et 0,03 sur  $a1/a2$  et  $\tilde{g}_{M1}$ .

• **Surcharge du système de lecture des chambres.**

Près de 30% des désintégrations  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-$  sont accompagnées d'une surcharge du système de lecture d'un des plans du spectromètre et environ 1/3 d'entre elles sont perdues par le système de déclenchement. Cette perte est comparable à un temps mort du système de détection et ne doit en principe pas affecter la mesure du facteur de forme. On vérifie que les paramètres mesurés sur les 1028 événements qui ne présentent pas de surcharge restent en effet inchangés :

$$a1/a2 = -0,87^{+0,18}_{-0,10} (\text{GeV}^2) \quad \text{et} \quad \tilde{g}_{M1} = 0,83 \pm 0,26 . \quad (8.48)$$

**Conclusion.**

Les effets discutés ci-dessus conduisent aux incertitudes résumées dans le tableau 8.8.

Source	$\Delta(a1/a2)$ ( $\text{GeV}^2$ )	$\Delta(\tilde{g}_{M1})$
Statistique des données	$^{+0,09}_{-0,15}$	0,23
Résolution et normalisation	0,02	0,04
Bruit de fond	0,02	0,03

TAB. 8.8 – Origine et amplitude des incertitudes sur la mesure de  $a1/a2$  et  $\tilde{g}_{M1}$ .

Notons que les deux paramètres sont fortement corrélés. Dans la région correspondant à un niveau de confiance de 68,3 %, la valeur moyenne du facteur de forme reste quasiment constante ( $\langle F \rangle = -0,79$ ) et aucun des effets systématiques mentionnés ci-dessus n'influent sur  $\langle F \rangle$ .

Les paramètres  $a1/a2$  et  $\tilde{g}_{M1}$  sont très dépendants de la description de la composante du rayon de charge (CR). Les valeurs indiquées ci-dessous correspondent aux paramètres déterminés avec un modèle qui rend compte de la dépendance en énergie de la désintégration du  $K_S$  ( $g'_p$ ) dans la contribution CR.

$$\begin{aligned} a1/a2 &= (-0,88^{+0,09}_{-0,15}(\text{stat.}) \pm 0,03(\text{syst.})) (\text{GeV}^2) \\ \tilde{g}_{M1} &= 0,81 \pm 0,23(\text{stat.}) \pm 0,05(\text{syst.}) \end{aligned} \quad (8.49)$$

Avec ces paramètres, la distribution de la masse invariante des deux pions est correctement décrite dans la simulation (voir figure 8.31).

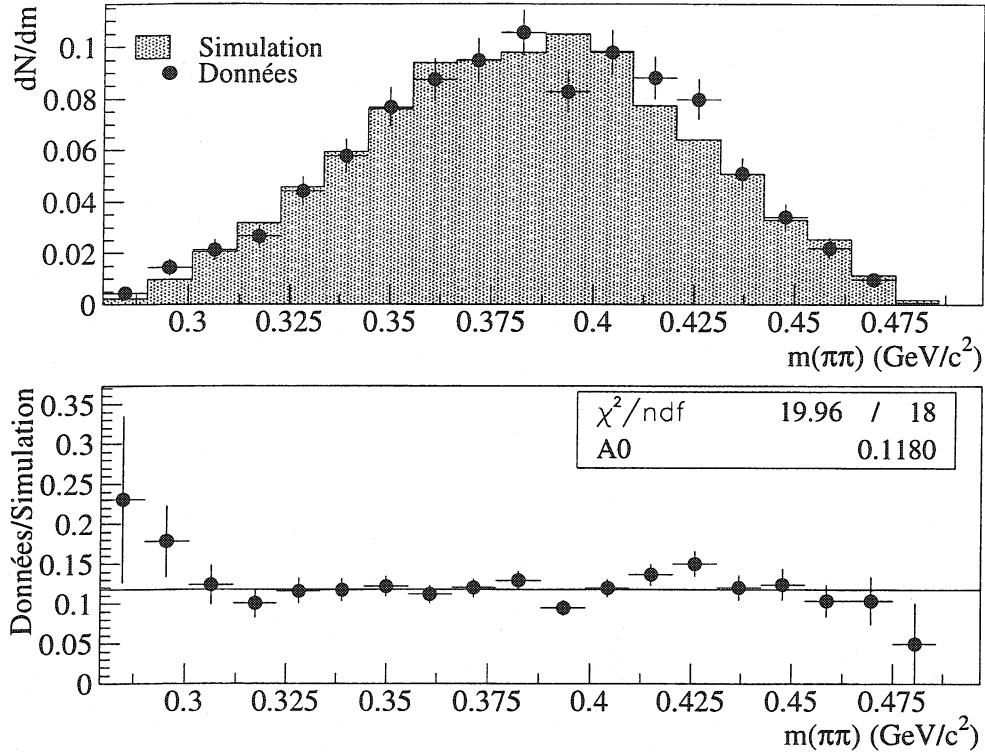


FIG. 8.31 – En haut : distribution (normalisée) de la masse invariante  $m_{\pi\pi}$  pour les données et la simulation — engendrée avec les mesures présentées dans cette thèse. En bas : le rapport entre données et simulation

## 8.3.2 Rapport d'embranchement

### 8.3.2.1 Définition

Le rapport d'embranchement du mode  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-$  est calculé relativement à celui du mode  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi_D^0$ . Ils sont reliés par :

$$\frac{BR(K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-)}{BR(K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi_D^0)} = \frac{N_{obs}(K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-)}{N_{obs}(K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi_D^0)} \frac{A(K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi_D^0)}{A(K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-)} \frac{\varepsilon(K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi_D^0)}{\varepsilon(K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-)} \quad (8.50)$$

où les  $A$  désignent les acceptances de chaque mode et sont évalués avec la simulation. Notons que la simulation du canal  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-$  est engendrée avec les paramètres du facteur de forme déterminés dans cette thèse. Les  $\varepsilon$  font référence aux efficacités de détection (déclenchement et reconstruction). Leur détermination fait l'objet de la section ci-dessous.

### 8.3.2.2 Efficacité de déclenchement

Dans l'expérience NA48, les efficacités des différentes composantes du déclenchement, qu'il soit neutre ou chargé, sont mesurées avec des échantillons de contrôle acquis grâce à des systèmes spécifiques, indépendants du déclenchement principal. La taille de ces échantillons est toutefois limitée pour ne pas surcharger l'acquisition des données (cf. § 6.3.3 p. 94). Les facteurs d'échantillonnage ont été optimisés pour la mesure de  $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$  et sont trop élevés pour permettre de mesurer précisément les efficacités de déclenchement pour le mode  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-$ . Dans l'analyse présentée ici, l'étude détaillée du système de déclenchement ne peut donc être réalisée qu'en utilisant le mode de normalisation  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi_D^0$ . Compte tenu de la similitude entre les modes signal et normalisation, on s'attend à ce que les efficacités de déclenchement soient identiques pour les deux canaux et que, par conséquent, elles se compensent dans la mesure du rapport d'embranchement.

La stratégie adoptée ici pour la mesure du rapport des deux efficacités consiste à mesurer les efficacités de déclenchement avec les événements de normalisation, à vérifier que celles-ci sont en accord avec les valeurs attendues (en particulier pour le système de niveau 2) et à déterminer les différences d'efficacité entre signal et normalisation à partir d'événements simulés.

#### Déclenchement de niveau 1.

Le déclenchement de niveau 1 requiert la coïncidence des signaux :  $Qx$ ,  $Etot$  et  $MultiDC$  (cf. § 6.3.1 p. 92). Leur efficacité est mesurée indépendamment avec des lots d'événements sélectionnés par des déclenchements de contrôle (cf. § 6.3.3 p. 94). Les conditions  $Qx$  (illumination de deux quadrants opposés de l'hodoscope) et  $MultiDC$  (multiplicité des coups dans la première chambre du spectromètre compatible avec le passage d'au moins deux particules chargées) présentent des efficacités déjà excellentes pour les désintégrations à deux corps  $K_{L,S} \rightarrow \pi^+ \pi^-$ . Pour les événements à quatre traces, on mesure dans le mode de normalisation :

$$\begin{aligned}\varepsilon(Qx) &= (99,52 \pm 0,03)\% \\ \varepsilon(MultiDC) &= (99,99 \pm 0,01)\%\end{aligned}\tag{8.51}$$

Dans le mode  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-$ , les échantillons de contrôle des signaux  $Qx$  et  $MultiDC$  ne comportent qu'une cinquantaine d'événements chacun. Dans ces deux lots, aucun événement inefficace n'est observé.

Le signal  $Etot$  est activé lorsque la somme des énergies déposées dans les calorimètres électromagnétique et hadronique dépasse 35 GeV. La figure 8.32 présente l'efficacité du déclenchement  $Etot$  en fonction de l'énergie du kaon pour les désintégrations  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi_D^0$ . Pour les événements dans le domaine d'impulsion  $P_K > 40$  GeV/c, on mesure une efficacité de  $(99,80 \pm 0,04)\%$ . L'étude de ce signal en fonction des composantes électromagnétiques et hadroniques des événements, montre que la coupure à 40 GeV/c sur l'impulsion du kaon est suffisante pour garantir une aussi bonne efficacité pour le signal. On observe d'ailleurs une efficacité de 100% avec les 56 événements  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-$  ayant activé le déclenchement de contrôle du signal  $Etot$ .

La mesure de l'efficacité globale du système de déclenchement de niveau 1 dans le mode de normalisation donne :

$$\varepsilon(L1) = (99,31 \pm 0,05)\%\tag{8.52}$$



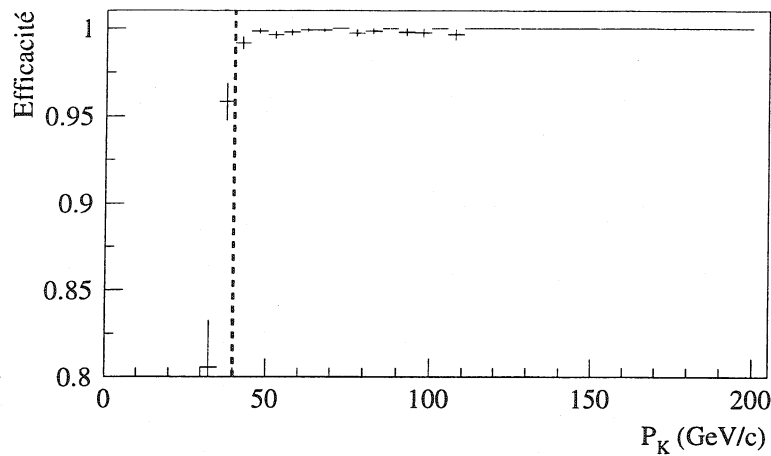


FIG. 8.32 – Efficacité du signal  $E_{tot}$  en fonction de l'impulsion du kaon pour les désintégrations  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi_D^0$ .

### Déclenchement de niveau 2.

Avant d'aborder la mesure de l'efficacité du système de déclenchement de niveau 2, les trois sources majeures d'inefficacité de ce système sont discutées.

#### • Les sources d'inefficacité.

##### - L'algorithme de déclenchement.

L'efficacité de l'algorithme peut être estimée avec la simulation qui prend en compte l'inefficacité mesurée des chambres à dérive. On obtient entre les deux modes un résultat tout à fait compatible :

$$\begin{aligned} \varepsilon(K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-) &= (99,08 \pm 0,11)\% \\ \varepsilon(K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi_D^0) &= (98,95 \pm 0,11)\% \\ \Delta\varepsilon(K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^- - K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi_D^0) &= (0,13 \pm 0,15)\% \end{aligned} \quad (8.53)$$

##### - Le temps imparti.

Comme mentionné dans le chapitre qui traite du déclenchement (cf. § 5.2.3 p. 89), le temps alloué au niveau 2 pour rendre sa décision est limité. Ainsi, en 1998, environ 0,5 % des événements qui lui sont soumis ne peuvent être traités dans le temps imparti et sont déclarés *hors-temps*. Or, les événements recherchés peuvent être particulièrement longs à traiter parce qu'ils présentent une multiplicité de traces élevée. Ils sont donc sensibles à cette limitation. En 1999, le nombre d'événements *hors-temps* est réduit d'un facteur 5 grâce à l'emploi de processeurs plus rapides et ils sont tous enregistrés. Cette contrainte temporelle est alors beaucoup moins critique.

- La surcharge du système de lecture des chambres à dérive.

Dès qu'au moins 8 coups sont enregistrés dans un plan de détection dans une même fenêtre temporelle de 100 ns, la mémoire contenant les informations enregistrées par ce plan est partiellement effacée. Le déclenchement qui procède à une reconstruction rapide des données du spectromètre est beaucoup plus handicapé par cette perte d'information que le programme de reconstruction utilisé dans l'analyse et dont l'algorithme tolère une plus grande inefficacité des chambres à dérive.

Les événements à haute multiplicité provoquant une surcharge sont de natures diverses. D'une part, les surcharges peuvent être dues aux seuls produits de la désintégration observée lorsque l'une des particules, en interagissant dans le dispositif expérimental, crée des particules secondaires (rayons delta, gerbes électromagnétiques, produits d'interactions hadroniques, etc ...) qui induisent une multiplicité élevée dans un des plans des chambres. Ces effets sont pris en compte dans la simulation. Compte tenu de la faible quantité de matière présente dans le spectromètre, au plus quelques pourcents des événements  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-$  et  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0_D$  complètement contenus dans l'acceptance du détecteur sont affectés de ce type de surcharge. D'autre part, l'activité accidentelle dans le détecteur, e.g. désintégrations de kaons fortuites, canaux bruyants dans les chambres à dérive, etc ..., crée des signaux supplémentaires dans les plans de détection et conduit aussi à la surcharge du système de lecture des chambres. Le tableau 8.9 donne le pourcentage d'événements affectés d'une surcharge parmi les candidats signal et normalisation. Comme attendu, les événements de type *4-traces*  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-$  et  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0_D$  présentent des taux de surcharge comparables.

$K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-$	$21,9 \pm 1,1\%$
$K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0_D$	$20,5 \pm 0,1\%$

TAB. 8.9 – Pourcentage d'événements affectés d'une condition de surcharge dans les lots de données sélectionnées.

• Mesures.

L'efficacité du déclenchement dans les données est mesurée avec les événements issus des déclenchements de contrôle (cf. § 6.3.3 p. 94). Pour ceux-ci, on regarde tout d'abord si la réponse du déclenchement *4-traces* a été délivrée dans le temps imparti. Le cas échéant, le déclenchement est compté comme efficace si la décision du déclenchement *4-traces* est positive. Les déclenchements de contrôle sélectionnent en moyenne  $1/80^{\text{ème}}$  des événements soumis au déclenchement *4-traces*.

Les candidats  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-$  ne sont pas assez nombreux pour permettre une mesure précise de l'efficacité. Avec un total de 26 événements  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-$  ayant déclenché le système de contrôle, l'efficacité mesurée est de  $(89 \pm 6)\%$ . Cette valeur devient  $(95 \pm 5)\%$  si les 6 événements qui sont affectés d'une surcharge sont retirés du lot. Les événements de normalisation sont beaucoup plus nombreux et permettent donc une étude détaillée du système de déclenchement de niveau 2. Le tableau 8.10 résume les valeurs des efficacités mesurées avec les désintégrations  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0_D$  en fonction des différentes périodes de prise de données.

	1998	1999	total
Tous les événements			
Pourcentage de <i>hors-temps</i> (%)	21,9 ± 1,1	1,9 ± 0,2	6,6 ± 0,3
Efficacité (%)	86,9 ± 1,1	90,5 ± 0,5	89,6 ± 0,4
Événements sans apparition de surcharge			
Pourcentage de <i>hors-temps</i> (%)	24,6 ± 1,4	1,9 ± 0,2	7,0 ± 0,4
Efficacité (%)	97,5 ± 0,6	98,2 ± 0,2	98,1 ± 0,2

TAB. 8.10 – Efficacité de déclenchement mesurée avec des désintégrations  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi_D^0$ .

Parce qu'elles sont peu nombreuses, les désintégrations  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-$  ne donnent qu'une faible indication de la similitude entre les efficacités de déclenchement du signal et de la normalisation. L'égalité des efficacités de déclenchement est donc vérifiée avec la simulation. En l'absence de surcharge, la simulation reproduit de façon satisfaisante (à 1% près) l'efficacité de déclenchement mesurée dans le mode de normalisation (98,1 ± 0,2)%, et elle prévoit des efficacités similaires dans les deux voies à ±0,15% près (voir éq (8.53)). En présence de surcharge, l'efficacité de déclenchement baisse significativement : on mesure une valeur (66,6 ± 0,3)% pour le mode  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi_D^0$ . Ce résultat montre que le pourcentage d'événements présentant une surcharge est d'environ 30% et que seulement 2/3 d'entre eux sont acceptés par le système de déclenchement. La différence d'efficacité avec le mode  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-$  est estimée en utilisant une simulation qui inclut la présence d'activité accidentelle (engendrée par des désintégrations fortuites de kaons). Pour les événements avec surcharge, on observe alors une différence d'efficacité entre les événements de signal et de normalisation :

$$\Delta \varepsilon_{sur}(K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^- - K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi_D^0) = (1,2 \pm 0,4)\% \quad (8.54)$$

Soulignons que cette différence d'efficacité n'affecte que 30% des événements.

### 8.3.2.3 Efficacité de reconstruction

La simulation prend en compte les efficacités mesurées des plans de détection du spectromètre et des cellules mortes dans le calorimètre électromagnétique. Les inefficacités de reconstruction des traces et des amas d'énergie qui en découlent sont donc prises en compte dans les calculs d'acceptance. Notons que l'algorithme utilisé pour la reconstruction des traces est très efficace (> 99%) et tolère une plus grande inefficacité des chambres à dérive que le système de déclenchement.

L'activité accidentelle peut modifier l'efficacité de reconstruction. Dans le spectromètre, le signal et la normalisation ayant la même topologie, on considère comme pour le déclenchement que l'effet de l'activité accidentelle est symétrique pour les deux modes. La présence de particules supplémentaires peut perturber la détection du photon dans le mode  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi_D^0$  et introduire une différence dans l'efficacité de reconstruction des deux canaux. Cependant, les études menées dans le cadre de la mesure de  $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$  ont montré que cet effet était faible (quelques pour mille) et il est négligé dans la détermination du rapport d'embranchement qui suit.

### 8.3.2.4 Détermination du rapport d'embranchement

Au vu des très faibles différences d'efficacités de déclenchement et de reconstruction entre le signal et la normalisation, on ne considère dans la détermination du rapport d'embranchement que les corrections d'acceptances. Les biais éventuels dus à cette approximation sont pris en compte dans l'évaluation des effets systématiques sur la mesure. Le rapport d'embranchement  $BR(K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-)$  est alors donné par :

$$\begin{aligned} BR(K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-) &= \frac{N_{sig}}{N_{obs}(K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0_D)} \frac{A(K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0_D)}{A(K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-)} BR(K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0_D) \\ &= \frac{1284,7}{311279 \times 10} \frac{1,06\%}{2,09\%} \times 1,505 \times 10^{-3} \\ &= (3,16 \pm 0,09(stat)) \times 10^{-7} \end{aligned} \quad (8.55)$$

où l'erreur statistique présentée ne prend en compte que l'incertitude sur le nombre d'événements  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-$  et  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0_D$  observés.

### 8.3.2.5 Effets systématiques

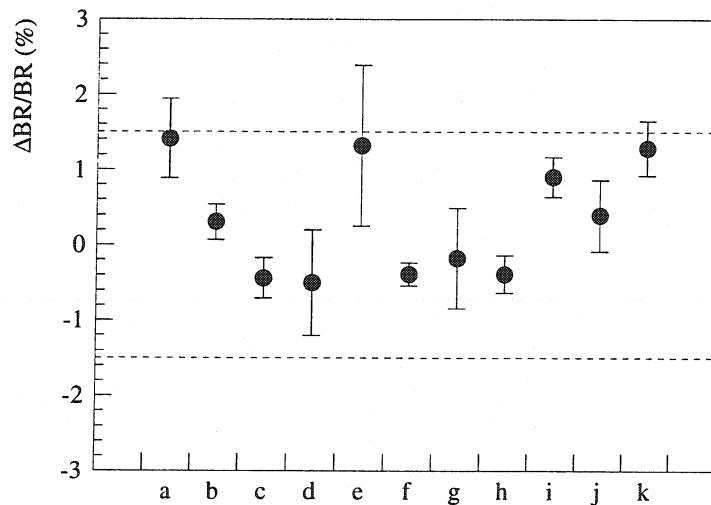


FIG. 8.33 – Influence des coupures de sélection sur le rapport d'embranchement.

Les biais que les coupures d'analyse pourraient introduire dans la mesure sont estimés en faisant varier les critères de sélection. La figure 8.33 présente le résultat de 11 tests où les coupures appliquées à la sélection sont modifiées comme suit :

- a. De nombreux critères sont assouplis :
  - les contraintes sur la qualité des traces et des vertex sont relâchées ( $\chi^2_{vertex.trace} < 100$ ),

- les coupures sur les particules surnuméraires (coups dans l'AKL, rejet des traces supplémentaires) sont supprimées,
- les contraintes sur la simultanéité des paires de particules ne sont pas appliquées,
- les limites sur les variables cinématiques deviennent :

$$R_{COG} < 6 \text{ cm}, \quad P_{\perp}^2 < \times 10^{-3} (\text{GeV}/c)^2 \quad \text{et} \quad P_0^2 < -0,008 (\text{GeV}/c)^2.$$

Le nombre de candidats  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-$  augmente d'environ 10% — on compte 1397 événements après soustraction du bruit de fond — et le rapport signal sur bruit est considérablement dégradé (de 40 à 12).

- b. La coupure en  $P_{\perp}^2$  est renforcée ( $2 \times 10^{-4} (\text{GeV}/c)^2$ ) conduisant à un rapport signal sur bruit de 76.
- c. Les contraintes sur les variables  $P_{\perp}^2$  et  $P_0^2$  sont élargies comme dans l'ensemble *a* ci-dessus conduisant à 1318 événements pour le signal sur 57 de bruit de fond.
- d. Le domaine d'étude est élargi aux impulsions de kaons de plus de 30 GeV/c.
- e. Une contrainte est imposée sur la masse invariante des deux électrons :  $m_{ee} > 4 \text{ MeV}/c^2$ .
- f. La fenêtre sur la masse invariante des quatre particules est agrandie ( $[M_K - 0,20, M_K + 0,15]$  (en  $\text{GeV}/c^2$ )).
- g. La condition sur l'éloignement des traces et des cellules mortes dans le calorimètre est abandonnée.
- h. La limite inférieure sur l'impulsion des pions est abaissée à 2 GeV/c.
- i. Le domaine d'étude est réduit aux vertex à moins de 70 m de la cible KS.
- j. L'identification des pions et des électrons est rendue plus sévère ( $E/P < 0,8$  pour un pion et  $E/P > 0,9$  pour un électron).
- k. Les coupures sur les particules surnuméraires sont supprimées.

Les variations maximales observées (1,5%) donnent l'incertitude associée aux critères de sélection et aux corrections d'acceptance.

Le rapport d'embranchement est également recalculé en variant les paramètres du facteur de forme dans la région correspondant à un niveau de confiance de 68,3% et en utilisant les valeurs mesurées par KTeV. La variation maximale donne une limite sur l'erreur commise sur la mesure du rapport d'embranchement liée aux incertitudes sur le facteur de forme. De même, les paramètres du modèle qui concernent la contribution du rayon de charge sont modifiés pour évaluer leur influence. Au total, il en résulte une incertitude de 1,6 % sur la mesure du rapport d'embranchement.

Les corrections radiatives sont prises en compte dans la simulation. Pour assigner une erreur systématique associée à une éventuelle méconnaissance de ces corrections, on recalcule les acceptances du signal et de la normalisation avec des lots où les corrections radiatives ne sont pas simulées. La variation observée ( $1,6 \pm 1,9\%$ ) compatible avec zéro, donne une limite supérieure aux effets provenant des corrections radiatives.

On a supposé dans le calcul du rapport d'embranchement (cf. éq. (8.55)) que les efficacités de détection étaient identiques pour le signal et la normalisation. Le niveau 1 de déclenchement comme le niveau 2 en l'absence de surcharge, présentent des efficacités élevées et cette hypothèse est bien établie. On attribue une incertitude sur le rapport d'embranchement de 1%.

L'apparition de surcharge conduit à une forte baisse de l'efficacité de déclenchement. Des différences entre les probabilités de surcharge pour le signal et la normalisation ( $\Delta P_{sur}$ ) ou entre les efficacités de déclenchement en présence de surcharge pour les deux modes ( $\Delta \varepsilon_{sur}$ ), peuvent introduire un biais sur la mesure du rapport d'embranchement. L'erreur commise est portée sous forme de contour sur la figure 8.34 en fonction de  $\Delta P_{sur}$  et  $\Delta \varepsilon_{sur}$ . Plusieurs observations permettent de contraindre l'incertitude introduite. D'une part, les taux d'événements affectés d'une surcharge observés dans les données sont les mêmes à 1,4% près (voir tableau 8.9). La zone correspondante est portée en grisé sur la figure 8.34. D'autre part, la prise en compte des désintégrations fortuites dans la simulation prédit que les efficacités de déclenchement sont similaires dans les deux modes à  $\pm 1,2\%$  (cf. éq. 8.54). Dans l'évaluation du biais sur la mesure, cette limite est doublée pour rendre compte des incertitudes liées à la simulation de l'activité accidentelle (lignes horizontales sur la figure 8.34). Dans ces limites, les variations du rapport d'embranchement sont circonscrites à  $\pm 1,6\%$ .

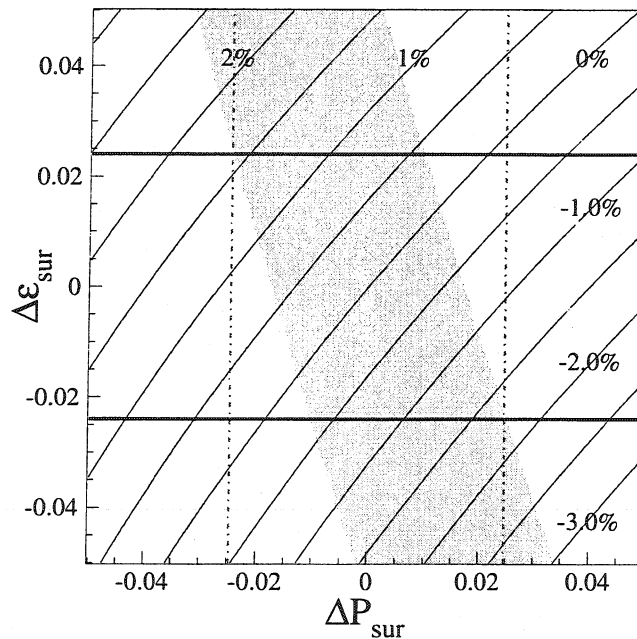


FIG. 8.34 – Iso-contours du biais (lignes incurvées) introduit sur le rapport d'embranchement en fonction de  $\Delta P_{sur}$  —la différence des probabilités d'apparition de surcharge dans le signal et la normalisation— et  $\Delta \varepsilon_{sur}$  —la différence d'efficacité de déclenchement entre le signal et la normalisation en présence de surcharge—. Les lignes horizontales représentent les limites sur  $\Delta \varepsilon_{sur}$  données par la simulation. La bande en grisé symbolise la région compatible avec les taux d'événements (signal et normalisation) affectés d'une surcharge observés dans les données.

L'activité accidentelle peut également influencer sur la reconstruction des données. Les études menées avec la simulation incluant des désintégrations fortuites ont montré que l'activité accidentelle peut affecter les rapports d'acceptance des deux modes d'au plus 0.8%.

Cet effet ajouté en quadrature avec les incertitudes liées aux efficacités de déclenchement des niveaux 1 et 2 donne l'incertitude globale due à l'activité accidentelle et au système de déclenchement :  $\sigma(BR)/BR = 2,0\%$ .

### 8.3.2.6 Résultat

Source	$\sigma(BR)/BR(\%)$
Statistique des données	2,9
Statistique de la simulation	1,4
Acceptance et sélection	1,5
Bruit de fond	0,7
Modèle	1,6
Corrections radiatives	1,9
Déclenchement et activité accidentelle	2,0
$BR(K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0_D)$	3,1

TAB. 8.11 – Récapitulatif des incertitudes sur la mesure du rapport d'embranchement.

Les incertitudes liées aux effets systématiques influant sur le rapport d'embranchement sont reportées dans le tableau 8.11. Le rapport d'embranchement mesuré vaut donc :

$$BR(K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-) = [3,16 \pm 0,09(stat.) \pm 0,16(syst.)] \times 10^{-7} \quad (8.56)$$

La stabilité du résultat en fonction de la prise de données (1998 ou 1999) est illustrée sur la figure 8.35. Il est à noter que l'incertitude qui provient de la connaissance du rapport d'embranchement de la voie  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0_D$  (3,1%) est comparable à celle de l'ensemble des autres sources systématiques (3,9%).

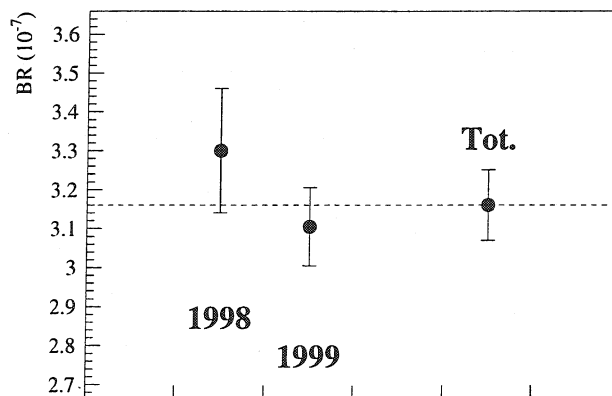


FIG. 8.35 – Rapport d'embranchement mesuré en fonction de la prise de données. Les barres d'erreur reflètent uniquement les incertitudes liées à la statistique enregistrée.

### 8.3.3 Asymétrie

Dans cette section, la mesure de l'asymétrie dans la distribution de l'angle  $\phi$  entre les plans de désintégration des pions et des électrons (cf. éq. (2.33) p. 39 et éq. (2.44) p. 45) est présentée. L'asymétrie est définie comme :

$$\mathcal{A} = \frac{\frac{d\Gamma}{d\phi}|_{(\sin\phi\cos\phi>0)} - \frac{d\Gamma}{d\phi}|_{(\sin\phi\cos\phi<0)}}{\frac{d\Gamma}{d\phi}|_{(\sin\phi\cos\phi>0)} + \frac{d\Gamma}{d\phi}|_{(\sin\phi\cos\phi<0)}} \quad (8.57)$$

Rappelons que la variable  $\sin\phi\cos\phi$  change de signe sous l'opérateur CP et qu'une valeur non nulle de  $\mathcal{A}$  est une manifestation non ambiguë de la violation de CP.

#### 8.3.3.1 Asymétrie observée

Les 1316 événements observés dans les données sont répartis comme suit :

$$\begin{aligned} N_{obs}|_{(\sin\phi\cos\phi>0)} &= 826 \\ N_{obs}|_{(\sin\phi\cos\phi<0)} &= 490 \end{aligned} \quad (8.58)$$

Ils contiennent  $N_{bdf} = 31,3$  événements de bruit de fond — formé principalement de désintégrations  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi_D^0$  — pour lesquelles aucune asymétrie n'est attendue. L'asymétrie visible est estimée en retranchant la contribution du bruit de fond prédite par la simulation :

$$\begin{aligned} \mathcal{A}_{obs} &= \frac{(N_{obs} - N_{bdf})|_{(\sin\phi\cos\phi>0)} - (N_{obs} - N_{bdf})|_{(\sin\phi\cos\phi<0)}}{N_{obs} - N_{bdf}} \\ &= (26,2 \pm 2,7)\% \end{aligned} \quad (8.59)$$

Soulignons que les asymétries observées dans les données enregistrées en 1998 et en 1999 valent respectivement  $(24,2 \pm 5,0\%)$  et  $(26,9 \pm 3,1\%)$  et sont compatibles entre elles.

#### 8.3.3.2 Correction d'acceptance

L'asymétrie  $\mathcal{A}$  est déterminée à partir de l'asymétrie visible dans le détecteur en déconvoluant l'acceptance du dispositif à l'aide de la simulation. Pour ce faire,  $5 \times 10^5$  événements sont produits dans la simulation avec les paramètres du facteur de forme déterminés dans la section 8.3.1. L'asymétrie des événements générés correspond à celle donnée par le modèle. Elle vaut :

$$\mathcal{A}_{gen} = (13,94 \pm 0,14)\% \quad (8.60)$$

Après sélection des événements, l'asymétrie visible est :

$$\mathcal{A}_{sim} = (26,14 \pm 0,75)\%, \quad (8.61)$$

nettement plus grande que l'asymétrie engendrée. Cette augmentation n'est pas due à un quelconque biais instrumental sur la mesure de l'angle  $\phi$ . Il est montré plus loin que les désintégrations qui ne présentent pas d'asymétrie dans leurs produits de désintégration sont reconstruites sans asymétrie dans l'appareillage. Dans le cas du canal  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-$ , l'asymétrie augmente parce que le détecteur est sensible à une région de l'espace de phase où le recouvrement entre les contributions M1 et IB est maximal. L'asymétrie est produite par l'interférence entre ces deux composantes et est donc plus élevée dans cette région.



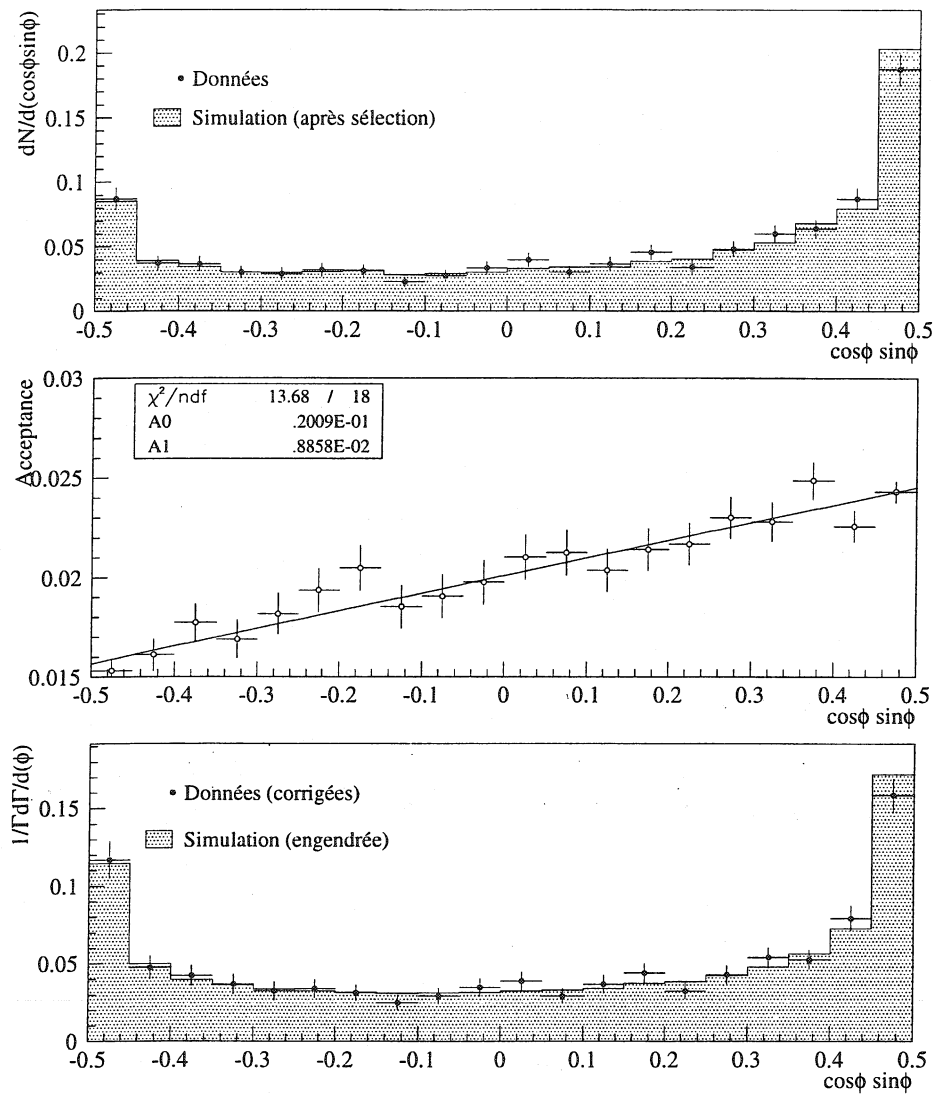


FIG. 8.36 – La correction d'acceptance sur la mesure de l'asymétrie.

La correction d'acceptance s'obtient en divisant la distribution des événements sélectionnés par celle des événements générés (voir figure 8.36). Le domaine en  $\sin\phi\cos\phi$  est divisé en 20 tranches égales et les données sont corrigées de la valeur moyenne de l'acceptance, calculée dans chaque tranche. On compte alors de part et d'autre du point  $\sin\phi\cos\phi = 0$ , le nombre d'événements obtenus :

$$\begin{aligned}
 N_{cor}|_{(\sin\phi\cos\phi < 0)} &= \sum_{i=1}^{10} \frac{(n_{obs,i} - n_{bdf,i}) \times n_{gen,i}}{n_{sim,i}}, \\
 N_{cor}|_{(\sin\phi\cos\phi > 0)} &= \sum_{i=11}^{20} \frac{(n_{obs,i} - n_{bdf,i}) \times n_{gen,i}}{n_{sim,i}},
 \end{aligned}
 \tag{8.62}$$

et l'asymétrie devient :

$$A_{cor} = (13,8 \pm 2,8(stat.exp.) \pm 0,8(stat.sim.))\% \quad (8.63)$$

en très bon accord avec l'asymétrie générée dans la simulation.

### 8.3.3.3 Effets systématiques

#### Biais du détecteur.

Le mode  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi_D^0$  qui ne présente pas d'asymétrie dans la distribution de l'angle  $\phi$  permet de vérifier que le dispositif ne crée pas artificiellement d'asymétrie dans les événements observés (voir figure 8.37). Les asymétries observées après sélection pour les données et pour la simulation sont en effet compatibles avec zéro :

$$\begin{aligned} A_{obs}(K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi_D^0) &= (-0,84 \pm 0,97)\% \\ A_{sim}(K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi_D^0) &= (0,15 \pm 0,18)\% \end{aligned} \quad (8.64)$$

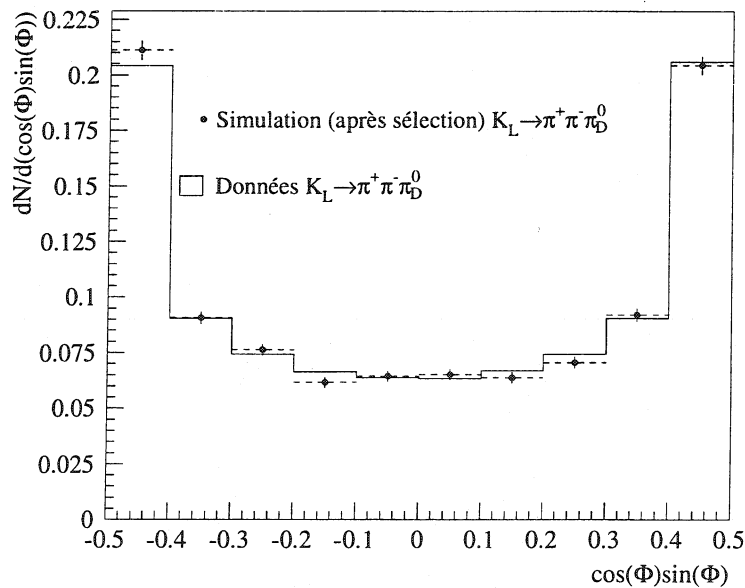


FIG. 8.37 – Distribution en  $\sin\phi\cos\phi$  pour les désintégrations  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi_D^0$ .

#### Modèle.

La correction d'acceptance est dépendante du modèle considéré pour établir la correction. Sa sensibilité aux paramètres du facteur de forme et aux valeurs des constantes utilisées est discutée ci-dessous.

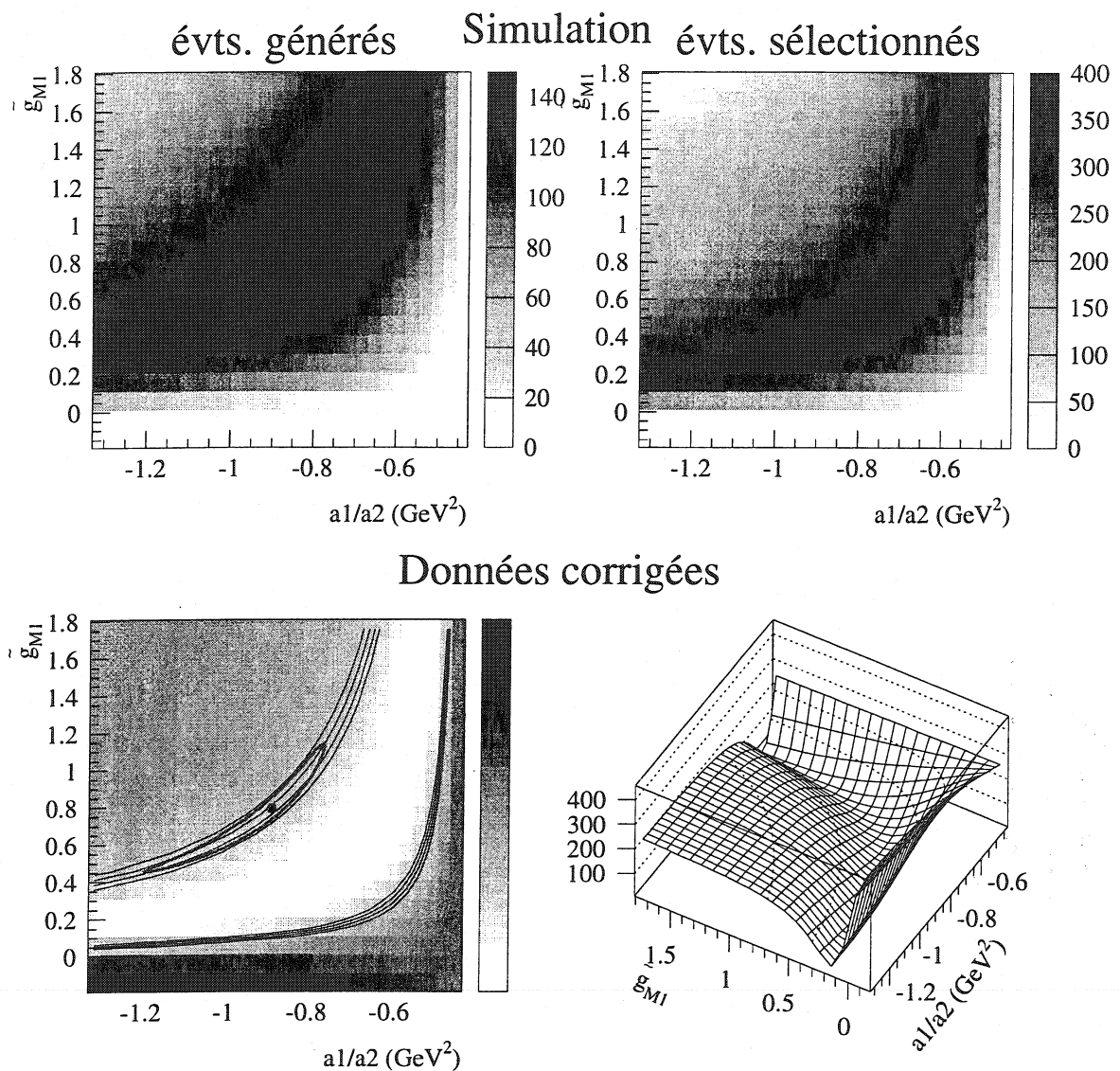


FIG. 8.38 – Influence des paramètres du facteur de forme sur l'asymétrie. En haut, avec une échelle de gris en pour mille, l'asymétrie engendrée et celle observée après sélection dans la simulation en fonction des paramètres  $a_1/a_2$  et  $\tilde{g}_{M1}$ . En dessous, l'asymétrie observée dans les données, corrigée de l'acceptance. Sur la figure de gauche est superposée la position des paramètres mesurés et la région correspondant à un niveau de confiance de 68,3%. Pour guider l'oeil, sont également tracées sur la figure de gauche, quatre lignes correspondant à une asymétrie constante (de droite à gauche 12, 13, 14 et 15%)

- Facteur de forme.

On s'attend à ce que l'asymétrie soit particulièrement sensible aux paramètres du facteur de forme. En effet, ces derniers en agissant sur la composante M1 modifient le terme d'interférence qui crée l'asymétrie dans le taux de désintégration partiel  $d\Gamma/d\phi$ . Ainsi, sur la figure 8.38 (en haut) est présentée la valeur de l'asymétrie en fonction des paramètres  $a_1/a_2$  et  $\tilde{g}_{M1}$  pour l'ensemble des événements engendrés dans la simulation (espace de phase complet) et les événements

simulés survivant aux coupures de sélection. Notons la similitude entre les lignes de niveau d'asymétrie constante et celles où la valeur moyenne du facteur de forme reste constante (voir figure 8.26(a) p. 153). Après la correction d'acceptance, l'asymétrie observée dans les données varie fortement selon les valeurs des paramètres utilisées pour la correction (voir figure 8.38, en bas). Les valeurs déterminées dans la section précédente sont fortement corrélées. Bien que les incertitudes sur ces deux paramètres soient individuellement relativement élevées, la région correspondant à un niveau de confiance de 68,3% couvre une zone où l'asymétrie ne varie que de  $\pm 1,2\%$ . Cette variation représente l'incertitude sur la mesure de l'asymétrie introduite par l'erreur statistique sur la détermination de  $a_1/a_2$  et  $\tilde{g}_{M1}$ .

• **Constantes utilisées.**

La description de la contribution du rayon de charge — selon qu'on utilise un coefficient constant ( $g_p$ ) ou dépendant de l'énergie du di-pion ( $g'_p$ ) — influe sensiblement sur la mesure des paramètres  $a_1/a_2$  et  $\tilde{g}_{M1}$  mais n'affecte pas la valeur de l'asymétrie. En effet, quel que soit le choix du coefficient, les paramètres obtenus sont situés sur une même ligne d'asymétrie constante. Ce résultat n'est pas surprenant car la contribution à l'asymétrie de la composante due au rayon de charge du  $K^0$  est très faible.

Par ailleurs, l'asymétrie est directement reliée aux phases ( $\delta_0$  et  $\delta_1$ ) introduites par les diffusions pion-pion dans l'état final. Rappelons que (cf. § 2.36 p. 40) :

$$\mathcal{A} \propto |g_{br}| |g_{M1}| \sin(\phi_{+-} + \delta_0 - \delta_1), \quad (8.65)$$

Dans la correction d'acceptance appliquée précédemment, les valeurs des phases varient en fonction de la masse invariante du di-pion (cf. éq (2.26) p. 36). Le résultat est inchangé si on considère un déphasage constant ( $\delta_0 - \delta_1 = 30^\circ$ , comme dans les référence [1, 2]).

• **Corrections radiatives.**

Comme dans le cas des interactions fortes dans l'état final, les corrections radiatives peuvent influencer sur l'asymétrie. Leur effet est évalué en recalculant la correction d'acceptance avec un lot d'événements engendrés sans prendre en compte les corrections radiatives. L'asymétrie du lot généré est inchangée par rapport à celle produite avec les corrections radiatives. Après avoir appliqué toutes les coupures de sélection, la différence des asymétries observées dans les lots engendrés avec et sans corrections radiatives reste compatible avec zéro ( $-0,8 \pm 1,3\%$ ). De façon conservatrice, l'incertitude liée à cette différence (1,3%) est considérée comme la taille de l'erreur systématique associée aux corrections radiatives.

**Activité accidentelle.**

L'influence de l'activité accidentelle sur la mesure de l'asymétrie est évaluée à l'aide du programme de simulation. L'incertitude associée est de 1,1%.

**Sélection de l'échantillon.**

Les biais que les critères de sélection pourraient introduire dans la mesure sont estimés en faisant varier les coupures comme dans la mesure du rapport d'embranchement (cf. p. 166) et en recalculant l'asymétrie avec chaque nouvel ensemble de coupures. Les variations obtenues — portées sur la figure 8.39 — n'excèdent pas 0,6%. Cette enveloppe donne la taille de l'incertitude associée aux coupures de sélection et aux variations d'acceptance.

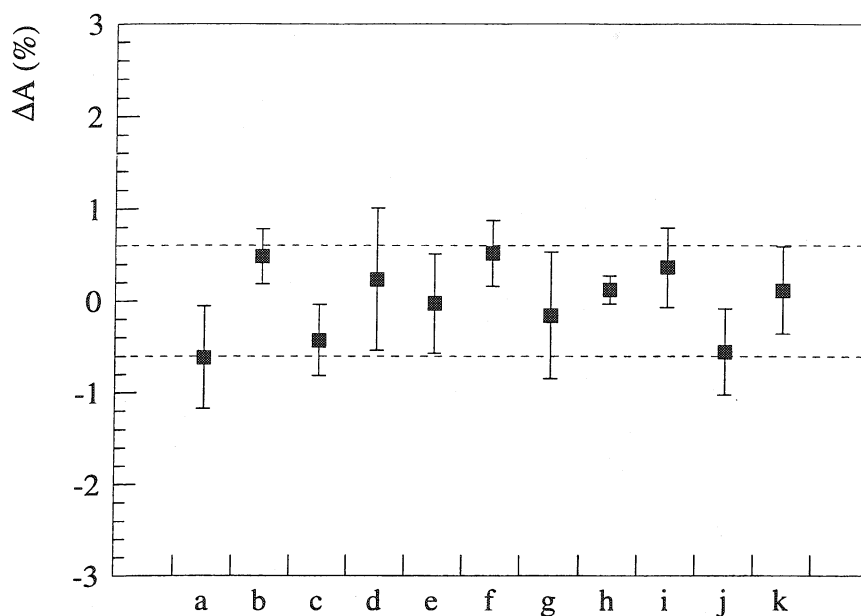


FIG. 8.39 – Influence des coupures de sélection sur l'asymétrie.

Source	$\sigma(A)(\%)$
Statistique des données	2,8
Statistique de la simulation	0,8
Bruit de fond	0,7
Facteur de forme	1,2
Corrections radiatives	1,3
Coupures et acceptance	0,6
Activité accidentelle	1,1

TAB. 8.12 – Récapitulatif des incertitudes sur la mesure de l'asymétrie.

### Résultats.

Les sources d'incertitude sur la mesure de l'asymétrie sont reportées dans le tableau 8.12. L'asymétrie mesurée sur les données enregistrées en 1998 et 1999 est donc :

$$A_{cor} = [13,8 \pm 2,8(stat.) \pm 2,4(syst.)]\% \quad (8.66)$$

tel-00389052, version 1 - 28 Mai 2009

## Chapitre 9

# Analyse du mode $K_S \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-$

Le mode  $K_S \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-$  a été observé pour la première fois dans l'expérience NA48 [63]. Dans ce chapitre, est présentée la mesure de son rapport d'embranchement obtenue avec les données accumulées en 1998 et 1999. La première section est consacrée à la description de la sélection des événements. Le rapport d'embranchement est déterminé dans la deuxième section en utilisant comme normalisation les désintégrations  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi_D^0$  issues de la cible KS. Enfin, dans la dernière section, l'asymétrie dans la distribution de l'angle entre les plans de désintégration des pions et des électrons est déterminée.

### 9.1 Sélection des événements

#### 9.1.1 Lots de données

L'examen du canal  $K_S \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-$ , comme celui du mode en  $K_L$ , porte sur les données recueillies pendant les campagnes de mesures de 1998 et 1999. En plus des périodes où le détecteur est illuminé simultanément par les deux faisceaux KL et KS, on dispose pour cette analyse des prises de données spécifiques réalisées avec un faisceau KS unique, c.à.d :

- celles destinées à l'étude du système d'étiquetage — soit 8 heures hebdomadaires avec un faisceau KS à l'intensité nominale ( $3 \times 10^7 ppp$ ). Ce lot contient moins de 10% des désintégrations de  $K_S$  collectées à l'intensité nominale. Il est traité sans distinction avec le lot de données enregistrées avec les deux faisceaux KL et KS.
- celles ayant fonctionné avec un faisceau KS très intense, jusqu'à 300 fois l'intensité nominale, soit environ deux jours de campagne prospective pour un programme d'étude dédié aux désintégrations rares du  $K_S$ . Notons que le système d'étiquetage n'est pas utilisé durant cette période et que les taux de comptage dans les différents éléments du détecteur sont sensiblement les mêmes que pendant les prises de données avec les faisceaux KL+KS.

L'ensemble de ces données sont regroupées dans l'analyse présentée dans cette thèse. Les mesures faites à l'intensité nominale ou à haute intensité font ponctuellement l'objet d'une discussion séparée.

A l'instar de l'étude dans le mode  $K_L$ , les événements considérés sont issus des déclenchements dits *4-traces*, *hors-temps* ou de contrôle et ils satisfont les critères du filtre *4-traces*.

### 9.1.2 Sélection du signal et réduction du bruit de fond

La sélection du signal dans le mode  $K_S$  est très similaire à celle opérée dans mode  $K_L$ . On recherche quatre traces correspondant à deux pions et deux électrons avec des charges opposées en appliquant les mêmes critères en ce qui concerne l'identification des particules, leur simultanéité et la qualité de reconstruction.

Dans les prises de données avec les faisceaux  $K_S$  et  $K_L$  simultanés, les désintégrations provenant du faisceau  $K_S$  sont identifiées grâce au système d'étiquetage. On impose que l'événement soit en temps avec un proton dans une fenêtre de  $\pm 1$  ns. Cette condition supprime quelques pour mille de bons événements et permet de diminuer d'un facteur 20 la contribution d'événements provenant du faisceau  $K_L$ . La distribution de la position du vertex — représentée dans le plan vertical sur la figure 9.1 — reproduit bien le profil du faisceau  $K_S$ . Le début de la zone fiducielle de désintégration est défini par la position de l'AKS. On élimine les kaons qui se sont désintégrés en amont de ce détecteur (positionné à  $z = 6,07$  m) en rejetant les événements en coïncidence temporelle avec un signal dans un des compteurs de l'AKS (dans  $\pm 5$  ns). Comme dans l'analyse du mode  $K_L$ , on considère les kaons de plus de 40 GeV qui se sont désintégrés avec  $z < 90$  m. On retient les candidats  $K_S \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-$  dans le domaine de masse suivant :  $[M_K - 20, M_K + 15]$  (en  $\text{MeV}/c^2$ ).

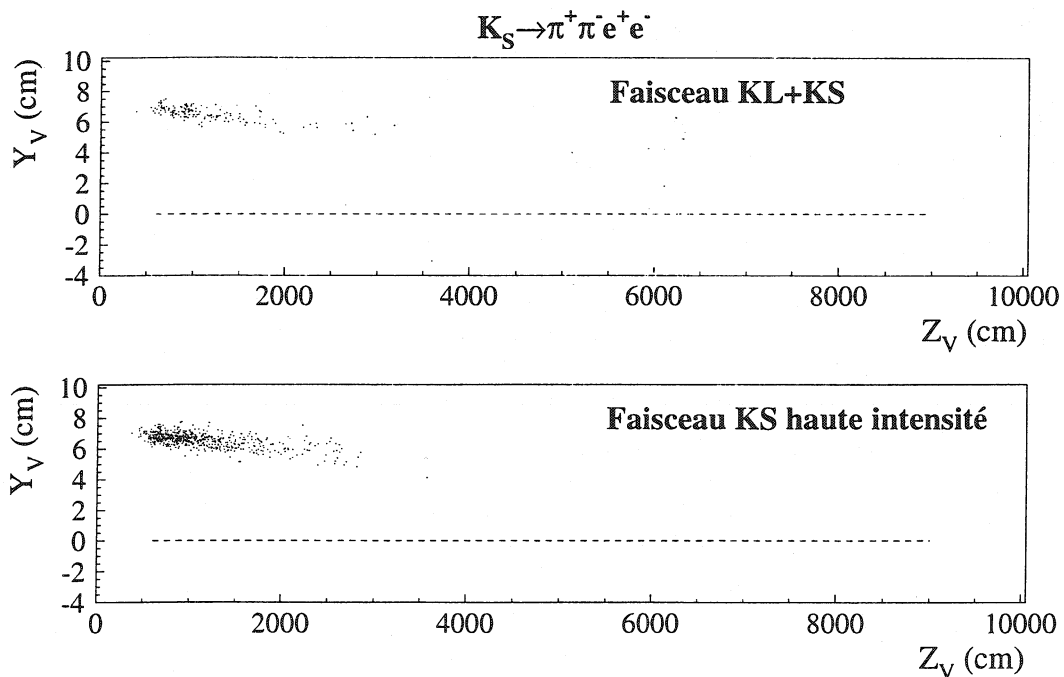


FIG. 9.1 – Position du vertex dans le plan vertical après toutes les coupures de sélection.

Les limites imposées sur les centres de gravité  $R_{COLL}$  et  $R_{COG}$  sont déterminées par le profil du faisceau et sont donc sensiblement différentes de celles appliquées sur les  $K_L$  :

$$\begin{aligned} R_{COLL} &< 2,5 \text{ cm} \\ R_{COG} &< 8 \text{ cm} \end{aligned} \quad (9.1)$$



La direction de vol du kaon est calculée à partir de la cible  $K_S$ . Celle-ci étant placée proche de la région de désintégration, la résolution sur l'impulsion transverse est moins bonne que celle obtenue avec le faisceau  $K_L$ . On impose ici :

$$P_{\perp}^2 < 0,02 (\text{GeV}/c)^2 \quad (9.2)$$

La problématique liée aux désintégrations en  $K_S \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$  suivies d'une conversion du photon dans la matière est exactement la même dans les modes  $K_L$  et  $K_S$ . Ces désintégrations sont éliminées de la même façon en imposant que la position longitudinale des paires de particules soit reconstruite bien en amont de la fenêtre de kevlar ( $Z_V(ij) < 90$  m) et en rejetant de surcroît les événements où la séparation des deux électrons dans la première chambre est inférieure à 2 cm.

Pour les autres sources de bruit de fond, la situation n'est plus tout à fait identique à celle rencontrée dans le faisceau  $K_L$ . Le canal  $K_S \rightarrow \pi^+\pi^-\pi_D^0$  est nettement défavorisé avec un rapport d'embranchement de  $3,8 \times 10^{-9}$ . Il ne présente pas de danger de contamination et ne peut pas être utilisé ici comme mode de normalisation. En revanche, comme des quantités égales de  $K_L$  et de  $K_S$  sont produites sur la cible, les désintégrations  $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi_D^0$  originaires de la cible  $K_S$  constituent une source de bruit de fond potentielle, bien moins importante cependant que dans le mode  $K_L$  (voir figure 9.2). Une limite supérieure à 0 est placée sur la valeur de la variable  $P_0'^2$  pour éliminer le maximum de ces désintégrations avec une perte minimale de signal. La simulation du mode  $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi_D^0$  prédit une contamination du signal de  $0,40 \pm 0,16$  événement. En supprimant la coupure sur la variable  $P_0'^2$ , on attend un bruit de fond de  $1,8 \pm 0,3$  événement.

La présence simultanée de deux désintégrations  $K_S \rightarrow \pi^+e^-\bar{\nu}_e$  et  $K_S \rightarrow \pi^-e^+\nu_e$  est très peu probable vu leur faible rapport d'embranchement. Même dans le cas du  $K_L$ , les taux des désintégrations semi-leptoniques dans la région fiducielle du détecteur NA48 sont trop faibles pour donner une contribution visible au bruit de fond.

Le mode dominant la désintégration du  $K_S$ , le canal en deux pions chargés, conduit à l'état final recherché lorsqu'il est accidentellement accompagné de deux électrons — provenant par exemple de la conversion d'un photon dans les collimateurs. Ces événements — clairement visibles sur la figure 9.3 — sont éliminés en exigeant que la masse invariante des deux pions ne reproduisent pas celle du kaon dans une fenêtre de  $\pm 7 \text{ MeV}/c^2$ .

Les baryons  $\Lambda$  ou  $\bar{\Lambda}$  sont largement présents dans le faisceau  $K_S$ , qu'ils soient produits directement dans la cible ou qu'ils proviennent de désintégrations d'hypérons ( $\Xi \rightarrow \Lambda\pi_D^0$  par exemple). Les événements compatibles avec une désintégration  $\Lambda(\bar{\Lambda}) \rightarrow p\pi^-(\bar{p}\pi^+)$  sont exclus en appliquant une coupure sur la masse invariante des deux hadrons dans l'hypothèse où l'un est un proton (anti-proton) et l'autre un pion négatif (positif). On rejette ainsi les événements dont la masse  $m_{p\pi}$  tombe dans une fenêtre de  $4 \text{ MeV}/c^2$  autour de la masse du  $\Lambda$ .

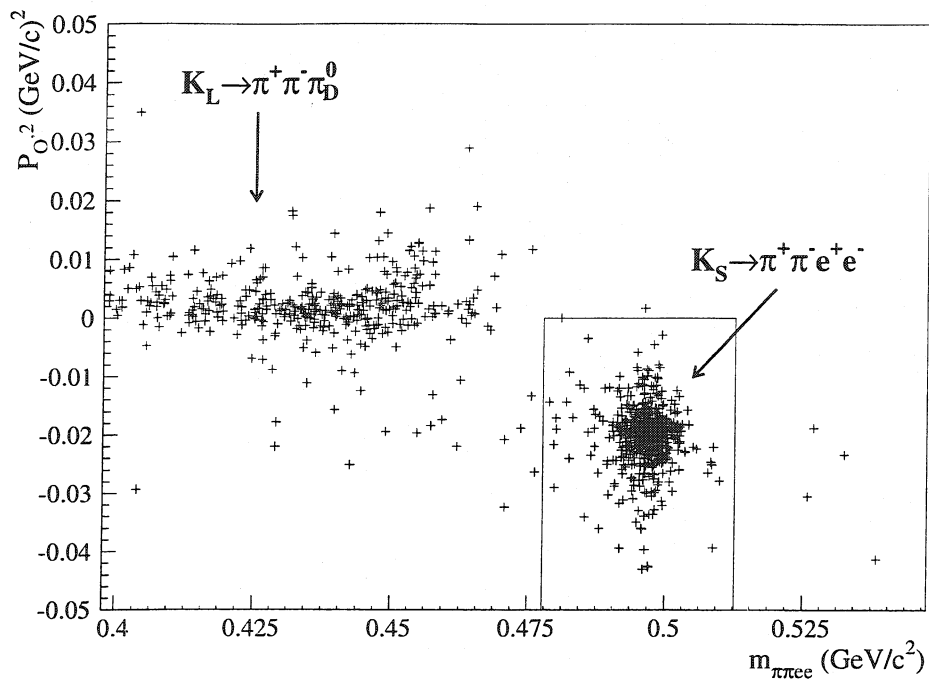


FIG. 9.2 – La variable  $P_0'^2$  en fonction de la masse invariante de l'ensemble  $\pi^+\pi^-e^+e^-$ .

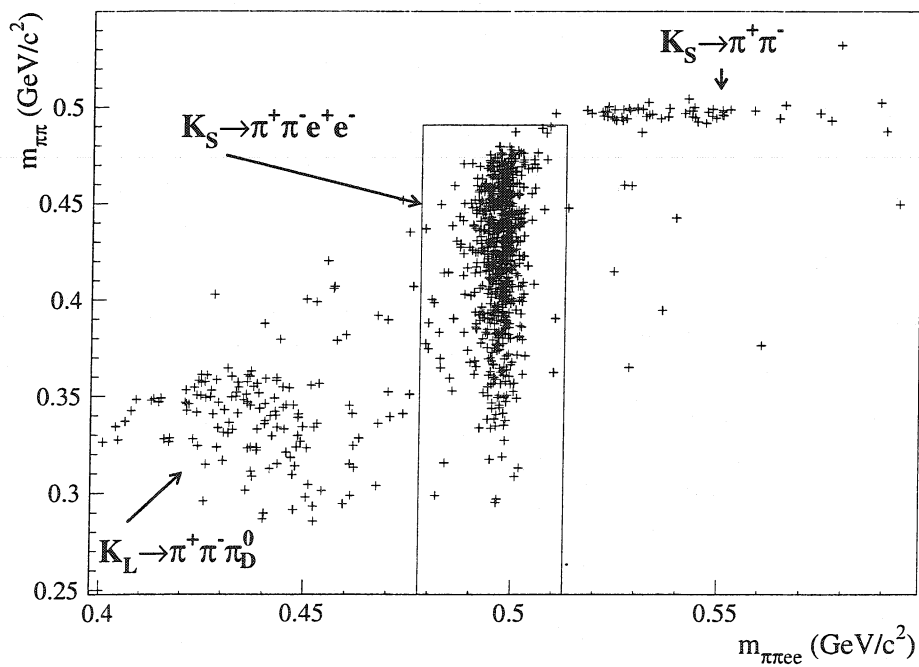


FIG. 9.3 – Masse invariante du système di-pion en fonction de celle de l'ensemble  $\pi^+\pi^-e^+e^-$ .

La distribution de la masse invariante  $m_{\pi^+\pi^-e^+e^-}$  des événements survivant à cette sélection est portée sur la figure 9.4. La simulation en faisceau KS des désintégrations  $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi_D^0$ , normalisée aux événements complètement reconstruits, reproduit très bien le spectre des événements expérimentaux à basse masse invariante. La contribution du bruit de fond à la région du signal est négligeable. Le nombre de candidats observés au cours des différentes périodes de prise de données est reporté dans le tableau 9.1. Pour le calcul de l'acceptance,  $5 \times 10^5$  désintégrations  $K_S \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  sont simulées avec des énergies comprises entre 35 et 350 GeV et dans une région de désintégration allant de l'AKS à la fenêtre de kevlar ; 15 895 candidats sont retenus ce qui représente une acceptance de 3,18%. La réduction du nombre d'événements en fonction des différents critères de sélection est résumée dans le tableau 9.2 pour les données et la simulation.

1998	50
1999	103
1999 haute intensité	615
total	768

TAB. 9.1 – Nombre de candidats  $K_S \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  après toutes les coupures.

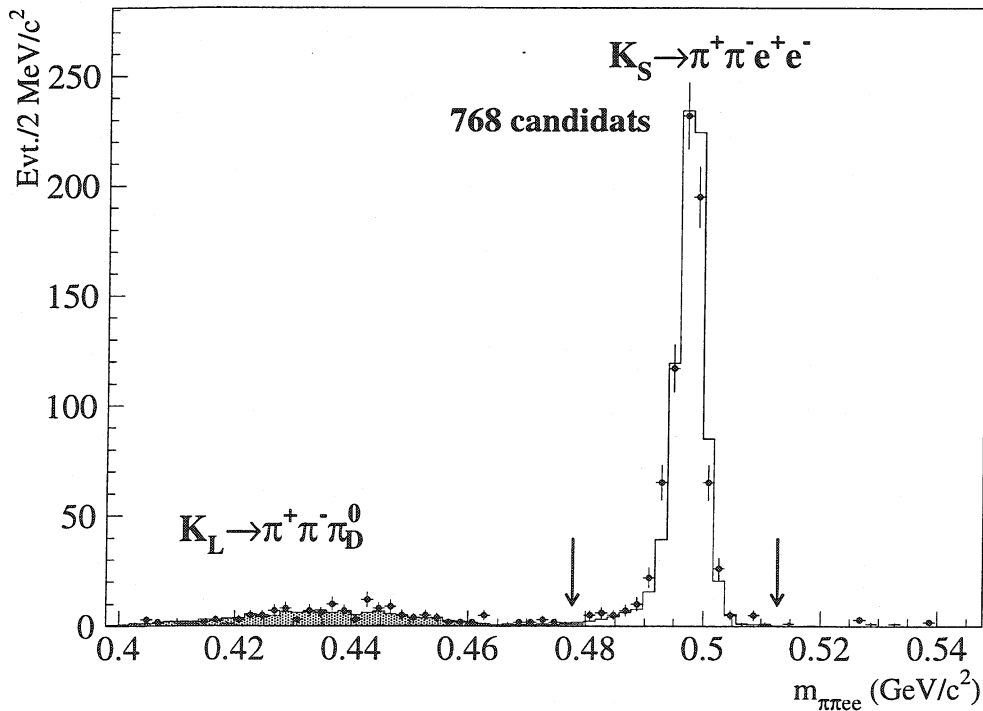


FIG. 9.4 – Distribution de la masse invariante  $m_{\pi^+\pi^-e^+e^-}$  après toutes les autres coupures de sélection. Les points noirs représentent les données ; l'histogramme hachuré donne la contribution des désintégrations  $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi_D^0$  prédite par la simulation, normalisée aux événements complètement reconstruits ; l'histogramme vide provient de la simulation du mode  $K_S \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  normalisé au nombre d'événements observés dans la région du signal.

Sélection	KL+KS	H.I.	$\Delta(\%)$	Simulation	$\Delta(\%)$
Produits					
$6,07 < Z_V < 96$ (m) , $35 < P_K < 350$ (GeV/c)				500 000	
Avec les quatre particules dans le détecteur				49 196	
Sélection primaire					
Déclenchement $4$ -traces ( $\times 10^6$ )	$\sim 450$			43 031	
filtre $4$ -traces ( $\times 10^6$ )	$\sim 50$			39 468	
Coupures préliminaires					
• temps dans l'hodoscope, $P > 2$ GeV/c et $15 < R_{LKR} < 120$ cm					
• $Y_{COLL} > 4$ cm, $R_{COG} < 10$ cm et $P_{\perp}^2 < 0,2$ (GeV/c) <sup>2</sup>					
Identification des particules					
$\pi^+ \pi^- e^+ e^-$	80 140	34 019		26 370	
Qualité de reconstruction					
$\chi_{traces}^2 < 25$	74 151	32 860	(2,2)	25 805	(1,2)
$\chi_{vertex}^2 < 50$	53 610	27 863	(1,7)	24 668	(0,5)
Distance aux cellules mortes	50 967	26 774	(4,2)	23 454	(4,8)
$R_{DC} > 12$ cm	32 165	20 949	(11,0)	19 991	(14,6)
$P_{\pi} > 5$ GeV/c	12 037	20 300	(< 0,1)	19 975	(< 0,1)
Sélection $K_S$					
$ t_{tagger} - t_{\pi^+ \pi^- e^+ e^-}  < 1$ ns	10 813	—	(< 0,1)	—	—
Domaine d'étude					
$ t_{AKS} - t_{\pi^+ \pi^- e^+ e^-}  > 5$ ns	2 395	9 131	(43,5)	—	—
$Z_V < 90$ m	2 386	9127	(< 0,1)	19 974	(< 0,1)
$P_K > 40$ GeV/c	2 294	8 869	(< 0,1)	19 972	(< 0,1)
Particules surnuméraires					
$ t_{extra-trace} - t_{\pi^+ \pi^- e^+ e^-}  > 1$ ns	2 242	8 786	(0,3)	19 300	(1,8)
Simultanéité des quatre traces					
$ t_{ij} - t_{kl}  < 1$ ns ; $i, j, k, l = \{\pi^+, \pi^-, e^+, e^-\}$	2 207	7 943	(2,2)	—	—
Contraintes sur les paires					
$d_{DC1}(ee) > 2$ cm	1 311	4 592	(3,0)	17 040	(4,0)
$Z_V(ij) < 90$ m ( $i, j = \{\pi^+, \pi^-, e^+, e^-\}$ )	1 282	4 479	(2,9)	16 650	(2,3)
Détection des $\pi^0$					
$m_{e^+e^- \gamma} \notin [M_{\pi^0} - 25, M_{\pi^0} + 15]$ (MeV/c <sup>2</sup> )	834	2 865	(0,1)	16 632	(< 0,1)
Rejet des désintégrations $\Lambda \rightarrow p\pi^+$ , $\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{p}\pi^-$ et $K_S \rightarrow \pi^+\pi^-$					
$m_{p\pi^+}, m_{\bar{p}\pi^-} \notin [M_{\Lambda} - 4, M_{\Lambda} + 4]$ (MeV/c <sup>2</sup> )	386	1 388	(17,7)	16 333	(1,8)
$m_{\pi\pi} \notin [M_K - 7, M_K + 7]$ (MeV/c <sup>2</sup> )	374	1 333	(0,1)	16 330	(< 0,1)
Contraintes cinématiques					
$R_{COLL} < 2,5$ cm	346	1 249	(< 0,1)	16 329	(< 0,1)
$R_{COG} < 8$ cm	319	1 146	(2,4)	16 275	(0,5)
$P_{\perp}^2 < 2 \times 10^{-2}$ (GeV/c) <sup>2</sup>	315	1 126	(1,4)	16 207	(0,4)
$P_0^2 < 0$ (GeV/c) <sup>2</sup>	215	761	(0,6)	16 119	(0,5)
Domaine en masse					
$m_{\pi\pi ee} \in [M_K - 20, M_K + 15]$ (MeV/c <sup>2</sup> )	153	615	(21,0)	15 908	(1,3)

TAB. 9.2 – Résumé des coupures de sélection. Les pourcentages entre parenthèses indiquent la fraction de bons événements qui sont éliminés exclusivement par la coupure considérée.

### 9.1.3 Sélection du mode de normalisation

Le mode de normalisation choisi est le canal  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi_D^0$  où le kaon qui se désintègre est originaire de la cible KS. La statistique attendue dans ce mode n'est que d'un facteur 2 environ supérieure à celle du signal. On profite cependant du fait que, les deux modes étant topologiquement très proches, les inefficacités de déclenchement ou de reconstruction se compensent au premier ordre dans le calcul du rapport d'embranchement.

La sélection des événements  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi_D^0$  issus du faisceau KS est très similaire à celle du signal. En plus des quatre particules chargées, on demande la présence d'un candidat photon, c.à.d. d'un amas dans le calorimètre électromagnétique en temps avec l'événement (dans  $\pm 4$  ns) et éloigné de plus de 15 cm de l'impact des quatre particules. Le photon est retenu si, associé aux deux électrons, la masse invariante  $m_{e^+e^- \gamma}$  reproduit celle du  $\pi^0$  dans l'intervalle  $[M_{\pi^0} - 25, M_{\pi^0} + 15]$  (en  $\text{MeV}/c^2$ ). A l'exception des contraintes sur la variable  $P_0^2$  et sur la masse  $m_{e^+e^- \gamma}$ , toutes les coupures utilisées pour la sélection du signal sont appliquées aux événements de normalisation. La distribution de la masse invariante des candidats  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi_D^0$  est portée sur la figure 9.5. Le tableau 9.3 donne le nombre d'événements observés au cours des différentes périodes de prises de données. Sur  $2 \times 10^6$  événements simulés dans les mêmes conditions que pour la simulation du signal, 28 094 survivent à la sélection, soit une acceptation de 1,40%.

1998	118
1999	283
1999 haute intensité	1 389
total	1790

TAB. 9.3 – Nombre de candidats  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi_D^0$  issus de la cible KS après toutes les coupures.

Lorsque l'expérience fonctionne avec les deux faisceaux KL et KS simultanés, ces derniers ont des intensités très différentes. Les désintégrations  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi_D^0$  issues du faisceau KL sont  $10^4$  fois plus fréquentes que celles provenant du faisceau KS. Les 401 événements observés pendant ces prises de données sont donc susceptibles de contenir des désintégrations issues du faisceau KL accidentellement en coïncidence avec un proton détecté dans le système d'étiquetage. Cette contamination est évaluée à partir de l'étude de l'activité dans le *tagger*. Le taux moyen de protons mesuré dans ce détecteur est d'environ 28 MHz, correspondant à une probabilité  $\mathcal{P} = 5,5\%$  de détecter au moins un proton dans une fenêtre aléatoire de 2 ns. Dans les données enregistrées à l'intensité nominale, on observe  $n_0 = 103$  événements qui ne sont pas temporellement associés à un proton et qui satisfont tous les autres critères de sélection. L'inefficacité de l'étiquetage étant complètement négligeable (de l'ordre de  $10^{-3}$ ), ces désintégrations proviennent effectivement du faisceau KL. Entrent dans la sélection du mode de normalisation, les événements accidentellement en temps avec un proton. On en attend  $n_{et}$  :

$$n_{et} = \frac{\mathcal{P}}{1 - \mathcal{P}} n_0 = 6 \pm 1 \quad (9.3)$$

où l'incertitude indiquée combine l'erreur statistique sur les 103 événements hors de la fenêtre d'étiquetage et une erreur systématique de  $\pm 10\%$  sur l'évaluation du taux de protons.

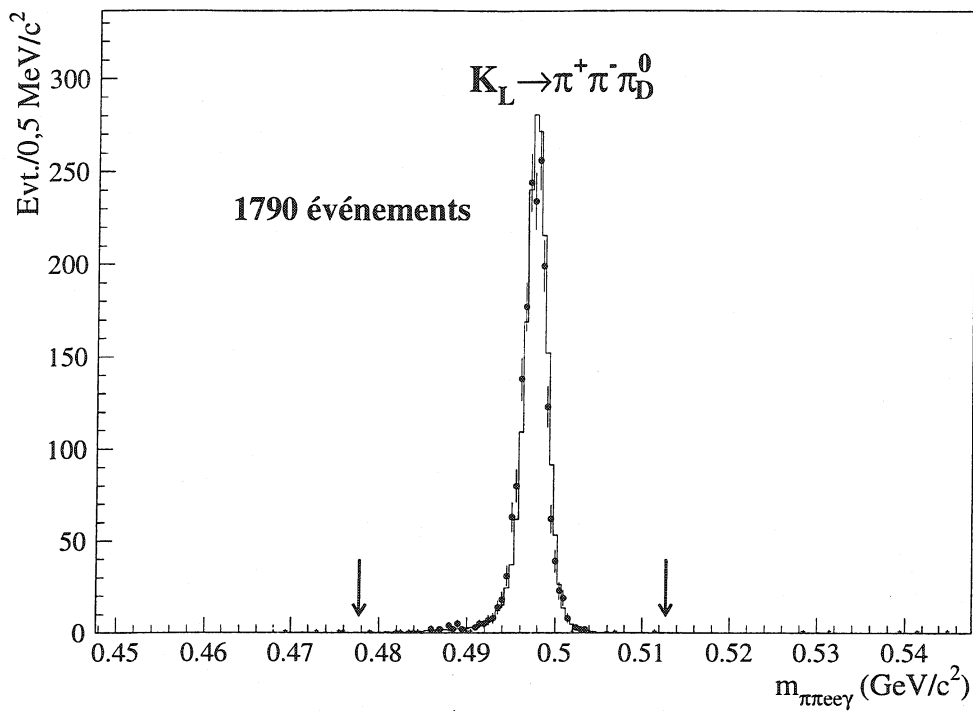


FIG. 9.5 – Distribution de la masse invariante  $m_{\pi^+\pi^-e^+e^-}$  après toutes les coupures de sélection. Les points représentent les données, l'histogramme provient de la simulation du mode normalisé au nombre d'événements observés dans les données.

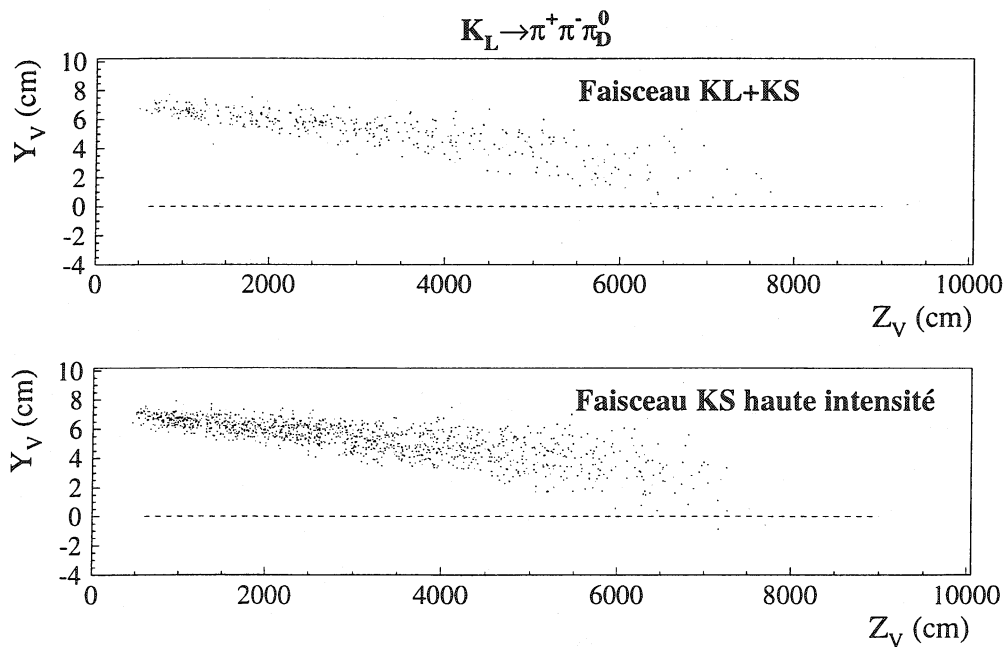


FIG. 9.6 – Position du vertex dans le plan vertical  $Y_V$ .

La contamination par le faisceau KL est donc maintenue à un niveau très bas grâce à l'efficacité du système d'étiquetage et à la coupure cinématique sur le point de passage du kaon à l'entrée de la région de désintégration ( $R_{COLL}$ ). La position du vertex dans le plan vertical est représentée sur la figure 9.6. Notons que sur les 6 événements de bruit de fond, 5 sont attendus au-delà d'une trentaine de mètres après la cible, dans la région où les deux faisceaux KL et KS se croisent.

Les autres sources de bruit de fond sont négligeables. Le nombre total de désintégrations observées dans le mode de normalisation est donc :

$$N_{obs}(K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi_D^0) = 1784 \pm 42 \quad (9.4)$$

#### 9.1.4 Comparaison des données et de la simulation

L'accord entre les données et la simulation est illustré dans cette section sur quelques distributions caractéristiques.

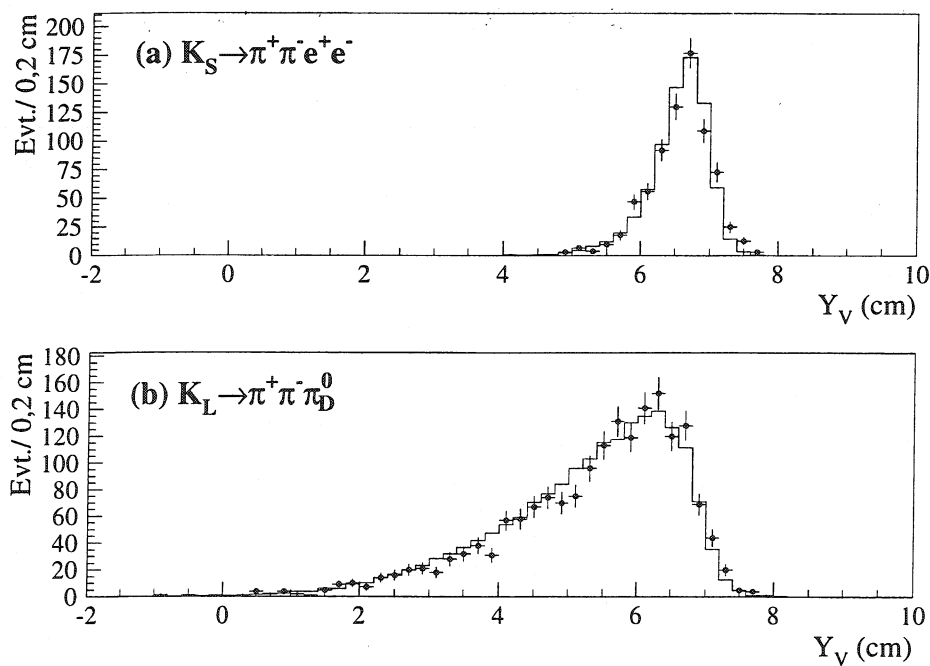


FIG. 9.7 – Projection du vertex reconstruit sur l'axe vertical.

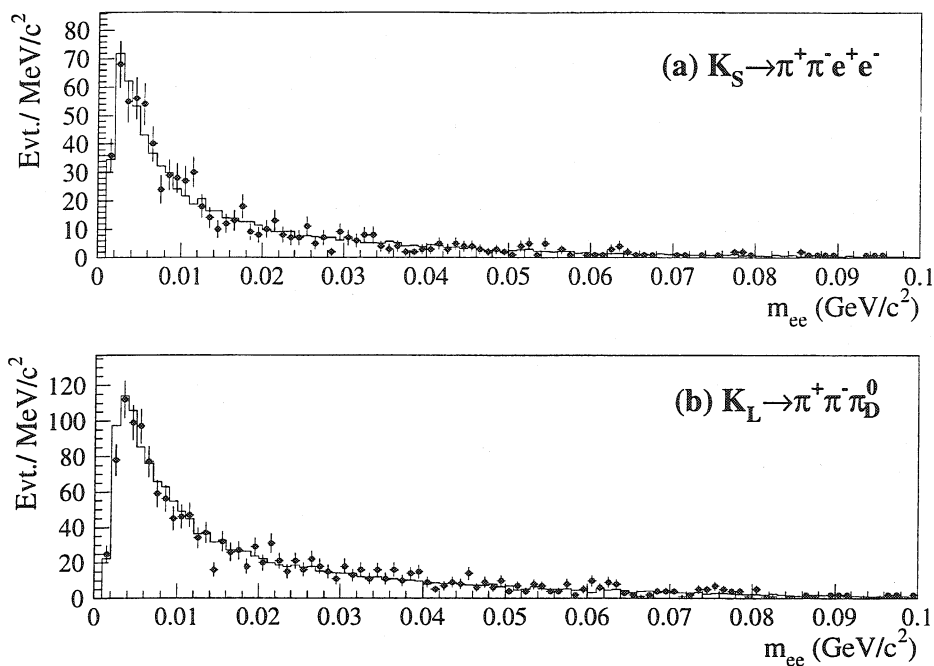


FIG. 9.8 – Masse invariante du système di-électron.

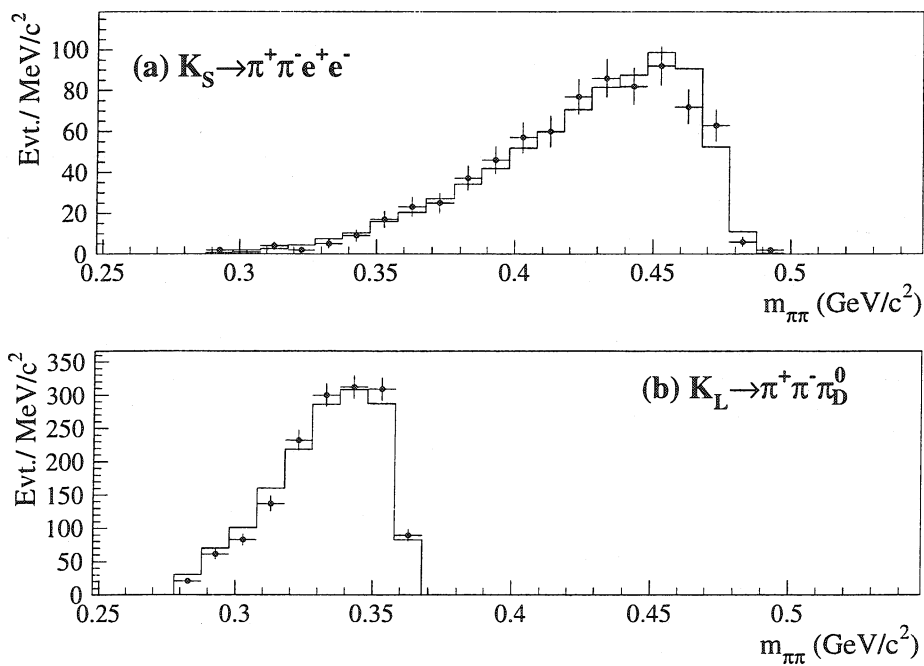


FIG. 9.9 – Masse invariante du système di-pion.

tel:003360552, version 1 - 26 May 2009



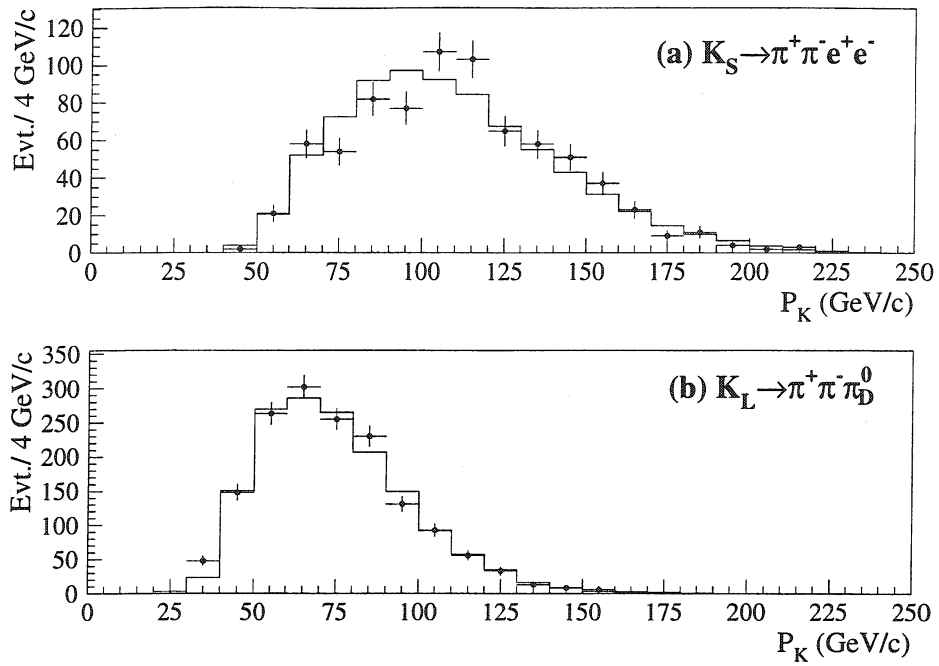
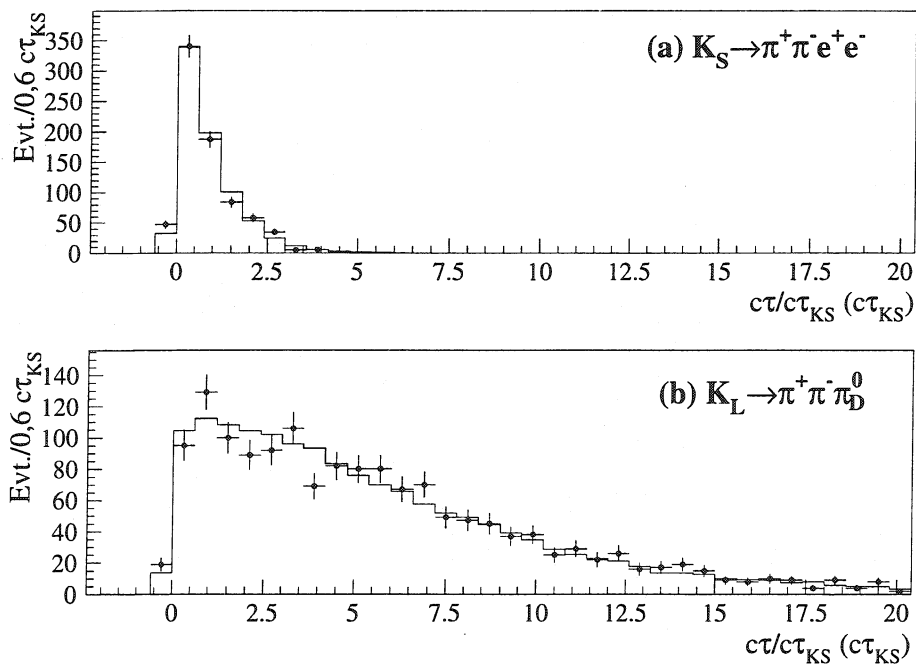


FIG. 9.10 – Distribution de l'impulsion du kaon.

FIG. 9.11 – Temps de vie dans le référentiel propre du kaon (en unité de temps de vie du  $K_S$ ).

## 9.2 Rapport d'embranchement

Le rapport d'embranchement du canal  $K_S \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-$  est calculé relativement à celui du mode  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0_D$ . En faisant l'hypothèse que les efficacités de déclenchement et de reconstruction sont identiques pour le signal et la normalisation, il est donné par :

$$\frac{BR(K_S \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-)}{BR(K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0_D)} = \frac{N_{obs}(K_S \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-) / (A(K_S \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-) \times \Phi(K_S))}{N_{obs}(K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0_D) / (A(K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0_D) \times \Phi(K_L))} \quad (9.5)$$

où  $\Phi(K_L)$  et  $\Phi(K_S)$  désignent respectivement les nombres de  $K_L$  et de  $K_S$  avec une impulsion supérieure à 35 GeV/c qui se désintègrent entre l'AKS et la fin du volume fiduciel ( $z = 96$  m), c.à.d. dans le domaine de production choisi pour le calcul de l'acceptance. Contrairement à la mesure effectuée dans le mode  $K_L$ , les flux de kaons ne se compensent pas dans ce rapport. Les  $K_L$  et les  $K_S$  de plus de 35 GeV/c sont créés en quantité égale dans l'angle solide défini par les collimateurs, mais les fractions  $\varphi_L$  et  $\varphi_S$  de ceux qui se désintègrent dans le volume fiduciel sont très différentes. Ces dernières sont estimées avec la simulation : le spectre de production des kaons est ajusté avec les abondantes désintégrations  $K_S \rightarrow \pi^+ \pi^-$  (voir § 7.1.3 p. 108) et les fractions  $\varphi_L$  et  $\varphi_S$  sont mesurées en produisant respectivement  $10^6$   $K_L$  et  $0,2 \times 10^6$   $K_S$  au-delà du seuil de 35 GeV/c. Il vient :

$$\varphi_L = (3,81 \pm 0,02(stat.))\% \quad \text{et} \quad \varphi_S = (25,45 \pm 0,1(stat.))\% \quad (9.6)$$

Le rapport de flux qui intervient dans la formule (9.5) vaut donc :

$$\frac{\Phi(K_L)}{\Phi(K_S)} = \frac{\varphi_L}{\varphi_S} = 0,150 \pm 0,001(stat.) \quad (9.7)$$

où les incertitudes indiquées découlent de la statistique utilisée dans la simulation. Avec les acceptances déterminées précédemment —  $A(K_S \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-) = (3,18 \pm 0,03)\%$  et  $A(K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0_D) = (1,41 \pm 0,01)\%$  — on obtient le rapport d'embranchement de

$$BR = (4,28 \pm 0,18) \times 10^{-5} \quad (9.8)$$

où l'incertitude reflète uniquement l'erreur statistique associée aux nombres d'événements observés dans les deux modes.

### Effet de l'activité accidentelle et des efficacités de déclenchement.

Comme pour la mesure du rapport d'embranchement dans le mode  $K_L$ , les inefficacités de déclenchement sont supposées identiques pour le signal et la normalisation. On évalue avec la simulation l'efficacité de l'algorithme du système de déclenchement de niveau 2 :

$$\begin{aligned} \varepsilon(K_S \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-) &= (98,21 \pm 0,11)\% \\ \varepsilon(K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0_D) &= (98,85 \pm 0,08)\% \end{aligned} \quad (9.9)$$

La différence observée entre les deux modes conduit à une correction très petite de  $1,006 \pm 0,001$  sur le rapport d'embranchement. L'effet de l'activité accidentelle sur les efficacités de déclenchement et de reconstruction est évalué comme dans le mode  $K_L$ , en tenant compte de l'augmentation des taux de surcharge pendant les prises de données à haute intensité, et induit une incertitude systématique de 2,6%. Notons toutefois que la variation du rapport d'embranchement lorsque les événements avec surcharge sont exclus est de  $(4,0 \pm 2,4)\%$ . En ajoutant

en quadrature les contributions provenant des incertitudes systématiques du déclenchement de niveau 1 et de l'algorithme de reconstruction de niveau 2 (cf. § 8.3.2.3 p. 165), la valeur estimée de l'incertitude systématique globale concernant le système de déclenchement et l'activité accidentelle devient  $2,8\%$ .

### Effet du spectre en impulsion.

Le calcul des acceptances dépend de la forme du spectre de production utilisé dans la simulation. Les spectres visibles dans la simulation — après sélection des événements — sont en bon accord avec les distributions expérimentales. Leurs rapports sont portés sur la figure 9.12 pour le signal et la normalisation. Les pentes des droites ajustées sur chacun d'eux sont compatibles avec zéro et sont déterminées avec des incertitudes de l'ordre de  $10^{-3} (\text{GeV}/c)^{-1}$ . Le spectre de production est modifié linéairement pour améliorer l'accord entre les données et la simulation pour l'ensemble des deux modes. Après cette correction, le rapport d'embranchement varie de  $(-0,5 \pm 2,4)\%$ , où l'erreur présentée rend compte de l'incertitude sur l'ajustement du spectre.

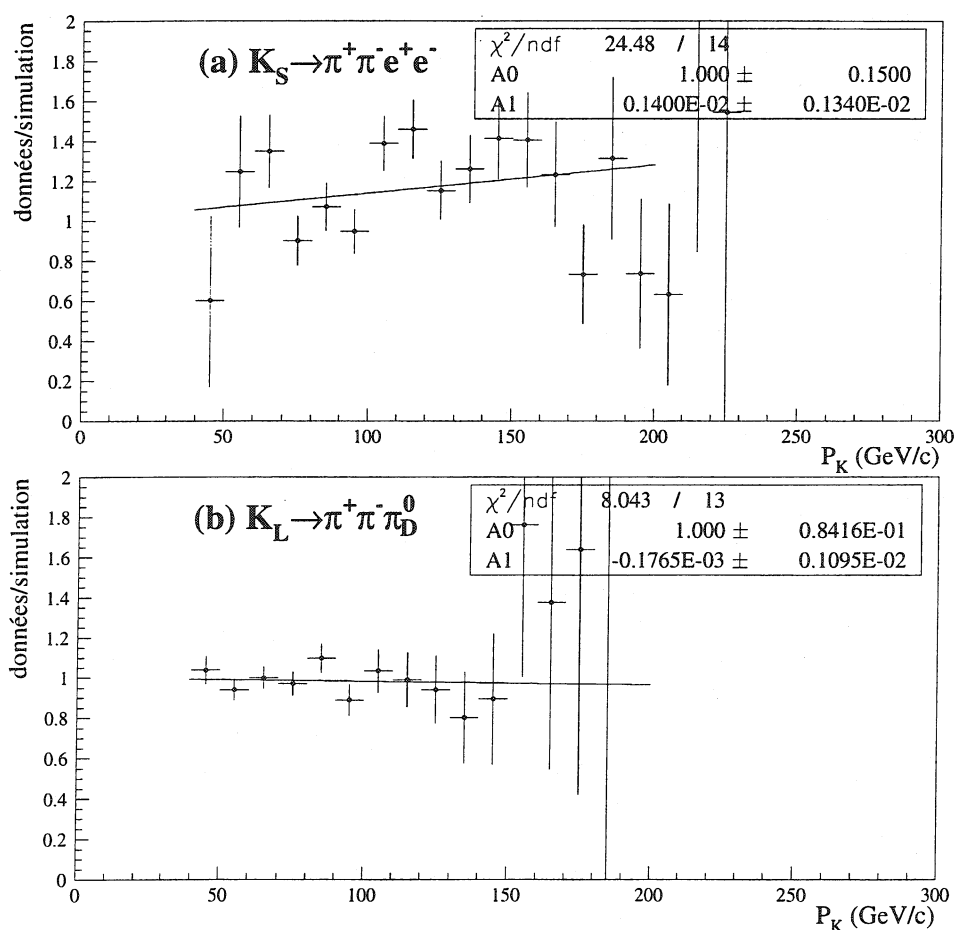


FIG. 9.12 – Rapport des spectres d'impulsion données/simulation.

**Effet des coupures de sélection.**

La stabilité du rapport d'embranchement est vérifiée en modifiant légèrement les critères de sélection. La figure 9.13 présente la variation de la mesure quand on applique les ensembles de coupures suivantes :

- a. Relâchement de nombreux critères (augmentation de la statistique d'environ 5 %) :
  - contraintes moins sévères sur la qualité des traces et des vertex ( $\chi_{vertex,trace}^2 < 100$ );
  - suppression de la coupure sur les traces supplémentaires;
  - pas de contrainte sur la simultanéité des paires de particules;
  - limites plus lâches sur les variables  $R_{COG}$  ( $< 10$  cm),  $P_{\perp}^2$  ( $< 0,2$  (GeV/c) $^2$ );
  - pas de coupure sur  $P_0'^2$ .
- b. La coupure en  $P_{\perp}^2$  est renforcée (0,01 (GeV/c) $^2$ ).
- c. Pas de contrainte sur la variable  $P_0'^2$ .
- d. Contrainte sur la masse invariante des deux électrons  $m_{ee} > 4$  MeV/c $^2$ .
- e. Fenêtre restreinte sur la masse invariante  $m_{\pi\pi ee}$  ( $[M_K - 0.15, M_K + 0.20]$  en MeV/c $^2$ ).
- f. Pas de coupure sur les cellules mortes dans le calorimètre.
- g. Région fiducielle réduite ( $Z_V < 40$  m).
- h. Identification des pions et des électrons plus sévère.
- i. Pas de coupure sur les traces supplémentaires.
- j. Relâchement de la coupure sur le rayon minimum des traces ( $R_{DC} > 10$  cm).

Les variations maximales observées (2%) donnent l'incertitude systématique associée aux critères de sélection et aux corrections d'acceptance.

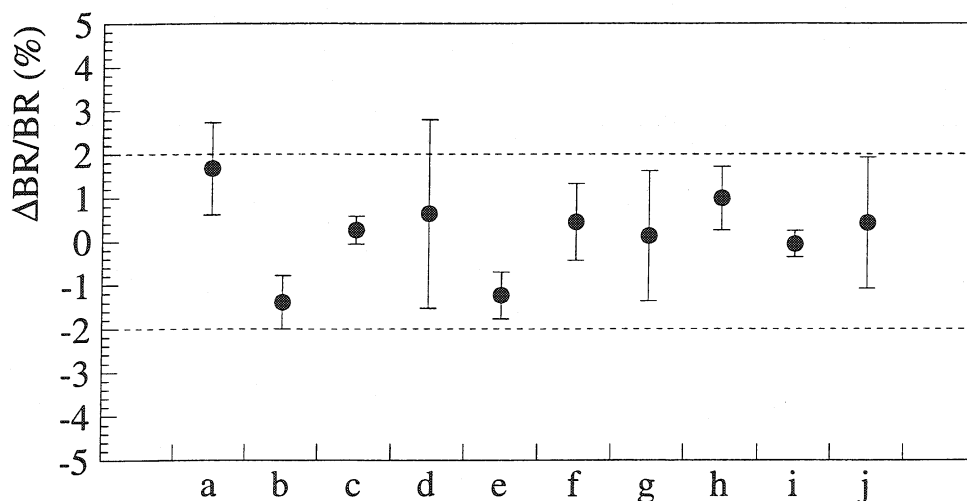


FIG. 9.13 – Variation du rapport d'embranchement avec les coupures de sélection (voir texte). Les barres d'erreur reflètent le changement de la statistique du signal et de la normalisation entre la sélection de référence et le nouvel ensemble.

### Effet des corrections radiatives.

Les corrections radiatives sont incluses dans la simulation. Pour quantifier l'effet de ce processus sur le rapport d'embranchement, les corrections d'acceptance sont recalculées en simulant le signal et la normalisation sans corrections radiatives. On observe alors une variation du rapport d'embranchement de  $(2,7 \pm 1,5)\%$ . L'amplitude de cette variation est prise de façon conservative comme l'incertitude due à la méconnaissance des effets radiatifs.

Source	$\sigma(BR)/BR(\%)$
Statistique de la simulation	1,0
Acceptance et sélection	2,0
Spectre de kaons	2,4
Corrections radiatives	2,7
Déclenchement et activité accidentelle	2,8
$BR(K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0_D)$	3,1

TAB. 9.4 – Récapitulatif des incertitudes systématiques sur la mesure du rapport d'embranchement.

### Résultat.

En prenant en compte les différentes corrections et incertitudes systématiques discutées ci-dessus, le rapport d'embranchement est :

$$BR(K_S \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-) = [4,28 \pm 0,18(stat.) \pm 0,26(syst.)] \times 10^{-5} \quad (9.10)$$

où l'incertitude statistique rend compte du nombre d'événements observés pour le signal et la normalisation, et l'erreur systématique est obtenue en additionnant en quadrature les contributions résumées dans le tableau 9.4. La stabilité du résultat en fonction de la période de prise de données est illustrée sur la figure 9.14.

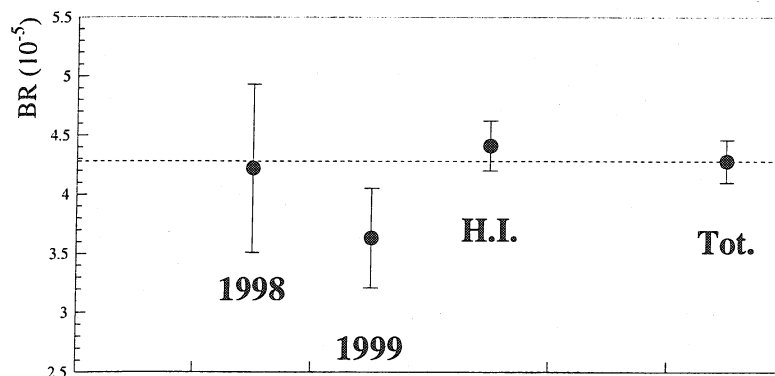


FIG. 9.14 – Rapport d'embranchement calculé en fonction des périodes de prise de données. Les barres d'erreur proviennent uniquement des incertitudes liées à la statistique accumulée.

### 9.3 Asymétrie

La contribution qui viole  $CP$  est négligeable dans la désintégration  $K_S \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-$  et par conséquent, aucune asymétrie n'est attendue dans la distribution de l'angle  $\phi$  entre les plans de désintégration des pions et des électrons. On observe en effet dans le détecteur une asymétrie compatible avec zéro :

$$\mathcal{A}_{obs} = \frac{N(\sin\phi\cos\phi > 0) - N(\sin\phi\cos\phi < 0)}{N(\sin\phi\cos\phi > 0) + N(\sin\phi\cos\phi < 0)} = (0,3 \pm 3,6(stat.))\% \quad (9.11)$$

Il en est de même pour l'asymétrie mesurée sur l'ensemble des événements produits dans la simulation ( $\mathcal{A}_{gen} = (-0,14 \pm 0,14(stat.))\%$ ) et celle mesurée après sélection ( $\mathcal{A}_{rec} = (0,8 \pm 0,8(stat.))\%$ ). En corrigeant les événements expérimentaux par l'acceptance (voir figure 9.15) avec la méthode utilisée pour le mode  $K_L$ , l'asymétrie devient :

$$\mathcal{A}_{cor} = [-0,8 \pm 3,6(stat.) \pm 1,2(syst.)]\%. \quad (9.12)$$

L'erreur statistique provient du nombre d'événements observés dans les données. L'incertitude systématique rend compte de l'erreur sur la statistique de la simulation (0,8%) ainsi que celle sur les coupures de sélection et d'acceptance (0,8%) et sur le spectre de production (0,5%). Les effets dus aux corrections radiatives et à l'activité accidentelle sont ici négligeables.

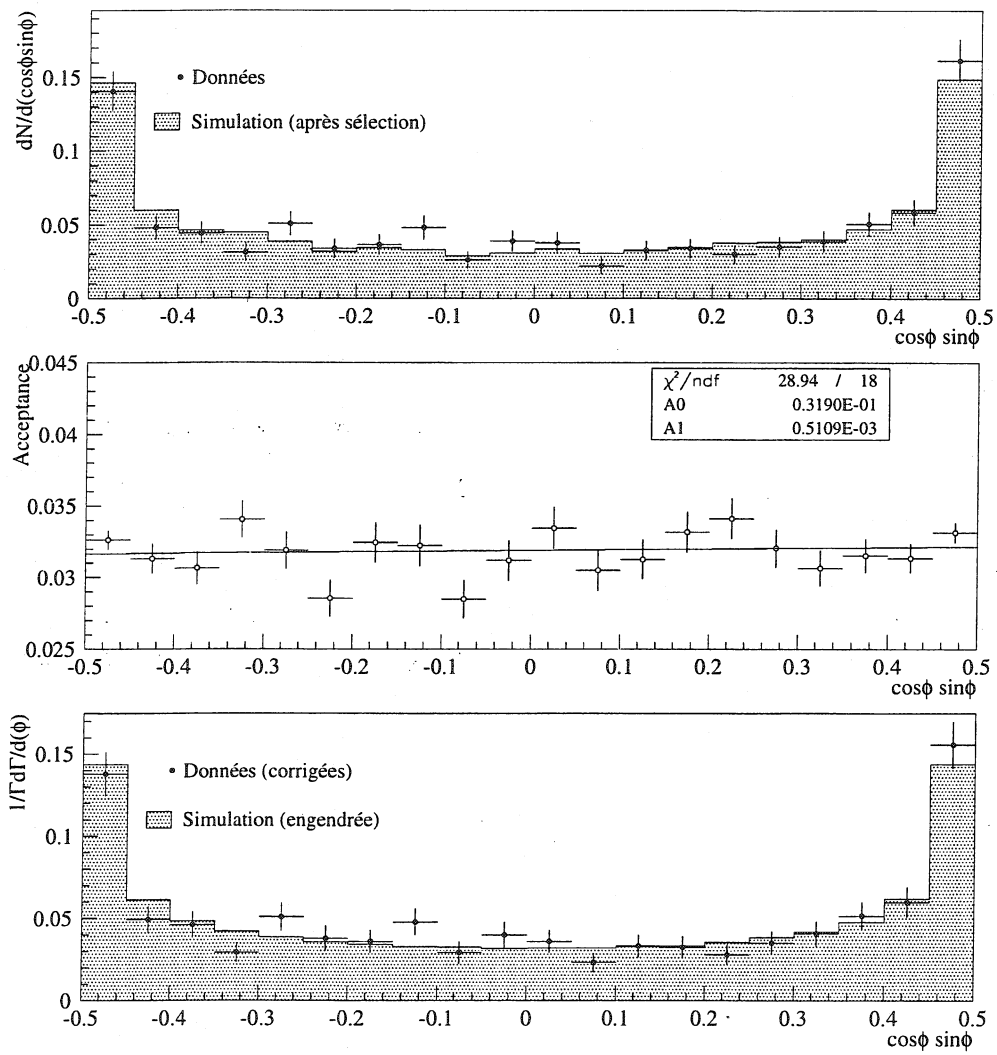


FIG. 9.15 – Correction d'acceptance sur la mesure de l'asymétrie.

tel-00388052, version 1 - 28 May 2009



# Chapitre 10

## Discussion

L'analyse des désintégrations  $K_{L,S} \rightarrow \pi^+\pi^-e^+e^-$  présentée dans les chapitres précédents a conduit aux mesures préliminaires de leur rapport d'embranchement et de l'asymétrie  $\mathcal{A}$  caractéristique de la violation de CP. La première partie de ce chapitre est consacrée à l'interprétation des résultats obtenus ainsi qu'à leur comparaison avec les prédictions théoriques et les mesures récentes faites par l'expérience KTeV. Par la suite, les points de l'analyse qui comportent des incertitudes systématiques importantes, notamment sur la détermination des rapports d'embranchement, sont discutés plus en détail.

### 10.1 Interprétation des résultats

#### 10.1.1 Le mode $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-e^+e^-$

L'analyse du mode  $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-e^+e^-$  a conduit à la mesure préliminaire du rapport d'embranchement :

$$BR(K_L \rightarrow \pi^+\pi^-e^+e^-) = [3,16 \pm 0,09(\text{stat.}) \pm 0,16(\text{syst.})] \times 10^{-7} \quad (10.1)$$

et à la mise en évidence, à près de 4 écarts standards, d'une valeur non nulle de l'asymétrie :

$$\mathcal{A}(K_L \rightarrow \pi^+\pi^-e^+e^-) = [13,8 \pm 2,8(\text{stat.}) \pm 2,4(\text{syst.})]\%. \quad (10.2)$$

La valeur du rapport d'embranchement (10.1) est en bon accord avec celle publiée en 1998 par la collaboration KTeV et qui porte sur l'observation de 46 événements [3] :

$$BR(K_L \rightarrow \pi^+\pi^-e^+e^-) = [3,2 \pm 0,6(\text{stat.}) \pm 0,4(\text{syst.})] \times 10^{-7}. \quad (10.3)$$

Plus récemment, cette même expérience a obtenu une mesure préliminaire du rapport d'embranchement qui est toutefois sensiblement supérieure à celle présentée dans ce travail [64] :

$$BR(K_L \rightarrow \pi^+\pi^-e^+e^-) = [3,63 \pm 0,11(\text{stat.}) \pm 0,14(\text{syst.})] \times 10^{-7}. \quad (10.4)$$

Les deux résultats préliminaires de KTeV et de NA48 ont des incertitudes statistique et systématique comparables mais diffèrent par 2,3 écarts standards une fois retirée la contribution de l'incertitude provenant du rapport d'embranchement  $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi_D^0$ , commune aux deux analyses.

101-00000002, version 1 - 26 May 2009

Sur le plan théorique, le modèle développé par P. Heiliger et L.M. Sehgal [2] prédit la valeur suivante du rapport d'embranchement (cf. éq (2.29) p. 38) :

$$\begin{aligned} BR_{th}(K_L \rightarrow \pi^+\pi^-e^+e^-) &= (1,4 \times 10^{-7})_{IB} + (1,8 \times 10^{-7})_{M1} + (4,5 \times 10^{-9})_{CR} \\ &\simeq 3,2 \times 10^{-7}, \end{aligned} \quad (10.5)$$

obtenue en utilisant des coefficients de couplage indépendants de l'énergie pour l'émission directe ( $g_{M1}$ ) et pour la contribution du rayon de charge ( $g_P$ ). Cette estimation est peu affectée si les paramètres du facteur de forme  $F$  déterminés expérimentalement au chapitre 8 sont utilisés, et si le coefficient de couplage  $g'_P$  est substitué à  $g_P$  :

$$\begin{aligned} BR_{th}(K_L \rightarrow \pi^+\pi^-e^+e^-) &= (1,4 \times 10^{-7})_{IB} + (1,9 \times 10^{-7})_{M1} + (1,0 \times 10^{-9})_{CR} \\ &\simeq 3,3 \times 10^{-7}. \end{aligned} \quad (10.6)$$

Les deux estimations (10.5) et (10.6) sont en très bon accord avec le résultat (10.1) présenté dans cette thèse.

Pour ce qui est de l'asymétrie  $\mathcal{A}$ , la mesure obtenue reproduit bien la valeur prédite ( $\sim 14\%$ ) par P. Heiliger et L.M. Sehgal [2], mettant clairement en évidence la non-conservation de CP dans le processus  $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-e^+e^-$ . Elle est en outre en excellent accord avec la valeur publiée en 1999 par la collaboration KTeV et qui repose sur l'observation de  $1811 \pm 43$  événements :

$$\mathcal{A} = [13,6 \pm 2,5(stat.) \pm 1,2(syst.)]\%. \quad (10.7)$$

### 10.1.2 Le mode $K_S \rightarrow \pi^+\pi^-e^+e^-$

Ce canal a été observé pour la première fois dans l'expérience NA48. Une mesure du rapport d'embranchement, basée sur la statistique de 56 événements enregistrés pendant la prise de données de 1998 [63], a été publiée en 2000 :

$$BR(K_S \rightarrow \pi^+\pi^-e^+e^-) = [4,5 \pm 0,7(stat.) \pm 0,4(syst.)] \times 10^{-5}. \quad (10.8)$$

Le résultat obtenu ici avec toute la statistique accumulée pendant les prises de données de 1998 et 1999 améliore significativement cette première détermination :

$$BR(K_S \rightarrow \pi^+\pi^-e^+e^-) = [4,28 \pm 0,18(stat.) \pm 0,26(syst.)] \times 10^{-5}. \quad (10.9)$$

L'incertitude systématique sur la mesure du rapport d'embranchement  $K_S \rightarrow \pi^+\pi^-e^+e^-$  est plus élevée que pour le canal  $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-e^+e^-$ . En effet, dans le cas de la désintégration du  $K_S$ , le choix du mode de normalisation  $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi_D^0$ , bien qu'il présente des avantages évidents, rend la mesure du rapport d'embranchement plus sensible aux corrections d'acceptance et à la connaissance des spectres de production des  $K_S$  et des  $K_L$ .

Comme le canal  $K_S \rightarrow \pi^+\pi^-e^+e^-$  est complètement dominé par le terme de bremsstrahlung interne (IB), la mesure de  $BR(K_S \rightarrow \pi^+\pi^-e^+e^-)$  permet de déduire la contribution qui n'est pas invariante sous CP dans la désintégration du  $K_L$  (cf. § 2.4 p. 48) :

$$BR(K_L \rightarrow \pi^+\pi^-e^+e^-)|_{IB} = (1,3 \pm 0,1) \times 10^{-7}, \quad (10.10)$$

en accord avec le premier terme de l'équation (10.5).

Par ailleurs, la valeur mesurée de l'asymétrie  $\mathcal{A}$  dans le mode  $K_S \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-$  est compatible avec la valeur nulle prédite par les modèles ne prenant en compte que le terme dominant IB. Ce résultat démontre de plus que la valeur importante de l'asymétrie mesurée dans la désintégration correspondante du  $K_L$  n'est pas due à un effet instrumental.

### 10.1.3 Facteur de forme et contribution due au rayon de charge

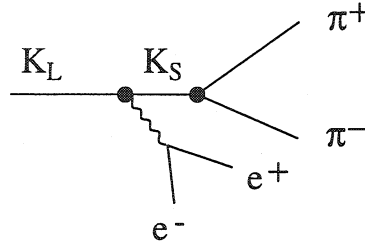


FIG. 10.1 – Diagramme de la contribution due au rayon de charge du  $K^0$ .

Dans le modèle développé par L.M. Sehgal et M. Wanninger [1] et P. Heiliger et L.M. Sehgal [2], le canal  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-$  est vu comme une désintégration  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma^* (\gamma^* \rightarrow e^+ e^-)$  où le photon est virtuel. Le fait que le photon ne soit pas sur sa couche de masse rend possible des contributions supplémentaires qui sont interdites dans le mode  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$ . Parmi celles-ci, les auteurs des articles [1] et [2] considèrent le cas particulier de la contribution due au rayon de charge du  $K^0$ . Si on considère le  $K^0$  comme un état lié des quarks  $\bar{s}$  et  $d$ , le quark  $\bar{s}$ , plus lourd, est confiné à des rayons plus petits que le quark  $d$  et donne au  $K^0$  un noyau chargé positivement. Il fait apparaître dans l'amplitude de désintégration un terme dont le coefficient de couplage  $g_P$  est relié au rayon de charge carré moyen du  $K^0$ ,  $\langle R^2 \rangle_{K^0}$  [1, 2, 28] :

$$g_P = -\frac{1}{3} \langle R^2 \rangle_{K^0} M_K^2 \simeq 0,15. \quad (10.11)$$

P. Heiliger et L.M. Sehgal proposent une modification de ce terme pour rendre compte de l'amplitude  $K_S \rightarrow \pi^+ \pi^-$  hors de la couche de masse du  $K_S$ . Le coefficient de couplage devient alors :

$$g'_P = g_P \frac{m_{\pi\pi}^2 - M_\pi^2}{M_K^2 - M_\pi^2}. \quad (10.12)$$

Le taux de désintégration correspondant à ces deux paramétrisations est présenté sur la figure 10.2 en fonction de la masse invariante des deux électrons. Notons que l'amplitude du terme associé au rayon de charge du  $K^0$  est diminuée d'environ un facteur 5 avec l'utilisation du coefficient  $g'_P$ .

La collaboration KTeV a déterminé les paramètres du facteur de forme en utilisant le coefficient  $g_P$  qui ne contient aucune dépendance en énergie [4] :

$$\begin{aligned} a_1/a_2 &= -0,72 \pm 0,028(stat.) \pm 0,009(syst.) \text{ (GeV}^2\text{) et} \\ \tilde{g}_{M1} &= 1,35_{-0,17}^{+0,20}(stat.) \pm 0,04(syst.). \end{aligned} \quad (10.13)$$

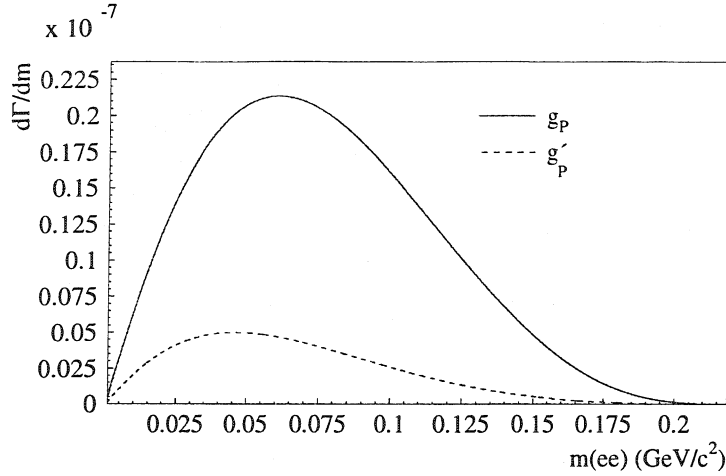


FIG. 10.2 – Taux de désintégration en fonction de la masse invariante des deux électrons de la composante due au rayon de charge pour les deux paramétrisations proposées par P. Heiliger et L.M. Sehgal [2].

En adoptant cette même valeur  $g_P$  pour la contribution du rayon de charge, les paramètres déterminés dans cette thèse valent :

$$\begin{aligned} a_1/a_2 &= -0,82^{+0,07}_{-0,11}(\text{stat.}) \pm 0,03(\text{syst.}) \text{ (GeV}^2\text{)} \text{ et} \\ \tilde{g}_{M1} &= 0,93 \pm 0,23(\text{stat.}) \pm 0,05(\text{syst.}). \end{aligned} \quad (10.14)$$

Les écarts avec les résultats de KTeV sont respectivement de 1,2 et 1,8 déviations standards pour  $a_1/a_2$  et  $\tilde{g}_{M1}$ . Soulignons que les fortes corrélations qui existent entre ces deux paramètres rendent leur extraction difficile.

Lorsqu'on introduit, avec le coefficient  $g'_P$ , la dépendance en énergie du couplage de la composante CR, les valeurs obtenues des paramètres  $a_1/a_2$  et  $\tilde{g}_{M1}$  s'écartent significativement de ces résultats :

$$\begin{aligned} a_1/a_2 &= -0,88^{+0,09}_{-0,15}(\text{stat.}) \pm 0,03(\text{syst.}) \text{ (GeV}^2\text{)} \text{ et} \\ \tilde{g}_{M1} &= 0,81 \pm 0,23(\text{stat.}) \pm 0,05(\text{syst.}). \end{aligned} \quad (10.15)$$

La taille donnée au terme dû au rayon de charge a donc une influence sensible sur la détermination des paramètres du facteur de forme  $F$ . En revanche, les mesures du rapport d'embranchement et de l'asymétrie, qui constituent les résultats importants de cette thèse, n'en dépendent que très peu.

Une détermination fiable des paramètres  $a_1/a_2$  et  $\tilde{g}_{M1}$  qui interviennent dans l'émission directe des processus  $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-e^+e^-$  ou  $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$ , est importante puisque dans certains modèles, ils sont reliés à l'angle de mélange  $\theta_{\eta-\eta'}$  des membres  $\eta$  et  $\eta'$  du nonet de SU(3). Pour étudier en détail le facteur de forme  $F$ , il apparaît nécessaire de bien comprendre les différentes contributions dans les amplitudes de désintégration. Dans le mode  $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-e^+e^-$ , une analyse plus complète consisterait par exemple à ajuster simultanément sur les données les trois

paramètres  $g_P(g'_P)$ ,  $a_1/a_2$  et  $\tilde{g}_{M1}$ . Soulignons que la collaboration KTeV présente une mesure préliminaire du coefficient  $g_P$  [64] :

$$g_P = 0,100 \pm 0,018(stat.) \pm 0,013(syst.), \quad (10.16)$$

en ayant cependant fixé préalablement les paramètres du facteur de forme  $F$  obtenus avec les mêmes données.

Dans le cadre du modèle chirale, l'analyse systématique du mode  $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-e^+e^-$  laisse apparaître que le terme dû au rayon de charge du  $K^0$  ne représente qu'une des contributions intervenant lorsque le photon est virtuel dans la désintégration  $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma^*$ . Par exemple, J.B. Elwood, M.B. Wise et M.J. Savage [18, 19] ont calculé le taux de désintégration de l'ensemble de ces termes en fonction d'un paramètre  $w_L$ , non connu de la théorie. Pour obtenir une indication de la valeur de  $w_L$ , le rapport d'embranchement  $BR(K_L \rightarrow \pi^+\pi^-e^+e^-)$  est mesuré pour différents seuils sur la masse invariante des deux électrons. Les résultats sont comparés avec les taux de désintégration donnés par le modèle chirale pour différentes valeurs de  $w_L$  [18, 19] (voir figure 10.3). Les données semblent favoriser les valeurs de  $w_L$  situées entre 1 et 3. Rappelons toutefois que les mesures du rapport d'embranchement présentées sur la figure 10.3 ont été obtenues en utilisant, pour la correction d'acceptance, le modèle phénoménologique avec les coefficients  $g'_P$ ,  $a_1/a_2$  et  $\tilde{g}_{M1}$ . Une détermination plus juste de  $w_L$  consisterait à inclure dans la génération Monte-Carlo l'élément de matrice complet du modèle chirale.

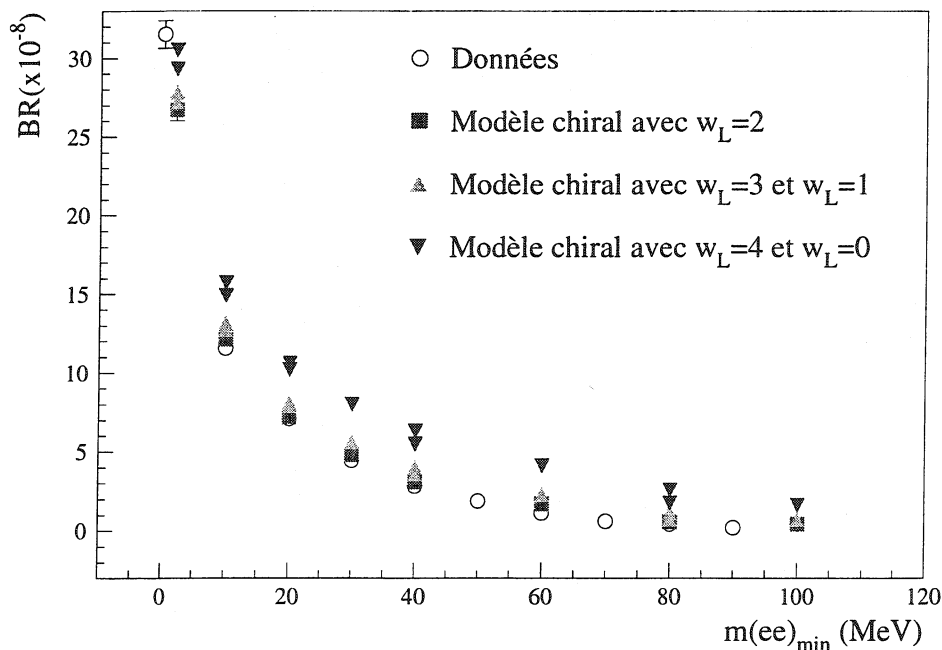


FIG. 10.3 – Taux de désintégration en fonction du seuil appliqué sur la masse invariante de la paire d'électrons pour les données et les prédictions du modèle chirale avec différentes valeurs de  $w_L$ .

## 10.2 Améliorations possibles de l'analyse

Les valeurs préliminaires des rapports d'embranchement et des asymétries présentées dans cette thèse sont entachées d'incertitudes systématiques dont certaines pourraient être diminuées sensiblement.

C'est le cas par exemple de celles associées aux corrections radiatives. Les incertitudes systématiques ont été évaluées ici en comparant les acceptances calculées à partir de lots d'événements simulés avec et sans corrections radiatives. Cette estimation est dominée par les erreurs statistiques liées à la quantité d'événements engendrés et donne une valeur pessimiste au vu de la taille des effets considérés. Des études en cours, réalisées avec une statistique élevée et en utilisant des seuils très bas sur l'énergie des photons émis, montrent que les effets radiatifs sont identiques pour le signal et la normalisation. Pour la mesure des rapports d'embranchement en particulier, les effets systématiques devraient rester au niveau de quelques pour mille.

D'autre part, la prise en compte dans l'analyse de l'activité accidentelle, et notamment son incidence sur les efficacités de déclenchement, repose fortement sur la simulation de plusieurs désintégrations de kaons dans la même fenêtre de temps. Toutefois, cette méthode ne permet pas de reproduire avec une grande précision les effets complexes associés à l'activité accidentelle dans le détecteur (e.g. bruit électronique, empilements de signaux, surcharge dans les systèmes de lecture, etc ... ) et les incertitudes sont par conséquent attribuées de manière conservative. Une évaluation plus fiable des corrections dues à l'activité accidentelle pourrait être effectuée en utilisant les événements aléatoires enregistrés au cours des prises de données, plus représentatifs des effets observés dans l'expérience, et qui seraient superposés aux événements de simulation. Cette technique, qui s'est montrée fructueuse pour la mesure de  $Re(\epsilon'/\epsilon)$ , permettrait d'évaluer de façon plus réaliste l'influence de l'activité accidentelle sur les mesures des rapports d'embranchement et d'asymétrie pour les modes  $K_{L,S} \rightarrow \pi^+\pi^-e^+e^-$ .

## Conclusion

Le travail présenté dans cette thèse porte sur l'étude des modes rares  $K_{L,S} \rightarrow \pi^+\pi^-e^+e^-$  dans le cadre de l'expérience NA48 du CERN. Il a permis d'affiner notre compréhension des processus radiatifs du type  $K_{L,S} \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma^{(*)}$ . L'observation de la polarisation du photon virtuel à travers la mesure de l'angle  $\phi$  entre les plans de désintégration des électrons et des pions offre en outre un moyen unique de sonder la violation de CP dans le système des kaons neutres.

Sur l'ensemble des données accumulées par l'expérience NA48 au cours des prises de données de 1998 et 1999, on a extrait un total de  $1285 \pm 37$  événements  $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-e^+e^-$  avec un rapport signal sur bruit de 41. La mesure préliminaire du rapport d'embranchement donne :

$$BR(K_L \rightarrow \pi^+\pi^-e^+e^-) = [3,16 \pm 0,09(\text{stat.}) \pm 0,16(\text{syst.})] \times 10^{-7}.$$

Pour ce qui est du mode  $K_S$ ,  $768 \pm 28$  candidats ont été observés avec un bruit de fond négligeable. La mesure préliminaire du rapport d'embranchement obtenue est :

$$BR(K_S \rightarrow \pi^+\pi^-e^+e^-) = [4,28 \pm 0,18(\text{stat.}) \pm 0,26(\text{syst.})] \times 10^{-5}.$$

Ces résultats sont en très bon accord avec les valeurs prédites par les modèles phénoménologiques actuels qui décrivent les processus  $K_{L,S} \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$  en termes des contributions de bremsstrahlung interne et d'émission directe.

En ce qui concerne les mesures de l'asymétrie  $\mathcal{A}$  dans la distribution de l'angle  $\phi$ , une analyse détaillée du canal  $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-e^+e^-$  fait apparaître une valeur différente de zéro à près de 4 écarts standards :

$$\mathcal{A}(K_L \rightarrow \pi^+\pi^-e^+e^-) = [13,8 \pm 2,8(\text{stat.}) \pm 2,3(\text{syst.})]\%.$$

Ce résultat met en lumière de façon non ambiguë la violation de CP dans cette voie. La valeur élevée de cette asymétrie, en excellent accord avec les prévisions théoriques, rend bien compte de la violation de CP dans le mélange  $K^0-\bar{K}^0$ . Par ailleurs, il a été vérifié que, dans le canal  $K_S \rightarrow \pi^+\pi^-e^+e^-$ , dominé par la composante de bremsstrahlung interne de valeur  $CP=+1$ , l'asymétrie est compatible avec zéro :

$$\mathcal{A}(K_S \rightarrow \pi^+\pi^-e^+e^-) = [-0,8 \pm 3,6(\text{stat.}) \pm 1,2(\text{syst.})]\%.$$

A compter de 2002, la collaboration NA48 démarrera un programme de physique dédié à l'étude de désintégrations rares à l'aide de faisceaux intenses de  $K_S$  et d'hypérons neutres. Les qualités du dispositif qui sera utilisé permettront alors d'accumuler plusieurs dizaines de milliers de désintégrations  $K_S \rightarrow \pi^+\pi^-e^+e^-$ . L'analyse détaillée de l'état final  $\pi^+\pi^-e^+e^-$  sera d'un intérêt particulier pour la recherche dans cette voie des faibles contributions d'émission directe (E1,M1,E2,...) et d'une éventuelle manifestation de la violation de CP.

# Annexes



## Annexe A

# Calcul du taux de désintégration

$$K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-$$

Un désaccord a été remarqué dans le comportement à basse masse invariante ( $e^+e^-$ ) des taux de désintégration  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-$  calculés dans les références [1] et [2]. Pour comprendre cette incohérence, nous avons repris le calcul de l'élément de matrice associé à la désintégration  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-$  en adoptant l'approche des auteurs [2], c.à.d en suivant le formalisme développé par Pais et Treiman [29] pour les modes Ke4 ( $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^\pm e^\mp \nu(\bar{\nu})$ ,  $K^\pm \rightarrow \pi^+ \pi^- e^\pm \bar{\nu}(\nu)$ ).

### A.1 Notations et calculs préliminaires

Les impulsions des particules participant à la désintégration sont notées :

$$K_L(K) \rightarrow \pi^+(p_+) \pi^-(p_-) e^+(k_1) e^-(k_2), \quad (\text{A.1})$$

et leurs masses sont données par :

$$M_K^2 = -K^2, \quad m_\pi^2 = -p_+^2 = -p_-^2, \quad m_e^2 = -k_1^2 = -k_2^2 \quad (\text{A.2})$$

Il est commode d'introduire les combinaisons indépendantes suivantes :

$$P = p_+ + p_-, \quad Q = p_+ - p_-, \quad L = k_1 + k_2, \quad N = k_1 - k_2 \quad (\text{A.3})$$

La désintégration est caractérisée cinématiquement par cinq variables indépendantes, choisies ici comme :

- $s_\pi = -P^2$ , le carré de la masse invariante du système  $\pi^+ \pi^-$ .
- $s_l = -L^2$ , le carré de la masse invariante du système  $e^+ e^-$ .
- $\theta_\pi$ , l'angle entre  $\vec{p}_+$  mesuré dans le centre de masse des deux pions et  $\vec{P}$  mesuré dans le référentiel propre du K.
- $\theta_l$ , similairement, est l'angle entre  $\vec{k}_1$  et  $\vec{L}$ .
- $\phi$ , l'angle entre  $\hat{n}_\pi$  et  $\hat{n}_l$ , les normales aux plans formés par les deux pions et les deux électrons.

121-00000002, version 1 - 28 May 2003

Notons également trois angles supplémentaires nécessaires pour fixer l'orientation de la désintégration par rapport à un repère arbitraire  $(x, y, z)$ .

- $\phi_K$  l'angle azimutale du kaon  $(\vec{K}, \hat{z})$ .
- $\theta_K$  l'angle entre la projection de  $\vec{K}$  dans le plan  $(xy)$  et l'axe  $x$ .
- $\phi_l$  l'angle formé par la normale au plan des deux électrons et la direction du K.

Les produits scalaires (invariants de Lorentz) utiles au calcul de l'élément de matrice s'expriment comme suit en fonction de ces variables :

$$\begin{aligned}
 P \cdot L &= -\frac{1}{2} (M_K^2 - s_\pi - s_l) \\
 Q \cdot L &= -\sigma_\pi X \cos\theta_\pi \\
 P \cdot N &= -\sigma_l X \cos\theta_l \\
 Q \cdot N &= \sigma_\pi \sigma_l \left[ P \cdot L \cos\theta_\pi \cos\theta_l + (s_\pi s_l)^{\frac{1}{2}} \sin\theta_\pi \sin\theta_l \cos\phi \right] \\
 (QPNL) &= \epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} Q_\mu P_\nu N_\rho L_\sigma = \sigma_\pi \sigma_l (s_\pi s_l)^{\frac{1}{2}} X \sin\theta_\pi \sin\theta_l \sin\phi
 \end{aligned} \tag{A.4}$$

où l'on a noté :

$$\sigma_\pi = \left( \frac{Q^2}{s_\pi} \right)^{\frac{1}{2}} = \left( \frac{s_\pi - 4m_\pi^2}{s_\pi} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad \sigma_l = \left( \frac{N^2}{s_l} \right)^{\frac{1}{2}} = \left( \frac{s_l - 4m_e^2}{s_l} \right)^{\frac{1}{2}} \quad \text{et} \quad X = [(P \cdot L)^2 - s_\pi s_l]^{\frac{1}{2}} \tag{A.5}$$

## A.2 Espace de phase

Pour cette désintégration à quatre corps, l'élément d'espace de phase s'écrit :

$$\begin{aligned}
 d^8\Omega &= (2\pi)^4 \delta^4(K - p_+ - p_- - k_1 - k_2) \frac{d^3\vec{p}_+}{(2\pi)^3 2E_+} \frac{d^3\vec{p}_-}{(2\pi)^3 2E_-} \frac{d^3\vec{k}_1}{(2\pi)^3 2E_1} \frac{d^3\vec{k}_2}{(2\pi)^3 2E_2} \\
 &= \frac{1}{(2\pi)^8} \delta^4(K - P - L) \frac{d^3\vec{P}}{2E_{+-}} \frac{d^3\vec{L}}{2E_{12}} ds_\pi ds_l \\
 &\quad \times \delta^4(P - p_+ - p_-) \frac{d^3\vec{p}_+}{2E_+} \frac{d^3\vec{p}_-}{2E_-} \times \delta^4(L - k_1 - k_2) \frac{d^3\vec{k}_1}{2E_1} \frac{d^3\vec{k}_2}{2E_2}
 \end{aligned} \tag{A.6}$$

soit en fonction des variables introduites précédemment :

$$d^8\Omega = \frac{1}{(2\pi)^8} \frac{1}{2^8} \frac{1}{M_K^2} X \sigma_\pi \sigma_l ds_\pi ds_l d\cos\theta_\pi d\cos\theta_l d\phi d\cos\theta_K d\phi_K d\phi_l \tag{A.7}$$

Après intégration sur les trois angles arbitraires, il vient :

$$d^5\Omega = \frac{1}{(2\pi)^6} \frac{1}{2^7} \frac{1}{M_K^2} X \sigma_\pi \sigma_l ds_\pi ds_l d\cos\theta_\pi d\cos\theta_l d\phi \tag{A.8}$$

### A.3 Forme générale de l'élément de matrice

Sous la simple hypothèse de la localité du couplage de la paire de leptons avec le courant hadronique et en prenant un type purement vectoriel pour le courant leptonique, l'élément de matrice s'écrit de façon générale :

$$\mathcal{M}_{ij} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \sin^2 \theta_c \mathcal{O}_\lambda \bar{u}^i(k_2) \gamma_\lambda v^j(k_1) \quad (\text{A.9})$$

où la partie hadronique  $\mathcal{O}_\lambda$  prend la forme<sup>1</sup> :

$$\begin{aligned} \mathcal{O}_\lambda &= \langle p_+ p_- | A_\lambda + V_\lambda | K \rangle \\ &= \frac{1}{M_K} \{ f P_\lambda + g Q_\lambda + i \frac{h}{M_K^2} \epsilon_{\lambda\mu\nu\sigma} K^\mu P^\nu Q^\sigma \} \\ &= \frac{1}{M_K} \{ (f+g)p_{+\lambda} + (f-g)p_{-\lambda} - 2i \frac{h}{M_K^2} \epsilon_{\lambda\mu\nu\sigma} (k_1 + k_2)^\mu p_+^\nu p_-^\sigma \} \end{aligned} \quad (\text{A.10})$$

où les facteurs de forme  $f$ ,  $g$ , et  $h$  sont des fonctions de  $s_\pi$ ,  $s_l$  et  $\theta_\pi$  qui dépendent du modèle utilisé pour décrire la désintégration.

Le carré de l'élément de matrice, sommé sur les spins des leptons, donne :

$$\begin{aligned} |\sum_{i,j} \mathcal{M}_{ij}|^2 &= \frac{G_F^2 \sin^2 \theta_c}{2M_K^2} \mathcal{O}_\alpha \bar{\mathcal{O}}_\beta \{ (L+N)_\alpha (L-N)_\beta + (L+N)_\beta (L-N)_\alpha + 2s_L \delta_{\alpha\beta} \} \\ &= \frac{G_F^2 \sin^2 \theta_c}{2M_K^2} 8 I \end{aligned} \quad (\text{A.11})$$

La fonction de distribution d'intensité  $I$  s'exprime à l'aide des produits calculés dans l'équation (A.4). Organisée en une somme de termes en fonction de leur dépendance dans les angles  $\theta_l$  et  $\phi$  qui n'interviennent pas dans les facteurs de forme, elle s'écrit simplement :

$$\begin{aligned} I &= I_1 + I_2 \cos 2\theta_l + I_3 \sin^2 \theta_l \cos 2\phi + I_4 \sin 2\theta_l \cos \phi + I_5 \sin \theta_l \cos \phi \\ &\quad + I_6 \cos \theta_l + I_7 \sin \theta_l \sin \phi + I_8 \sin 2\theta_l \sin \phi + I_9 \sin^2 \theta_l \sin 2\phi \end{aligned} \quad (\text{A.12})$$

Les combinaisons suivantes de termes cinématiques et de facteurs de forme sont introduites afin d'exprimer les  $I_i$  sous une forme compacte<sup>2</sup> :

$$\begin{aligned} F_1 &= Xf - (P \cdot L) \sigma_\pi g \cos \theta_\pi \\ F_2 &= \sigma_\pi (s_\pi s_l)^{\frac{1}{2}} g \\ F_3 &= \sigma_\pi (s_\pi s_l)^{\frac{1}{2}} X \left( \frac{h}{M_K^2} \right) \end{aligned} \quad (\text{A.13})$$

<sup>1</sup>Dans l'article de référence de Pais et Treiman consacré aux  $\text{Ke4}$ , la partie hadronique comporte un terme supplémentaire en  $1/M_K r L_\lambda$ . Dans le cas des désintégrations en  $\pi^+ \pi^- e^+ e^-$ , cette contribution est nulle et n'est donc pas considérée.

<sup>2</sup>Dans le cas des  $\text{Ke4}$ , il apparaît un terme supplémentaire  $F_4$ . Celui-ci est ici absent parce que les deux leptons ont une masse identique.

Les  $I_i$  s'écrivent alors :

$$\begin{aligned}
 I_1 &= \frac{1}{4} \left[ \left(1 + \frac{4m_e^2}{s_l}\right) |F_1|^2 + \frac{3}{2} \left(1 + \frac{4m_e^2}{3s_l}\right) (|F_2|^2 + |F_3|^2) \sin^2 \theta_\pi \right] \\
 I_2 &= -\frac{1}{4} \left(1 - \frac{4m_e^2}{s_l}\right) \left[ |F_1|^2 - \frac{1}{2} (|F_2|^2 + |F_3|^2) \sin^2 \theta_\pi \right] \\
 I_3 &= -\frac{1}{4} \left(1 - \frac{4m_e^2}{s_l}\right) [|F_2|^2 - |F_3|^2] \sin^2 \theta_\pi \\
 I_4 &= \frac{1}{2} \left(1 - \frac{4m_e^2}{s_l}\right) \operatorname{Re}(F_1^* F_2) \sin \theta_\pi \\
 I_5 &= 0 \\
 I_6 &= 0 \\
 I_7 &= 0 \\
 I_8 &= \frac{1}{2} \left(1 - \frac{4m_e^2}{s_l}\right) \operatorname{Im}_e(F_1^* F_3) \sin \theta_\pi \\
 I_9 &= -\frac{1}{2} \left(1 - \frac{4m_e^2}{s_l}\right) \operatorname{Im}_e(F_2^* F_3) \sin^2 \theta_\pi
 \end{aligned} \tag{A.14}$$

Les termes  $I_{5,6,7}$  sont nuls car l'émission des deux électrons est ici purement électromagnétique<sup>3</sup>.

#### A.4 Modèle utilisé pour déterminer les facteurs de forme

Les caractéristiques de la désintégration  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-$  sont déduites de la désintégration voisine  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$ . Empiriquement, cette dernière est connue pour être dominée par deux composantes : d'une part, le bremsstrahlung interne (IB) où le photon est émis par un des pions et, d'autre part, l'émission directe où le photon est issu directement du vertex principal de la désintégration. L'émission directe est dominée par la composante dipolaire magnétique ( $M1$ ).

Les éléments de matrice pour ces deux composantes s'écrivent pour le mode  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-$  (cf. § 2.2.1 p. 33) comme :

$$\mathcal{M}_{IB} = e |f_s| g_{br} \left[ \frac{p_{+\mu}}{p_+ \cdot k} - \frac{p_{-\mu}}{p_- \cdot k} \right] \frac{e}{k^2} \bar{u}(k_2) \gamma^\mu v(k_1) \tag{A.15}$$

$$\mathcal{M}_{M1} = e |f_s| \frac{g_{M1}}{M_K^4} \epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} k^\nu p_+^\rho p_-^\sigma \frac{e}{k^2} \bar{u}(k_2) \gamma^\mu v(k_1) \tag{A.16}$$

où  $k = k_1 + k_2$  désigne l'impulsion du photon.  $|f_s|$  est défini empiriquement par  $\Gamma(K_S \rightarrow \pi^+ \pi^-) = \frac{|f_s|^2}{16\pi M_K} \left(1 - \frac{4m_\pi^2}{M_K^2}\right)^{1/2}$ .

<sup>3</sup>Dans la désintégration  $Ke4$ , le terme décrivant l'émission des leptons fait appel à l'interaction faible et s'écrit  $\bar{u}\gamma_\lambda(1 + \gamma_5)v$  et fait apparaître des termes  $I_{5,6,7}$  non nuls.

Les facteurs de forme  $f$ ,  $g$  et  $h$  prennent alors la forme suivante (avec  $\alpha = e^2/(4\pi)$ ) :

$$f = \left( \frac{G_F \sin^2 \theta_c}{\sqrt{2} M_K} \right)^{-1} \pi \alpha \frac{|f_s|}{s_l} g_{br} \left[ \frac{1}{p_+ \cdot k} - \frac{1}{p_- \cdot k} \right] \quad (\text{A.17})$$

$$g = \left( \frac{G_F \sin^2 \theta_c}{\sqrt{2} M_K} \right)^{-1} \pi \alpha \frac{|f_s|}{s_l} g_{br} \left[ \frac{1}{p_+ \cdot k} + \frac{1}{p_- \cdot k} \right] \quad (\text{A.18})$$

$$h = \left( \frac{G_F \sin^2 \theta_c}{\sqrt{2} M_K} \right)^{-1} \pi \alpha \frac{|f_s|}{s_l} \frac{-i g_{M1}}{M_K^2} \quad (\text{A.19})$$

avec  $g_{br} = \eta_{+-} e^{i\delta_0(M_K^2)}$  et  $g_{M1} = i(0,76) e^{i\delta_1}$ .  $\eta_{+-} = |\eta_{+-}| e^{i\phi_{+-}}$  est le paramètre de violation de CP dans le mode en deux pions chargés et  $\delta_0, \delta_1$  sont des déphasages caractéristiques des diffusions pion-pion dans l'état final dans les ondes  $s$  et  $p$  respectivement.

La contribution du rayon de charge discuté au chapitre théorique (cf. § 2.2.1, p. 34) entraîne une modification du facteur  $f$  par :

$$f \longrightarrow f + \left( \frac{G_F \sin^2 \theta_c}{\sqrt{2} M_K} \right)^{-1} \pi \alpha 2 \frac{g_p}{M_K^2} \frac{1}{s_\pi - M_K^2} \quad (\text{A.20})$$

## A.5 Taux de désintégration

Le taux de désintégration partiel est donné par :

$$d\Gamma = \frac{1}{2M_K} \left| \sum_{i,j} \mathcal{M}_{ij} \right|^2 d^5\Omega = \frac{G_F^2 \sin^2 \theta_c}{2^{12} \pi^6 M_K^5} X_{\sigma_\pi \sigma_l} I ds_\pi ds_l d\cos\theta_\pi d\cos\theta_l d\phi \quad (\text{A.21})$$

## A.6 Comparaison avec les résultats de L.M. Sehgal et al. [1, 2]

Les différences dans le traitement de la désintégration dans les travaux [1, 2] et dans le calcul présenté ici sont :

- Les auteurs de [1, 2] négligent la masse de l'électron dans l'élément de matrice.
- Comme dans la référence [2], nous ne prenons pas en compte ici la faible composante dipolaire électrique (E1) analysée dans l'article [1].
- Nous négligeons également le terme de violation directe de CP discuté dans [2]. Notons simplement qu'en ajoutant un terme vecteur axial dans le courant leptonique, la fonction  $I_7$  acquiert une valeur non nulle.

En supprimant la contribution de la violation directe de CP dans les expressions figurant dans [2] et en négligeant la masse de l'électron dans notre propre calcul, les expressions des  $I_i$  trouvées (éq. (17) dans [2] et éq. (A.14) ici) sont identiques. Néanmoins, le taux de désintégration (éq. (A.21)) diffère du résultat présenté par Heiliger et Sehgal [2] d'un facteur  $\sigma_l^3$ . Cette différence est la source du désaccord entre les références [1] et [2]. La comparaison des formes analytiques des taux partiels de désintégration en fonction des masses invariantes des deux pions et des deux leptons montre que les deux résultats diffèrent en effet du facteur  $\sigma_l^3$ . Enfin, lorsqu'on néglige la masse de l'électron dans l'élément de matrice, le taux différentiel de désintégration obtenu ici présente la même dépendance dans la masse invariante ( $e^+e^-$ ) que celle de [1].

La comparaison des rapports d'embranchement pour les différentes contributions au processus  $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-e^+e^-$  obtenues ici et dans les références [1] et [2] est donnée dans le tableau suivant. Pour cette application numérique, nous avons utilisé les mêmes paramètres physiques que [2].

Référence	IB ( $10^{-7}$ )	M1 ( $10^{-7}$ )	CR( $10^{-9}$ )
Ce calcul	1,40	1,83	4,48
Ce calcul avec $m_e = 0$ dans $\mathcal{M}$	1,34	1,79	4,48
Heiliger et Sehgal [2]	1,1	1,7	4,6
Sehgal et Wanninger [1]	1,3	1,8	4,0

TAB. A.1 – Rapports d'embranchement pour les contributions principales à la désintégration  $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-e^+e^-$ .

Comme attendu, notre calcul est en bon accord avec les résultats [1] lorsqu'on néglige la masse de l'électron dans l'élément de matrice, mais diffère substantiellement des prédictions présentées dans [2]. Les variations de  $d\Gamma/ds_l$  et  $d\Gamma/ds_\pi$  en fonction de  $s_l/M_K$  et  $s_\pi/M_K$  sont montrées sur la figure A.1 pour les deux contributions principales (IB et M1) et comparées à celles données par Heiliger et Sehgal [2].

Enfin, notons la diminution du rapport d'embranchement d'environ 4% pour la contribution du bremsstrahlung et d'environ 2% pour l'émission directe lorsqu'on néglige les termes proportionnels à la masse de l'électron.

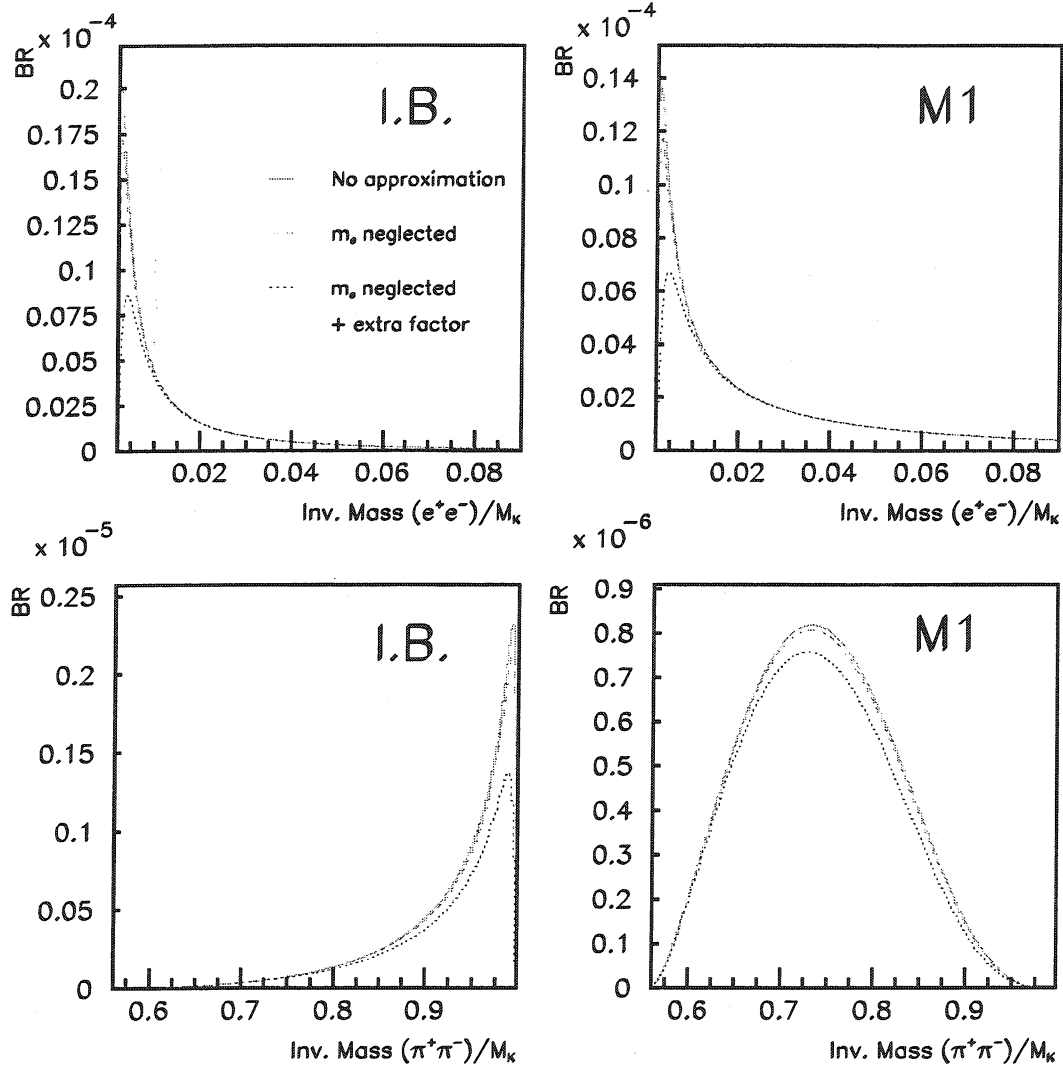


FIG. A.1 – Rapport d'embranchement des différentes composantes IB (Inner Bremsstrahlung) et M1 (Emission directe magnétique dipolaire), en fonction des masses invariantes du système di-lepton (en haut) et di-pion (en bas). En traits pleins avec l'élément de matrice au complet, en traits tiretés en négligeant la masse de l'électron dans l'élément de matrice et en traits pointillés avec la même approximation et un facteur global supplémentaire conformément à l'article de Heiliger et Sehgal.





## Annexe B

# Etude de cartes préamplificatrices pour la lecture des chambres à dérive

La prise de données de 1995 est consacrée à la mise en service du spectromètre de NA48 et à la qualification du système d'acquisition. A ce moment, la construction de la quatrième chambre à dérive est en cours, et seules trois chambres équipent le détecteur.

Ces trois chambres montrent un comportement très satisfaisant lors de leur utilisation. Aux conditions nominales de fonctionnement, les courants induits dans les chambres sont importants du fait de l'intensité élevée des faisceaux incidents utilisés. A plus long terme, l'accumulation d'une grande quantité de charges sur les fils peut amener à une détérioration des performances du détecteur. Il paraît alors souhaitable de pouvoir fonctionner à des tensions plus basses où les gains des chambres sont moins importants tout en conservant les bonnes performances du détecteur.

Les courants induits sur les fils sensibles lors du passage d'une particule dans le détecteur sont mis en forme par un préamplificateur. Les signaux sont alors discriminés au-dessus d'un certain seuil. Comme les signaux "physiques" observés directement à la sortie des fils ont un temps de montée très court devant celui des préamplificateurs, la sensibilité du système de détection peut être améliorée en diminuant le temps de montée des préamplificateurs. Ainsi, en changeant un minimum de composants, quelques circuits préamplificateurs sont modifiés avec l'autorisation du groupe de Siegen qui a la responsabilité de l'électronique de lecture du spectromètre.

L'étude qui va suivre rend compte des différents tests menés après la prise de données de 1995 et au cours de celle de 1996. Elle est réalisée en collaboration avec des ingénieurs du Service d'Électronique et d'Informatique de Saclay (SEI) qui ont déterminé et effectué les modifications à apporter au circuit.

Deux séries de mesures sont présentées. L'une s'attache à l'étude du signal préamplifié. La chambre est stimulée par une source radioactive et les signaux, préamplifiés par différentes versions de cartes sont observés à l'oscilloscope. Dans une autre série de mesures, nous comparons les performances du détecteur obtenues avec les cartes standards à celles obtenues avec une version modifiée.

## B.1 Les préamplificateurs

Le schéma de principe des préamplificateurs est montré sur la figure B.1. Il comporte deux parties. La première préamplifie le courant induit sur le fil sensible lors du passage d'une particule chargée. Elle est suivie d'un deuxième étage qui convertit le courant en tension. Ces circuits sont implantés sur des cartes électroniques qui regroupent seize voies de lecture chacune.

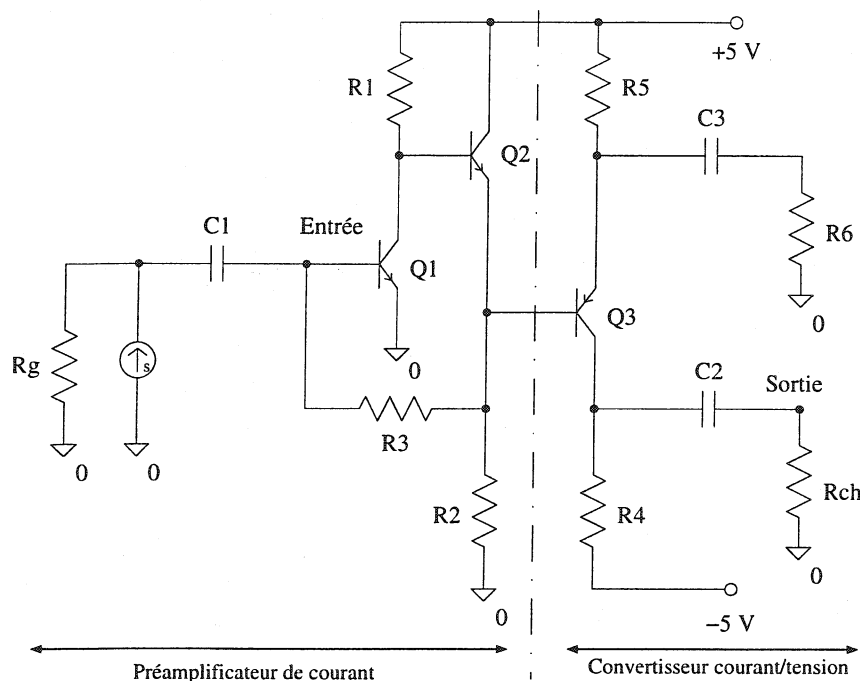


FIG. B.1 – Schéma de principe du préamplificateur équipant les chambres à dérive.

En jouant sur les valeurs de cinq résistances, deux autres versions de cartes électroniques sont réalisées. Ces valeurs sont établies en simulant le comportement du circuit avec le programme SPICE. Elles sont reportées dans le tableau suivant :

Version	R1	R2	R3	R4	R5	R6	C1	C2	C3
Standard	2,4 k $\Omega$	820 $\Omega$	10 k $\Omega$	2,4 k $\Omega$	1,8 k $\Omega$	180 $\Omega$	100 nF	100 nF	1 nF
Modifié n°1	id.	291 $\Omega$	3,5 k $\Omega$	732 $\Omega$	1,9 k $\Omega$	27 $\Omega$	id.	id.	id.
Modifié n°2	id.	100 $\Omega$	2 k $\Omega$	430 $\Omega$	900 $\Omega$	10 $\Omega$	id.	id.	id.

Leurs caractéristiques sont mesurées en laboratoire en observant à l'oscilloscope la réponse des préamplificateurs à un signal carré de  $20\mu\text{A}$ .

### Gain nominal.

Il est défini comme le rapport entre la tension de sortie et le courant d'entrée ; il vaut environ  $32\text{ mV}/\mu\text{A}$  pour les cartes standards. Ce paramètre est imposé aux nouvelles cartes.

### Les temps de montée.

Ils sont mesurés pour les trois types de cartes. Les résultats figurent dans le tableau suivant :

Préamplificateur	Standard	Modifié n°1	Modifié n°2
Temps de montée	17ns	5ns	2ns

### Temps de décroissance.

Sous l'effet de la capacité C3 à la sortie du préamplificateur, les signaux préamplifiés ne suivent pas le signal d'entrée mais décroissent après avoir atteint leur maximum. Le temps de décroissance des signaux diminue sensiblement avec la rapidité de la carte. Or une telle dépendance n'est pas observée lors de la simulation des cartes. En fait, les cartes sont décrites dans le programme de simulation avec la valeur de la capacité figurant dans le schéma du circuit qui nous a été transmis (100 nF), laquelle ne correspond pas avec la capacité effectivement sur les cartes (1 nF).

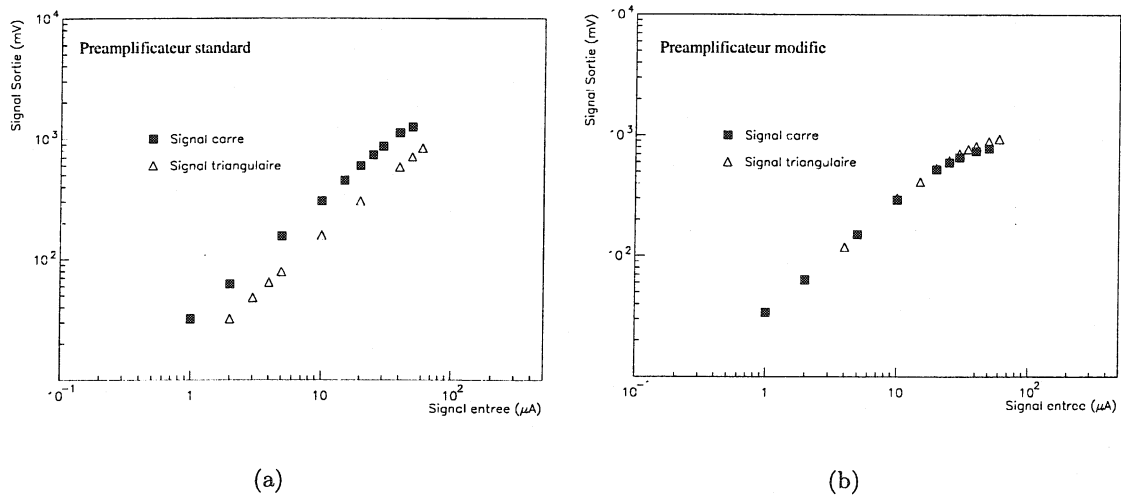


FIG. B.2 – Réponse des préamplificateurs standards et modifiés.

### Linéarité des préamplificateurs.

La linéarité du gain des préamplificateurs est vérifiée pour la version standard et la version n°1 en faisant varier l'amplitude des signaux en entrée de 1 à 60 µA. Les mesures sont effectuées avec deux types de signaux :

- Des signaux carrés (de 100 ns de largeur) : les deux types de cartes ont alors un gain équivalent ( $\sim 30\text{mV}/\mu\text{A}$ ) jusqu'à saturation du préamplificateur modifié.
- Des signaux triangulaires rapides (environ 5 ns de large) : le gain des cartes modifiées reste inchangé mais le gain effectif de l'amplificateur standard est réduit de moitié par rapport au gain nominal.

Les résultats sont reportés sur la figure B.2. Le préamplificateur modifié sature plus tôt (vers 800 mV) que la version standard qui offre une réponse linéaire au moins jusqu'à 1 V.

## B.2 Etude du signal préamplifié

La réponse de ces cartes à des signaux physiques est étudiée en utilisant une des chambres à dérive de NA48. Les tests sont effectués à Saclay avant l'envoi de la chambre au CERN. Dans ces mesures, les fils potentiels et les plans graphités sont portés respectivement à  $-2100$  V et  $-1310$  V et la chambre est remplie d'un mélange gazeux composé à 70% d'argon et à 30% d'isobutane. Le signal est créé par une source de  $^{55}\text{Fe}$ . Le photon de 5,9 keV qu'elle émet crée dans une cellule de dérive une quantité d'ionisation en moyenne trois fois supérieure à celle d'une particule au minimum d'ionisation.

Les mesures sont réalisées en plaçant la source à différentes positions sur un des fils long de 2,7 m :

- près du préamplificateur, à environ 30 cm ;
- au milieu du fil, à environ 135 cm du préamplificateur ;
- à l'autre extrémité, à environ 230 cm du préamplificateur.

D'autre part, à l'extrémité dépourvue d'électronique, le fil sensible est terminé par une résistance d'adaptation. Différentes valeurs de résistance ont été utilisées :

$$R = 330 \Omega, 4.7 \text{ k}\Omega, 22 \text{ k}\Omega \text{ ou pas de résistance}$$

En visualisant les signaux à l'oscilloscope en sortie des préamplificateurs, les observations suivantes sont faites :

1. Le signal se détériore pendant sa propagation le long du fil. En effet, quelle que soit la version de préamplificateur utilisée et quelle que soit la résistance d'adaptation, l'amplitude du signal créé loin du préamplificateur est diminuée de 30 à 50 % par rapport au signal créé près de l'électronique de sortie.
2. A l'extrémité du fil, l'écoulement des charges dans la résistance présente un effet sensible. Environ un tiers du signal obtenu avec une résistance infinie est perdu lorsque le fil est adapté ( $R = 330 \Omega$ ). Une différence de 5 à 10% est encore présente avec une résistance de 4,7 k $\Omega$ . L'effet n'est plus perceptible pour la résistance de 22 k $\Omega$ . En contrepartie, plus la résistance est élevée, plus le fil se comporte comme une antenne et est susceptible d'être bruyant. Néanmoins, les tests effectués en équipant toute la chambre avec des résistances de 22 k $\Omega$  ont montré que le bruit électronique pouvait être maintenu à un niveau raisonnable.
3. Avec les préamplificateurs modifiés, une composante supplémentaire (réflexion) apparaît avec la source au milieu ou près de la résistance lorsque la ligne n'est pas adaptée. Quand le signal est créé au milieu de la chambre, deux pics distants d'une quinzaine de nano-secondes sont observés<sup>1</sup>. Ils deviennent difficilement séparables lorsque la source est près de la résistance (les pics sont plus proches et le signal s'étale pendant la propagation). Notons que la réflexion n'est pas discernable de la composante principale du signal avec la version standard.

Le tableau suivant présente le gain relatif en amplitude des signaux des cartes modifiées par rapport à celui des cartes standards ( $\Delta G/G = (A_{mod} - A_{stand})/A_{stand}$ ) :

---

<sup>1</sup>ce qui correspond à une vitesse de propagation du signal sur le fil de  $v = 270 \text{ cm}/15 \text{ ns} \simeq 20 \text{ cm/ns}$ .

	Modifié n°1	Modifié n°2
Près ampli ( $\forall R$ )	+ 20 %	+35 %
Au milieu ( $\forall R$ )	+ 20 %	+35 %
Loin ampli (avec $R > 330 \Omega$ )	$\sim 0$	- 10 %
Loin ampli (avec $R = 330 \Omega$ )	$\sim 0$	$\sim 0$

Les temps de montée des signaux observés s'améliorent avec la rapidité des préamplificateurs : les signaux physiques restent plus rapides que les préamplificateurs. Pour des signaux créés jusqu'au milieu des fils, le gain en temps de montée avec les versions modifiées se traduit alors par un gain en amplitude. A l'extrémité cependant, les conditions ne sont plus aussi favorables avec des cartes rapides.

### B.3 Etude des performances

Pour pallier les dégradations des performances observées au paragraphe précédent, une nouvelle version de carte a été réalisée à partir de la version n°1 précédente en modifiant la valeur de C3 pour la rendre compatible avec la simulation (C3=100 nF). Le temps de montée de ce circuit, mesuré en laboratoire, est d'environ 6 ns.

Deux nouvelles cartes sont réalisées avec cette nouvelle valeur de capacité. Leur performances sont évaluées au CERN au début de la prise de données de 1996. Elles sont placées sur les plans A et B de la vue X de la chambre 3 (position XA5 et XB5). Elles équipent deux groupes de seize fils longs se faisant vis-à-vis. Les performances — en termes de résolution et d'efficacité — des cartes modifiées sont comparées à celles des cartes standards situées sur un groupe de fils longs immédiatement à côté (XA4 et XB4). Les fils sensibles sont terminés par une résistance de 22 k $\Omega$ . Les chambres sont remplies d'un mélange d'argon-éthane (50%/50%) dans lequel on a ajouté un peu d'eau (moins de 1%). On détecte les muons qui traversent le spectromètre (en ligne droite ; à un taux d'environ 1 kHz). Le déclenchement est formé par la coïncidence de signaux provenant de l'hodoscope et du détecteur de muon situés en aval du spectromètre. Les données sont décodées et les traces des particules reconstruites par le programme de reconstruction (cf. § 7.2.1 p. 110).

#### Efficacité.

L'efficacité de détection est définie comme la probabilité que si un fil est touché dans un plan, alors on détecte un signal sur un des deux fils placés en regard dans l'autre plan. Elle est mesurée en fonction de la haute tension pour deux valeurs de seuil de discrimination (voir figure B.3). Pour les deux seuils, les cartes modifiées permettent d'obtenir un gain en haute tension de 50 V en conservant la même efficacité.

#### Résolution

Pour chaque événement, la distance entre le passage de la particule dans un plan et le fil qui a répondu s'obtient à partir de la mesure de la distance de dérive. L'utilisation des deux plans de lecture A et B disposés en quinquonce permet de lever l'ambiguïté sur le passage d'une particule à gauche ou à droite d'un fil et de la localiser précisément en moyennant les abscisses déterminées dans les deux plans :

$$X = Pos_i \pm \frac{d_A - 5 + d_B}{2}$$

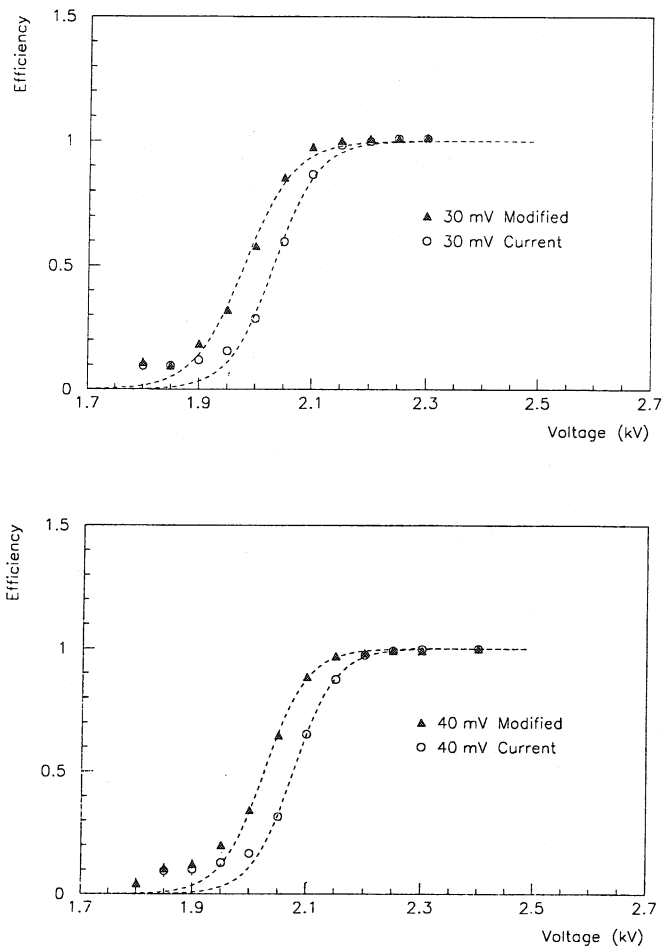


FIG. B.3 – Comparaison des efficacités obtenues avec les cartes standards et modifiées pour deux seuils différents (en haut 30mV; en bas 40 mV) avec un mélange d'argon-éthane (50%/50%) +H<sub>2</sub>O.

où 5 est la distance transverse en mm entre deux fils consécutifs de A et B et  $Pos_i$  l'abscisse du fil touché dans le plan de référence de la vue considérée.  $d_A$  et  $d_B$  sont les distances de dérive mesurées dans chaque plan. La précision  $\sigma_v$  attendue sur une telle mesure varie quadratiquement avec l'incertitude  $\sigma_p$  associée à l'évaluation des distances de dérive :

$$\sigma_v^2 = \frac{\sigma_A^2 + \sigma_B^2}{4} = \frac{2\sigma_p^2}{4} = \frac{\sigma_p^2}{2}$$

Pour des particules avec une incidence normale, la somme des distances de dérive  $D = d_A + d_B - 5$  est idéalement égale aux 5 mm d'écart entre les deux fils. Une façon d'estimer  $\sigma_v$  consiste à mesurer la largeur  $S$  de la distribution de la somme des distances de dérive. En effet :

$$S^2 = \sigma_A^2 + \sigma_B^2 = 2\sigma_p^2 = 4\sigma_v^2 \iff \sigma_v = \frac{S}{2}$$

Les traces ne sont pas forcément perpendiculaires aux plans de détection. La somme des distances de dérive est alors corrigée en fonction de l'angle d'incidence de chaque trace, lequel est déterminé par la reconstitution de la trajectoire dans le spectromètre.

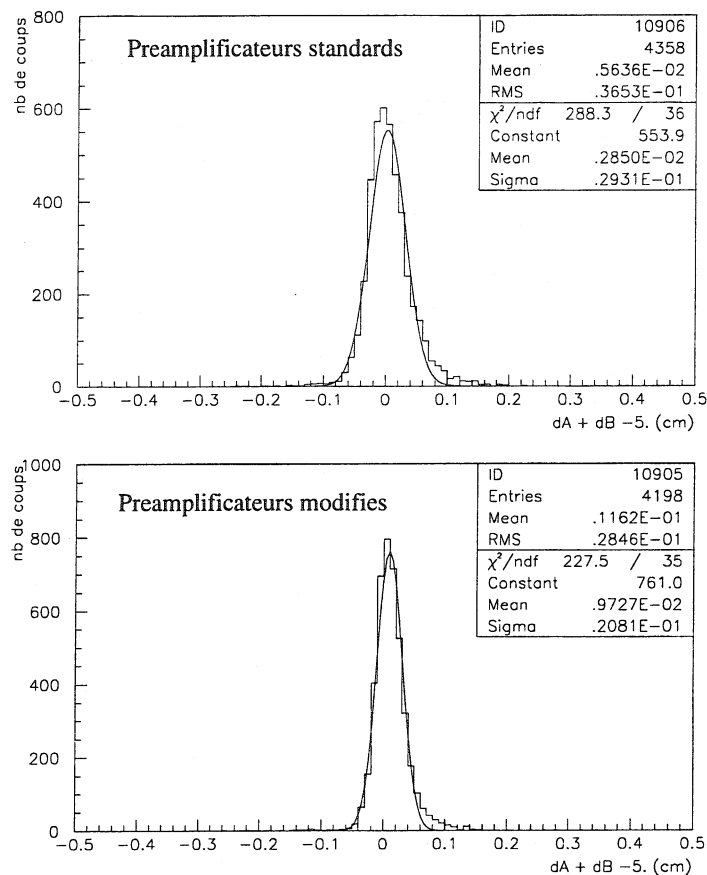


FIG. B.4 – Distribution de la somme des distances de dérive pour les cartes standards et modifiées à 2250/1405 V et 30 mV (avec argon-éthane (50%/50%) + H<sub>2</sub>O)

La résolution est déterminée en ajustant une gaussienne sur la distribution de la somme des distances de dérive. Il faut alors diviser l'écart-type de cette distribution par deux pour obtenir la résolution d'une vue. Comme illustré sur la figure B.4, les distributions sont moins larges avec les cartes modifiées.

La résolution obtenue avec les deux types de cartes est comparée en fonction :

- de la position sur le fil du passage de la particule (voir figure B.5) ;
- de la haute tension appliquée sur les fils potentiels (voir figure B.6) ;
- du seuil de discrimination des signaux (voir figure B.7).

### Conclusion

Les cartes modifiées permettent une plus grande marge de manœuvre dans le choix des paramètres de fonctionnement. A 2200 V et 30 mV de seuil par exemple, elles offrent la même efficacité et la même résolution spatiale que les cartes standards à 2250 V et au même seuil.

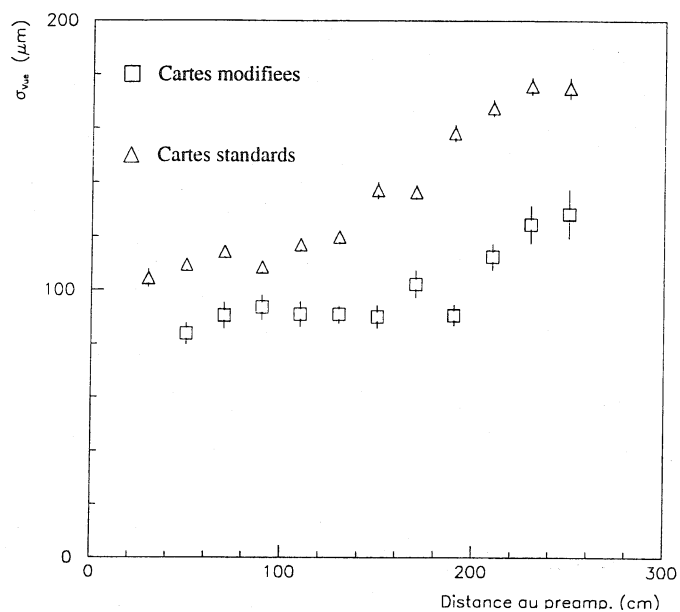


FIG. B.5 – Résolution spatiale pour les cartes standards et modifiées à 2250/1405 V et 30 mV (avec argon-éthane (50%/50%) + H<sub>2</sub>O) en fonction de la position sur le fil.

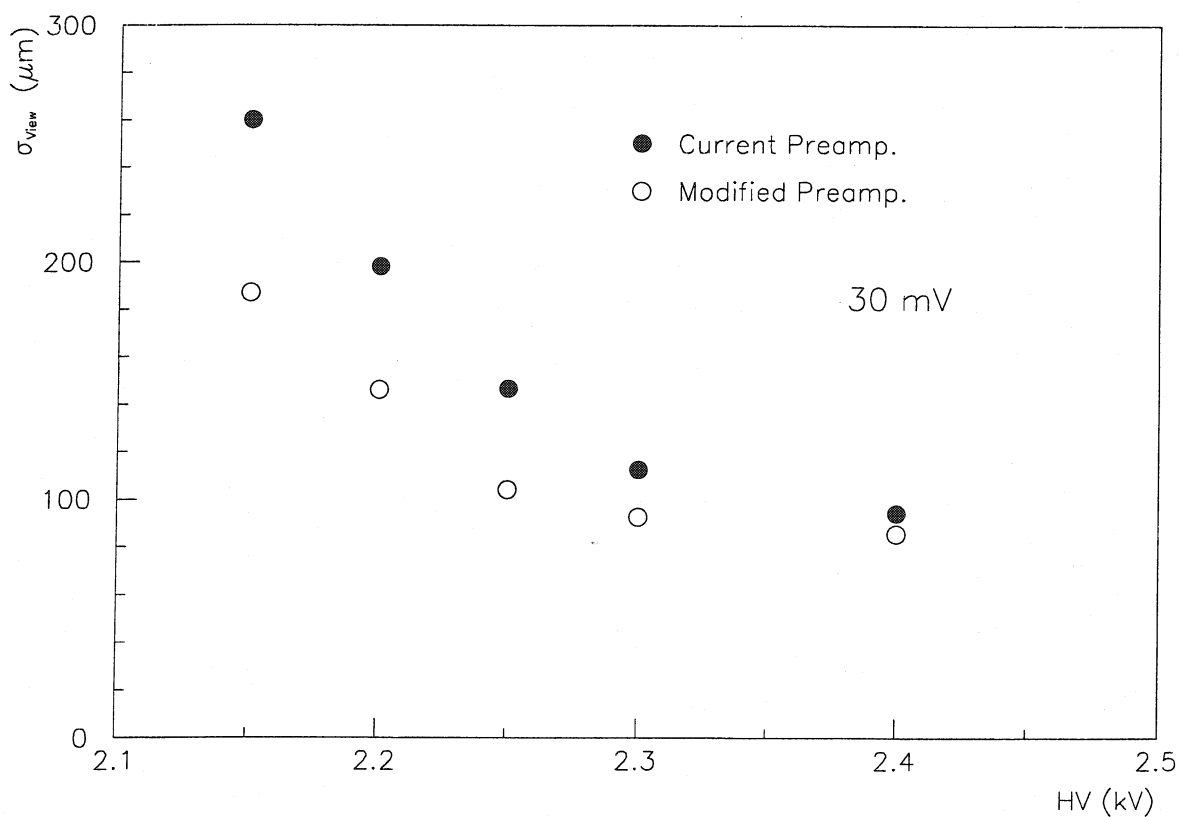


FIG. B.6 – Résolution spatiale obtenue avec les cartes standards et modifiées en fonction de la haute tension appliquée sur les fils potentiels.

tel-00366062, version 1 - 28 May 2009



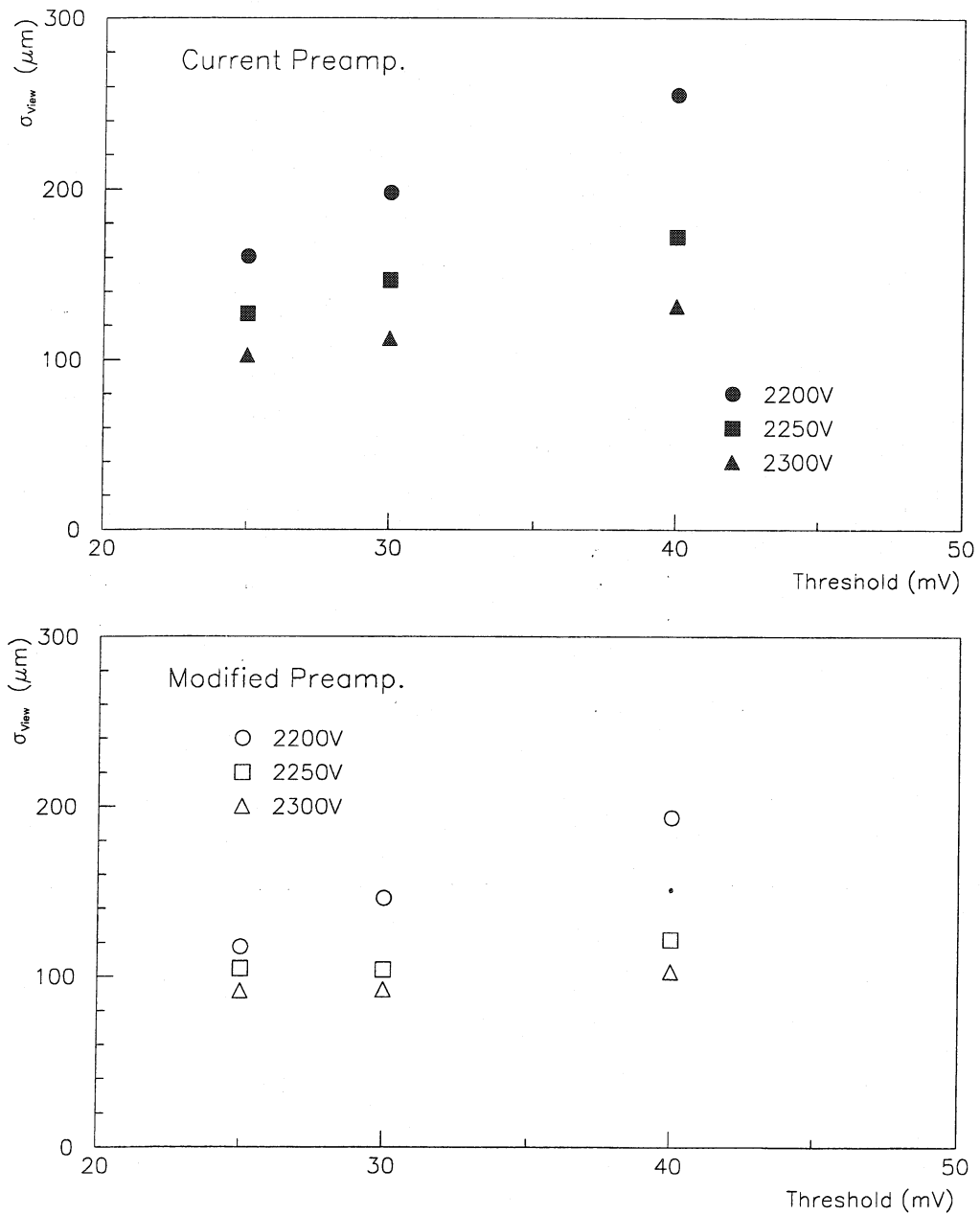


FIG. B.7 – Résolution spatiale obtenue avec les cartes standards (en haut) et modifiées (en bas).

## B.4 Conclusion

En apportant des modifications minimales au circuit préamplificateur, l'électronique de lecture des chambres à dérive peut être rendue plus rapide. Deux cartes électroniques, lisant seize fils chacune, ont ainsi été modifiées. Leur temps de montée passe ainsi de 17 ns à 6 ns. Ces cartes ont été testées au CERN lors d'une prise de données en faisceaux. Elles permettent de réduire d'environ 50 V la haute tension sur les fils potentiels des chambres tout en conservant les bonnes performances du détecteur. Les chambres fonctionnant à une haute-tension plus basse, les courants induits sur les fils sont moins importants. Une plus faible quantité de charges est accumulée, prolongeant ainsi la durée de vie des chambres.

Lors de la prise de données de 2001, une vue complète de la chambre 3 est équipée de ces cartes afin de pouvoir valider leur bon fonctionnement à grande échelle.

# Bibliographie

- [1] L.M. Sehgal et M. Wanninger. *CP violation in the decay  $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-e^+e^-$  + erratum.* Phys. Rev. D, 46, 1992, 1035.
- [2] P. Heiliger et L.M. Sehgal. *Direct and indirect CP violation in the decay  $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-e^+e^-$ .* Phys. Rev. D, 48, 1993, 4146.
- [3] J. Adams et al. *Measurement of the branching fraction of the decay  $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-e^+e^-$ .* Phys. Rev. Lett., 80, 1998, 4123-4126.
- [4] A. Alav-Harati et al. *Observation of CP violation in  $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-e^+e^-$  decays.* Phys. Rev. Lett., 84, 2000, 408-411.
- [5] T.D. Lee et C.N. Yang. *Question of Parity Conservation in Weak Interactions.* Phys. Rev., 104, 1956, 254.
- [6] C.S. Wu et al. *Experimental test of Parity Conservation in Beta Decay.* Phys. Rev., 105, 1957, 1413.
- [7] J.H. Christenson, J.W. Cronin, V.L. Fitch et R. Turlay. *Evidence for the  $2\pi$  Decay of the  $K_2^0$  Meson.* Phys. Rev. Lett, 13, 1964, 138.
- [8] M. Kobayashi et T. Maskawa. *CP-Violation in the renormalizable theory of weak interaction.* Prog. Theor. Phys., 49, 1973, 652-657.
- [9] M. Gell-Mann et A. Pais. *Behavior of Neutral Particles under Charge Conjugation.* Phys. Rev., 97, 1955, 1387.
- [10] T. Nakada. *CP violation in the K- and B-meson system.* Academic Training Lectures, CERN, Geneva, 17-21 feb. 1997.
- [11] Particle Data Group. *Review of Particle Physics.* Euro. Phys. Jour., C3, 1998.
- [12] G.D. Barr et al. *A new measurement of direct CP violation in the neutral kaon system.* Phys. Lett., B317, 1993, 233.
- [13] L.K. Gibbons et al. *Measurement of the CP-violation parameter  $Re(\epsilon'/\epsilon)$ .* Phys. Rev. Lett., 70, 1993, 1203.
- [14] A. Alav-Harati et al. *Observation of direct CP violation in  $K_{L,S} \rightarrow \pi\pi$  decays.* Phys. Rev. Lett., 83, 1999, 22-27.
- [15] G.D. Barr et al. *A new measurement of direct CP violation in two pion decays of the neutral kaon.* Phys. Lett., 465B, 1999, 335-348.
- [16] Raphaël Granier de Cassagnac. *A new result from NA48.* Compte rendu des rencontres de physique de la vallée d'Aoste XIV, 2000.
- [17] V.L. Fitch, R.F. Roth, J.S. Russ et W. Vernon. *Evidence for constructive interference between coherently regenerated and CP-nonconserving amplitudes.* Phys. Rev. Lett., 15, 1965, 73.

tel-00389052, version 1 - 28 May 2010

- [18] John K. Elwood, Mark B. Wise, et Martin J. Savage.  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-$ . Phys. Rev. D, 52, 1995, 5095.
- [19] John K. Elwood, Mark B. Wise, Martin J. Savage et James W. Walden. *Final-state interactions and CP violation in  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-$* . Phys. Rev. D, 53, 1996, 4078.
- [20] G. Costa et P.K. Kabir. *Possible CP-Noninvariant Effects in  $\pi\pi\gamma$  Decay of Neutral Kaons*. Nuovo Cimento, 51A, 1967, 564.
- [21] L.M. Sehgal et L. Wolfenstein. *CP-Violating Interference Effects in Radiative  $K^0$  Decays*. Phys. Rev., 162, 1967, 1362.
- [22] Y.C.R. Lin et German Valencia. *CP violation in  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$* . Phys. Rev. D, 37, 1988, 143.
- [23] H. Taureg et al. *Study of the photon spectrum in the decay  $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$* . Phys. Lett., 65B, 1975, 92.
- [24] E.J. Ramberg et al. *Simultaneous measurement of  $K_S$  and  $K_S$  Decays into  $\pi^+ \pi^- \gamma$* . Phys. Rev. Lett., 70, 1993, 2525.
- [25] A.S. Carroll et al. *Study of the decay  $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$* . Phys. Rev. Lett., 44, 1980, 529.
- [26] A.D. Dolgov et L.A Ponomarev. *On Possible Effects of the Violation of CP Invariance in the radiative decays of Neutral Mesons*. Soviet J. Nucl. Phys., 4, 1967, 262.
- [27] L.M. Sehgal et J. van Leusen. *Violation of Time Reversal Invariance in the Decays  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$  and  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-$* . Phys. Rev. Lett., 83, 1999, 4933.
- [28] D.P. Majumdar et J. Smith. *Current Algebra, Field-Current Identity, the  $K_1^0 K_2^0$  Electromagnetic Transition, and the Decays  $K^0 \rightarrow \pi\pi e^+ e^-$* . Phys. Rev., 187, 1969, 2039.
- [29] A. Pais et S.B. Treiman. *Pion Phase-Shift Information from  $K_{14}$  Decays*. Phys. Rev., 168, 1968, 1858.
- [30] A.M. Diamant-Berger. *Etude expérimentale à haute statistique de la désintégration du méson  $K^+$  dans le mode  $K_{e4}$  et analyse des paramètres qui gouvernent cette désintégration*. Thèse, CEA-N-1918, Oct. 1976, 201p.
- [31] J. Ellis et N.E. Mavromatos. *Comments on CP, T and CPT Violation in Neutral Kaon Decays*. Preprint : hep-ph/3386, 1999.
- [32] L. Alvarez-Gaume, C. Kounnas, S. Lola et P. Pavlopoulos. *Direct T-violation measurements and T-odd effects in decay experiments*. Preprint : hep-ph/9903458, 1999.
- [33] L. Wolfenstein. *Violation of Time Reversal in  $K^0$  Decays*. Phys. Rev. Lett., 83, 1999, 911.
- [34] P. K. Kabir. *Observed asymmetry in  $anti - pp \rightarrow \pi^+ K^- K^0 / \pi^- K^+ anti - K^0$  and relation to reciprocity*. Phys. Lett., B459, 1999, 335.
- [35] Yutaka Kouchi et Yoshihiro Takeuchi et S. Y. Tsai. *CP, T and/or CPT violations in the  $K^0$  anti- $K^0$  system : Implications of the KTeV, NA48 and CPLEAR results*. Preprint : hep-ph/0002136, 2000.
- [36] A. Angelopoulos et al. *First evidence of time-reversal non-invariance in the neutral-kaon system*. Phys. Lett., B444, 1998, 43-51.
- [37] A. Apostolakis et al. *Determination of the T- and CPT-violation parameters in the neutral kaon system using the Bell-Steinberger relation and data from CPLEAR*. Phys. Lett., B456, 1999, 297.
- [38] G.D. Barr et al. *Proposal for a precision measurement of  $Re(\epsilon'/\epsilon)$  in CP violating  $K^0 \rightarrow 2\pi$  decays*. CERN/SPSC/90-22, 1990.

- [39] NA48. *NA48 experiment*. Nucl. Instr. Meth., à paraître.
- [40] N. Doble, L. Gagnon et P. Grafström. *A novel application of bent crystal channeling to the production of simultaneous particle beams*. Nucl. Instr. Meth., B 119, 1996, 181-191.
- [41] H. Bergauer et al. *The tagging detector of the CP-violation experiment NA48 at CERN*. Nucl. Instr. Meth., A 419, 1998, 623-631.
- [42] H. Bergauer et al. *A 1-GHz Flash-ADC module for the tagging system of the CP-violation experiment NA48*. Nucl. Instr. Meth., A 373, 1996, 213-222.
- [43] R. Moore et al. *Measurement of pair-production by high energy photons in an aligned tungsten cristal*. Nucl. Instr. Meth., B 119, 1996, 149-155.
- [44] D. Béderède et al. *High resolution drift chambers for the NA48 experiment at CERN*. Nucl. Instr. Meth., A 367, 1995, 88-91.
- [45] E. Griesmayer et al. *Comparison of field calculations and measurements of a spectrometer magnet*. Nucl. Instr. Meth., A 361, 1995, 466-471.
- [46] Rob Veenhof. *Simulation of gaseous detectors*. CERN program library USER GUIDE; www ://consult.cern.ch/writeup/garfield, ref :W5050, 1984.
- [47] D. Schinzel. *High-resolution electromagnetic calorimetry with noble liquids*. Nucl. Instr. Meth., A 419, 1998, 217-229.
- [48] G.D. Barr et al. *Performance of an electromagnetic liquid krypton calorimeter based on a ribbon electrode tower structure*. Nucl. Instr. Meth., A 370, 1996, 413-424.
- [49] S. Palestini et al. *Space charge in ionization detectors and the NA48 electromagnetic calorimeter*. Nucl. Instr. Meth., A 421, 1999, 75-89.
- [50] M. Jeitler et al. *The clock and control signal distribution system for the NA48 experiment*. Nucl. Instr. Meth., A 400, 1997, 101-106.
- [51] R. Arcidiacono et al. *The trigger supervisor of the NA48 experiment at CERN SPS*. Nucl. Instr. Meth., A 443, 2000, 20-26.
- [52] G. Fischer et al. *A 40 MHz-pipelined trigger for  $K^0 \rightarrow 2\pi^0$  decays for the CERN NA48 experiment*. Nucl. Instr. Meth., A 419, 1998, 695-700.
- [53] S. Anvar et al. *The charged trigger system of NA48 at CERN*. Nucl. Instr. Meth., A 419, 1998, 686-694.
- [54] Michel De Beer et Frederic Derue. *NASIM user's guide*. Note interne NA48 00-23, 2000.
- [55] H.W. Atherton et al. *Precise measurements of particle production by 400 GeV/c protons on beryllium targets*. Yellow Report, CERN/80-07, 1980.
- [56] E. Barberio, B. van Eijk et Z. Was. *PHOTOS - A universal Monte Carlo for QED radiative corrections*. Comput. Phys. Commun., 66, 1991, 115.
- [57] E. Richter-Was. *Hard Bremsstrahlung photons in the  $t$  anti- $t$  production and decay : A background for the intermediate Higgs search*. Z. Phys., C61, 1994, 323-340.
- [58] E. Richter-Was. *QED bremsstrahlung in semileptonic B and leptonic tau decays*. Phys. Lett., B303, 1993, 163-169.
- [59] K. O. Mikaelian et J. Smith. *Radiative corrections to the invariant-mass spectrum of a Dalitz pair*. Phys. Rev., D5, 1972, 2890-2895.
- [60] R. Frühwirth. *Application of Kalman filtering to track and vertex fitting*. Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., A :262, 1987.

- [61] Jean-Baptiste Chèze. *Drift Chamber Reconstruction program user's guide*. Note interne NA48, 1999.
- [62] F. James. *MINUIT, Function Minimization and Error Analysis, Reference Manual*. CERN Program Library Long Writeup D506, Version 94.1.
- [63] A. Lai et al. *Observation of the decay  $K_S \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-$* . Phys. Lett. B, 496, 2000, 137-144.
- [64] S. Ledovskoy. *KTeV rare decays results*. KAON 2001, International Conference on CP Violation, Pisa (italy) 12-17 june, 2001.

tel:003600052, version 1 - 28 May 2009

## Remerciements

Ce travail de longue haleine est le fruit de collaborations variées. J'en profite donc pour remercier ici certaines personnes pour leur contribution directe ou indirecte à mon travail.

Je remercie tout d'abord M. Michel Spiro, chef du service de physique des particules du CEA/DAPNIA lorsque j'ai entrepris cette thèse, de m'avoir accueilli au sein de son laboratoire.

Je remercie également MM. Augusto Ceccucci, Jean-pierre Engel et Jean-Louis Riester d'avoir accepté de faire partie de mon jury et particulièrement MM. Philippe Bloch et Eduardo De Rafaël pour leur rôle de rapporteur.

Cette thèse doit évidemment énormément à son directeur M. Edoardo Mazzucato. Je le remercie profondément pour sa grande patience, sa disponibilité et pour sa rigueur scientifique dont, j'espère, avoir su prendre exemple. Je lui suis également très reconnaissant d'avoir toujours rendu le travail et ses à-côtés très agréables. Eddy, merci de ton soutien, de ta confiance et de ton amitié.

Ma reconnaissance va également au groupe NA48 de Saclay qui a fourni un cadre propice et amical au déroulement de cette thèse. J'y ai trouvé des collègues dont l'expérience et les conseils ont été très enrichissants. Je tiens donc à remercier chaleureusement René Turley pour sa présence stimulante et ses questions embarrassantes, Bertrand Vallage (+ merci au moins 2x pour ma moto!), Bernard Peyaud, Pascal Debu et Gerard Marel pour leur intérêt et les fructueuses discussions. Je salue également pour les mêmes raisons mais aussi parce qu'ils sont devenus des amis, Raphaël Granier de Cassagnac et Andrea Formica. Merci aussi à Jean-Baptiste Chèze pour son précieux programme de reconstruction, à Michel Debeer, notre "Monte-Carliste", à Peter Hristov, à Frédéric Derue et à Guillaume Gouge à qui je souhaite bonne chance pour la suite de sa thèse.

Je tiens à remercier spécialement Lydia et Louis Fayard pour leur accueil quand je peinais sur la rédaction de ce document, ainsi que l'ensemble du groupe d'Orsay : Guillaume Unal, Isabelle Wintergerter, Sabine Crépe et Jose Ocariz. Je voudrais également citer Donald Cundy et Augusto Ceccucci dont j'ai beaucoup appris lors de ma coopération au CERN. J'ai été très fier de participer à l'expérience NA48 et je tiens à remercier l'ensemble de la collaboration pour la qualité du travail qu'elle a fourni et dont j'ai largement pu bénéficier.

Enfin, mes pensées vont vers les amis et la famille qui m'ont supporté toutes ces années : merci à mes parents, Jérôme, Sandrine, Mathieu, Guillaume et les autres. Et merci Dr. Papi!

## Résumé

L'étude des désintégrations rares des kaons neutres  $K_L$  et  $K_S$  dans l'état final  $\pi^+\pi^-e^+e^-$  auprès de l'expérience NA48 du CERN est présentée dans cette thèse.

Sur l'ensemble des données accumulées par l'expérience NA48 au cours des prises de données de 1998 et 1999, on a extrait un total de  $1285 \pm 37$  événements  $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-e^+e^-$  avec un rapport signal sur bruit de 41. La mesure du rapport d'embranchement obtenue ici donne :  $BR(K_L \rightarrow \pi^+\pi^-e^+e^-) = [3,16 \pm 0,09(\text{stat.}) \pm 0,16(\text{syst.})] \times 10^{-7}$ . Pour ce qui est du mode  $K_S$ ,  $768 \pm 28$  candidats ont été observés avec un bruit de fond négligeable. La mesure du rapport d'embranchement rapportée ici est :  $BR(K_S \rightarrow \pi^+\pi^-e^+e^-) = [4,28 \pm 0,18(\text{stat.}) \pm 0,26(\text{syst.})] \times 10^{-5}$ . Ces résultats sont en très bon accord avec les valeurs prédites par les modèles phénoménologiques actuels qui décrivent les processus  $K_{L,S} \rightarrow \pi^+\pi^-e^+e^-$  en termes des contributions de bremsstrahlung interne et d'émission directe.

Dans le mode  $K_L$ , la coexistence de deux composantes d'états opposés sous CP conduit à une large asymétrie  $\mathcal{A}$  dans la distribution de l'angle  $\phi$  entre les plans de désintégrations des deux pions et des deux électrons. L'analyse détaillée du canal  $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-e^+e^-$  rapportée dans ce document fait apparaître une valeur différente de zéro à près de 4 écarts standards :  $\mathcal{A}(K_L \rightarrow \pi^+\pi^-e^+e^-) = [13,8 \pm 2,8(\text{stat.}) \pm 2,3(\text{syst.})]\%$ . Ce résultat met en lumière de façon non ambiguë la violation de CP dans cette voie. La valeur élevée de cette asymétrie, en excellent accord avec les prévisions théoriques, rend bien compte de la violation de CP dans le mélange  $K^0-\bar{K}^0$ . Par ailleurs, il a été vérifié que, dans le canal  $K_S \rightarrow \pi^+\pi^-e^+e^-$ , dominé par la composante de bremsstrahlung interne de valeur  $CP=+1$ , l'asymétrie est compatible avec zéro :  $\mathcal{A}(K_S \rightarrow \pi^+\pi^-e^+e^-) = [-0,8 \pm 3,6(\text{stat.}) \pm 1,2(\text{syst.})]\%$ .

## Abstract

The study of the  $K_{L,S} \rightarrow \pi^+\pi^-e^+e^-$  decay modes in the NA48 experiment at CERN is presented in this thesis.

Using the full data samples collected in 1998 and 1999,  $1285 \pm 37$  events  $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-e^+e^-$  have been extracted over a background of 41 events. The measured branching ratio is :  $BR(K_L \rightarrow \pi^+\pi^-e^+e^-) = [3,16 \pm 0,09(\text{stat.}) \pm 0,16(\text{syst.})] \times 10^{-7}$ . Concerning the  $K_S$  mode, a signal of  $768 \pm 28$  candidates has been observed over a negligible background. The obtained branching ratio is :  $BR(K_S \rightarrow \pi^+\pi^-e^+e^-) = [4,28 \pm 0,18(\text{stat.}) \pm 0,26(\text{syst.})] \times 10^{-5}$ . Both results are in very good agreement with the values predicted by phenomenological models where the processes  $K_{L,S} \rightarrow \pi^+\pi^-e^+e^-$  are described in terms of inner bremsstrahlung and direct emission contributions.

In the  $K_L$  mode, the presence of two components with opposed CP states leads to a large asymmetry  $\mathcal{A}$  in the distribution of the angle  $\phi$  between the decay planes of the two pions and the two electrons. The detailed analysis of the  $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-e^+e^-$  mode ends up to a non-zero value of the asymmetry with more than 4 standard deviations :  $\mathcal{A}(K_L \rightarrow \pi^+\pi^-e^+e^-) = [13,8 \pm 2,8(\text{stat.}) \pm 2,3(\text{syst.})]\%$ . This result is a clear manifestation of CP violation in this channel. The large value of this asymmetry, in excellent agreement with theoretical prediction, accounts for CP violation in the  $K^0-\bar{K}^0$  mixing. Furthermore, it was verified that in the  $K_S \rightarrow \pi^+\pi^-e^+e^-$  mode which is dominated by the inner bremsstrahlung component, the asymmetry is compatible with zero :  $\mathcal{A}(K_S \rightarrow \pi^+\pi^-e^+e^-) = [-0,8 \pm 3,6(\text{stat.}) \pm 1,2(\text{syst.})]\%$ .