

Université de Paris-Sud  
Centre d'Orsay

<b>Gestion INIS</b>
Doc. enreg. le : 9.6.14.1994
N° TRN : FR 9.10.14.1994
Destination : I,I+D,D

LAL 94-84  
Décembre 1994

# de l'Accélérateur Laboratoire Linéaire

*Mémoire d'habilitation à diriger des recherches*

**Effets systématiques sur la mesure de  $\Re(\epsilon'/\epsilon)$  dans NA31**

*Olivier PERDEREAU*

soutenu le 16 décembre 1994 devant la Commission d'Examen

MM. J.	LEFRANCOIS	Président
P.	BLOCH	
B.	GAVELLA	
D.	FOURNIER	
I.	MANNELLI	
G.	SMADJA	

# de l'Accélérateur Laboratoire Linéaire

*Mémoire d'habilitation à diriger des recherches*

**Effets systématiques sur la mesure de  $\Re(\epsilon'/\epsilon)$  dans NA31**

*Olivier PERDEREAU*

soutenu le 16 décembre 1994 devant la Commission d'Examen

MM.	J.	LEFRANCOIS	Président
	P.	BLOCH	
	B.	GAVELLA	
	D.	FOURNIER	
	E.	MANNELLI	
	G.	SMADJA	

# Table des matières

<b>1</b>	<b>Introduction Générale</b>	<b>1</b>
<b>I</b>	<b>Généralités théoriques et expérimentales</b>	<b>3</b>
<b>2</b>	<b>La violation de <math>CP</math> dans le système des kaons neutres</b>	<b>5</b>
2.1	Aperçu historique de la physique des kaons neutres . . . . .	5
2.2	Propagation des kaons : les oscillations . . . . .	6
2.3	La violation de $CP$ . . . . .	7
2.3.1	Les symétries discrètes . . . . .	7
2.3.2	Violation de $CP$ dans le système $K^0 \bar{K}^0$ . . . . .	7
2.3.3	Expression des observables de la violation de $CP$ . . . . .	10
2.4	Modèles et prédictions théoriques de $\Re(\epsilon'/\epsilon)$ . . . . .	10
2.4.1	Le modèle Superfaible . . . . .	11
2.4.2	La violation de $CP$ dans les théories de Jauge - Généralités . . . . .	11
2.4.3	Cas du modèle Standard Minimal . . . . .	12
2.4.4	Conclusions . . . . .	15
<b>3</b>	<b>L'expérience NA31</b>	<b>17</b>
3.1	Introduction . . . . .	17
3.2	Les faisceaux . . . . .	19
3.2.1	Le faisceau de $K_L$ . . . . .	19
3.2.2	Le faisceau de $K_S^0$ . . . . .	19
3.2.3	Autres faisceaux . . . . .	22
3.3	L'appareillage expérimental . . . . .	22
3.3.1	Le tube de désintégration . . . . .	22
3.3.2	Les anticompteurs . . . . .	22
3.3.3	Les détecteurs utilisés pour les $\pi^0\pi^0$ . . . . .	24
3.3.4	Les détecteurs du mode $\pi^+\pi^-$ . . . . .	26
3.3.5	Le compteur de faisceau . . . . .	29
3.4	Le déclenchement et l'acquisition . . . . .	29
3.4.1	Premier niveau . . . . .	29
3.4.2	Le module AFBI . . . . .	31
3.4.3	Le filtre . . . . .	32
3.4.4	Contrôle du déclenchement . . . . .	32
3.4.5	Acquisition et surveillance de l'expérience . . . . .	33

<b>4</b>	<b>Reconstruction et analyse des événements chargés</b>	<b>35</b>
4.1	Reconstruction des traces . . . . .	35
4.2	Reconstruction de la désintégration . . . . .	36
4.3	Sélection des événements chargés . . . . .	37
4.3.1	Sélection préliminaire . . . . .	37
4.3.2	Sélection finale :réjection des bruits de fond . . . . .	38
<b>5</b>	<b>Reconstruction et analyse des événements neutres</b>	<b>43</b>
5.1	Reconstruction des photons . . . . .	43
5.2	Reconstruction de la désintégration . . . . .	44
5.3	Mesure de l'échelle d'énergie des neutres . . . . .	44
5.4	Sélection des événements $\pi^0\pi^0$ . . . . .	45
5.4.1	Sélection préliminaire . . . . .	46
5.4.2	Sélection finale . . . . .	46
<b>II</b>	<b>Mesure de <math>\mathcal{R}</math></b>	<b>49</b>
<b>6</b>	<b>Principe de la mesure</b>	<b>51</b>
<b>7</b>	<b>Evaluation et soustraction des différents bruits de fond</b>	<b>53</b>
7.1	Bruits de fond du mode $K_L^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ . . . . .	53
7.1.1	Simulation des $\pi^0\pi^0\pi^0$ . . . . .	53
7.1.2	Soustraction du fond . . . . .	54
7.2	Bruit de fond communs aux modes $\pi^+\pi^-$ . . . . .	55
7.2.1	Bruit de fond provenant du mode $\pi^+\pi^-\gamma$ . . . . .	56
7.2.2	Bruit de fond à haute masse . . . . .	56
7.3	Bruits de fond du mode $K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ . . . . .	58
7.3.1	Fraction provenant de $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ . . . . .	59
7.3.2	Fraction provenant des modes semi-leptoniques $K_L \rightarrow \pi e \nu$ et $K_L \rightarrow \pi \mu \nu$ . . . . .	60
7.4	Bruits de fond du mode $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ . . . . .	61
7.5	Bilan des différents bruits de fond . . . . .	61
7.6	Détermination du résultat brut . . . . .	62
<b>8</b>	<b>Corrections Monte-Carlo</b>	<b>65</b>
8.1	Monte-Carlo d'acceptance . . . . .	65
8.2	Simulation des différentes sources de kaons diffusés . . . . .	66
8.2.1	Diffraction des kaons sur le plomb de l'anticompteur AKS . . . . .	68
8.2.2	Diffusion des kaons sur les bords du collimateur . . . . .	69
8.2.3	Kaons produits dans l'absorption du faisceau primaire . . . . .	69
8.2.4	Conclusions . . . . .	70
<b>9</b>	<b>Corrections pour les effets des particules fortuites</b>	<b>73</b>
9.1	Représentativité des déclenchements aléatoires . . . . .	74
9.2	Correction de la mesure de $\mathcal{R}$ . . . . .	74
9.2.1	Effets nets des accidentelles . . . . .	74
9.2.2	Détermination de la correction . . . . .	80

<b>10</b>	<b>Efficacités des composantes de l'expérience et vérifications diverses</b>	<b>83</b>
10.1	Efficacité du déclenchement . . . . .	83
10.2	Efficacité de l'anticompteur AKS . . . . .	84
10.2.1	Inefficacité systématique . . . . .	85
10.2.2	Inefficacité géométrique . . . . .	85
10.2.3	Correction totale . . . . .	85
10.3	Inefficacité des chambres à fils . . . . .	85
<b>11</b>	<b>Conclusion : mesure de <math>\mathcal{R}</math></b>	<b>87</b>
11.1	Incertitudes sur les échelles d'énergies . . . . .	87
11.2	Conclusion : résultat de cette analyse . . . . .	90
<b>III</b>	<b>Problèmes liés à la mémoire analogique</b>	<b>93</b>
<b>12</b>	<b>Introduction générale</b>	<b>95</b>
<b>13</b>	<b>Description du fonctionnement des cartes d'échantillonnage</b>	<b>99</b>
13.1	Relations entre les cartes d'échantillonnage et le système de déclenchement . . .	99
13.2	Le Temps dans la Mémoire Analogique . . . . .	100
<b>14</b>	<b>Etude de la perturbation des informations calorimétriques</b>	<b>105</b>
14.1	Perturbations des constantes de calibrations . . . . .	105
14.1.1	Détermination des constantes de calibrations . . . . .	105
14.1.2	Variation des constantes de calibration en fonction du temps dans la mémoire analogique . . . . .	106
14.1.3	Cohérence et uniformité du phénomène . . . . .	108
14.2	Une approche plus détaillée du phénomène . . . . .	109
14.3	Examen d'autres catégories d'événements . . . . .	111
14.3.1	Aspects de la perturbation dans les événements $\pi^+\pi^-$ et $\pi^0\pi^0$ . . . . .	111
14.3.2	Aspects de la perturbation sur d'autres événements de calibration . . . . .	112
14.4	Analyse avec le (les) déclenchement(s) précédent(s) . . . . .	113
14.4.1	Les différents compteurs du déclenchement . . . . .	114
14.4.2	Définitions de nouvelles variables . . . . .	116
14.4.3	Détermination des paramètres $\alpha$ et $\beta$ . . . . .	119
14.4.4	Utilisation de ces informations pour une caractérisation de la perturbation de l'énergie . . . . .	124
14.4.5	Conséquences de ces caractéristiques . . . . .	125
14.4.6	Isolation d'une source possible de perturbation . . . . .	127
14.5	Implications sur un scénario . . . . .	129
<b>15</b>	<b>Conséquences des perturbations des énergies dans l'analyse de NA31</b>	<b>133</b>
15.1	Effets des perturbations au niveau du déclenchement . . . . .	133
15.2	Effets des perturbations pour la reconstruction . . . . .	135
15.3	Effets des perturbations pour la sélection des événements . . . . .	136
15.3.1	Recherche de coupures "critiques" . . . . .	136
15.3.2	Etude des variations des masses invariantes reconstruites . . . . .	137
15.3.3	Correction moyenne des effets des variations des pedestaux . . . . .	140
15.3.4	Correction résultant de la méthode de superposition . . . . .	142

15.4 Conclusion . . . . .	148
<b>16 Influence de la mémoire analogique sur la mesure de <math>\mathcal{R}</math></b>	<b>149</b>
16.1 Le dernier problème de NA31 . . . . .	149
16.1.1 Une approche plus détaillée de l'“effet” . . . . .	150
16.1.2 Etude de la signification statistique . . . . .	151
16.2 Une localisation plus précise du problème? . . . . .	151
16.2.1 Comparaison avec les déclenchements aléatoires . . . . .	152
16.2.2 Comparaison avec les événements des autres modes . . . . .	153
16.2.3 Comparaisons permises par le réarrangement des événements . . . . .	155
16.2.4 Conclusions . . . . .	158
16.3 Recherche d'un lien avec la perturbation des énergies . . . . .	158
16.3.1 Recherche d'une variation du rapport en fonction de $T_{AM}$ . . . . .	159
16.3.2 Recherche d'une dépendance de la variation du résultat avec la perturbation	159
16.3.3 Recherche d'une variation du rapport en fonction des paramètres de la	
perturbation : $T_{STEC}$ et $T_{AM}$ (2) . . . . .	162
16.3.4 Comparaison des variations du résultat en fonction de $T_{STEC}$ (1) et de	
$T_{SLE}$ (1) . . . . .	164
16.4 Autres analyses reliées au “problème de $T_{AM}$ ” . . . . .	165
16.4.1 Les autres échantillons (86 et 88) et le problème de $T_{AM}$ . . . . .	165
16.4.2 Indépendance du résultat en fonction de l'intensité . . . . .	167
16.4.3 Efficacités des différentes étapes du déclenchement . . . . .	167
16.4.4 Le compteur de $T_{AM}$ . . . . .	168
16.5 Conclusions . . . . .	169
<b>IV Description des ZTDC et des analyses qu'elles permettent</b>	<b>171</b>
<b>17 Introduction</b>	<b>173</b>
<b>18 Le système des ZTDC</b>	<b>177</b>
18.1 Principe de fonctionnement . . . . .	177
18.2 Etalonnage des ZTDC . . . . .	180
18.3 L'effet balistique : présentation et correction . . . . .	181
18.3.1 Description de l'effet balistique . . . . .	182
18.3.2 Méthode de correction . . . . .	182
18.4 Estimation de l'efficacité du système . . . . .	184
<b>19 Reconstruction des informations provenant des ZTDC</b>	<b>187</b>
19.1 Informations des ZTDC pour les traces . . . . .	187
19.1.1 Principes du calcul . . . . .	187
19.1.2 Performances . . . . .	188
19.2 Informations des ZTDC pour les particules neutres . . . . .	189
19.3 Informations spécifiques des ZTDC . . . . .	191
19.3.1 Comparaison entre projections . . . . .	191
19.3.2 Etablissement d'un lien entre les points . . . . .	192
19.3.3 Regroupement final . . . . .	192
19.3.4 Quelques remarques . . . . .	192
19.4 Conclusion . . . . .	197

<b>20 Etude des déclenchements dûs aux accidentelles</b>	<b>199</b>
20.1 Caractéristiques recherchées . . . . .	200
20.2 Mesure des contaminations des différents lots . . . . .	200
20.2.1 Etude des $\pi^0\pi^0$ . . . . .	201
20.2.2 Etude des $\pi^+\pi^-$ . . . . .	204
20.3 Conclusion et comparaison avec les estimations a priori . . . . .	206
<b>21 Etude du flux de photons accidentels</b>	<b>207</b>
21.1 Etude des événements $\pi^0\pi^0$ avec un photon accidentel . . . . .	207
21.1.1 Mesure du taux d'événements $\pi^0\pi^0$ rejetés du fait d'un photon accidentel avec les événements superposés . . . . .	208
21.1.2 Mesure utilisant les informations des ZTDC . . . . .	209
21.1.3 Comparaisons entre les résultats des deux méthodes . . . . .	212
21.2 Etude des événements $\pi^+\pi^-$ rejetés à cause d'un photon accidentel . . . . .	216
21.2.1 Mesure du taux d'événements $\pi^+\pi^-$ rejetés du fait d'un photon accidentel à partir des événements superposés . . . . .	217
21.2.2 Mesure tirée des informations des ZTDC . . . . .	217
21.2.3 comparaison des deux mesures . . . . .	218
21.3 Conclusions . . . . .	221
<b>22 Correction globale pour les effets des accidentelles à l'aide des ZTDC</b>	<b>223</b>
22.1 Sélection des amas de ZTDC provenant des accidentelles . . . . .	223
22.2 Observations préliminaires . . . . .	226
22.3 Détermination des taux d'amas accidentels . . . . .	227
22.3.1 Estimation du nombre d'amas dûs aux rebonds . . . . .	228
22.3.2 Estimation du nombre d'amas dûs aux photons en temps . . . . .	228
22.3.3 Corrections pour les coupures de sélection . . . . .	228
22.3.4 Conclusion :taux des accidentelles dans les calorimètres et effet sur $\mathcal{R}$ . . . . .	232
22.4 Comparaison avec la méthode de superposition . . . . .	238
22.5 Conclusions . . . . .	241
<b>V Perspectives</b>	<b>245</b>
<b>23 Mesures de <math>\mathfrak{R}(\varepsilon'/\varepsilon)</math> :état et perspectives</b>	<b>247</b>
23.1 Résultats de NA31 . . . . .	247
23.2 Résultats de E731 . . . . .	248
23.2.1 Appareillage expérimental . . . . .	248
23.2.2 Analyse des résultats . . . . .	250
23.3 Comparaison des deux résultats . . . . .	251
23.4 Mesures futures de $\mathfrak{R}(\varepsilon'/\varepsilon)$ . . . . .	252
23.4.1 $\mathfrak{R}(\varepsilon'/\varepsilon)$ à <i>CLEAR</i> ? . . . . .	252
23.4.2 Le projet NA48 . . . . .	254
23.4.3 Le projet E832 . . . . .	258
23.4.4 Mesures de $\mathfrak{R}(\varepsilon'/\varepsilon)$ à <i>KLOE</i> . . . . .	258
23.5 Conclusions . . . . .	260

<b>24 Autres "laboratoires" d'étude de la violation de <math>CP</math></b>	<b>261</b>
24.1 Mésons K . . . . .	261
24.1.1 Mode $K_{L,S} \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$ . . . . .	261
24.1.2 Modes $K_{L,S} \rightarrow 3\pi$ . . . . .	261
24.1.3 Modes $K^\pm \rightarrow 3\pi$ . . . . .	262
24.1.4 Modes $K_{L,S} \rightarrow \gamma\gamma$ . . . . .	262
24.1.5 Modes $K_L \rightarrow \mu^+ \mu^-$ . . . . .	262
24.1.6 Mode $K_L \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ . . . . .	263
24.1.7 Mode $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ . . . . .	263
24.2 Mésons beaux . . . . .	263
24.2.1 Intérêts des mésons beaux . . . . .	264
24.2.2 Mésons beaux neutres . . . . .	265
24.2.3 Mésons beaux chargés . . . . .	266
24.2.4 Perspectives expérimentales . . . . .	267
24.3 Mésons charmés . . . . .	268
24.4 Moment dipolaire du neutron et "strong $CP$ problem" . . . . .	269
24.5 Bilan et perspectives . . . . .	269
<b>25 La violation de <math>CP</math> en cosmologie</b>	<b>271</b>
25.1 Introduction : l'asymétrie baryonique . . . . .	271
25.2 Le mécanisme de Sakharov . . . . .	272
25.3 Cas du Modèle Standard . . . . .	272
25.3.1 Violation de $CP$ . . . . .	272
25.3.2 Violation du nombre baryonique . . . . .	273
25.3.3 Non-équilibre thermique . . . . .	273
25.3.4 Génération "électrofaible" de l'asymétrie baryonique . . . . .	273
25.3.5 Conclusions . . . . .	275
25.4 Théories Grand-Unifiées . . . . .	275
25.5 Conclusions . . . . .	276
<b>A Sensibilité du taux de réjection d'une coupure aux fluctuations expérimentales</b>	<b>277</b>
A.1 Traitement analytique . . . . .	277
A.2 Traitement numérique . . . . .	278

# Chapitre 1

## Introduction Générale

L'objet de ce rapport est de présenter des travaux que j'ai eu l'occasion d'effectuer entre 1989 et 1993 au sein de l'expérience NA31. Le cadre de ce travail est la mesure de  $\Re(\epsilon'/\epsilon)$ , en utilisant les données de 1989. Pour mesurer ce paramètre avec précision, l'expérience a enregistré de larges échantillons des modes de désintégrations des kaons en deux pions. Toute source de différence dans la réponse des détecteurs à l'un des deux modes et/ou dans l'un des deux faisceaux a fait l'objet d'études et de vérifications systématiques pour évaluer ces effets et éventuellement les corriger.

J'ai rejoint cette expérience lors de sa dernière prise de données. Lors de celle-ci, le LAL a réalisé et mis en service un ensemble de circuits d'électronique baptisé "les Zéro-Cross TDC" ou ZTDC. Leur but était, en mesurant le temps d'arrivée des signaux calorimétriques, de permettre une meilleure compréhension de l'activité des particules fortuites dans chaque mode détecté par l'expérience (une des principales contributions à l'incertitude systématique provient de la correction pour cet effet). La présence d'une particule supplémentaire superposée à une désintégration peut nous conduire à la rejeter, d'où des pertes qui diffèrent avec le mode et le faisceau. La compréhension du système des ZTDC et ses utilisations dans l'analyse a constitué le premier "pôle" de mon activité dans NA31.

Du fait du taux élevé d'événement, principalement en  $K_L^0$ , il arrivait fréquemment (dans 50% des cas environ en  $K_L^0$ ) qu'un déclenchement soit mis en mémoire pendant le traitement de celui qui le précédait. Cette mémoire était constituée pour les informations calorimétriques d'un ensemble de capacités, où les signaux analogiques étaient isolés. Nous avons mis en évidence d'une part une dérive de ces signaux, formant donc un bruit cohérent, affectant principalement les données enregistrées en  $K_L^0$ . Il importait donc d'essayer de comprendre les causes du phénomène, ou sinon d'en maîtriser au mieux les effets. D'autre part, un compteur mesurant le temps d'attente (noté  $T_{AM}$ ) a présenté une réponse différente dans les différents modes, qu'il importait également de comprendre. Ces sujets ont constitué mon second pôle d'activité (comme pour la majorité de la collaboration pendant les dernières années).

Le présent rapport est à l'image de mon activité. Dans une première partie, après une introduction à la phénoménologie des kaons neutres et aux prédictions de  $\Re(\epsilon'/\epsilon)$ , de décrire l'appareillage et la sélection des événements utilisés dans la mesure de  $\Re(\epsilon'/\epsilon)$  dans NA31. Ensuite, je décrirai la mesure elle-même, ainsi que les diverses corrections et vérifications dont son résultat fait l'objet. Ces descriptions sont en général loin d'être exhaustives; plus de détails peuvent être trouvés dans les nombreuses thèses et rapports écrits sur cette expérience. D'autre part, toutes ne sont pas autant détaillées; cette non-uniformité reflète d'une part mon activité et d'autre part les besoins des parties suivantes.

Dans une troisième partie, je présenterai les analyses liées à  $T_{AM}$ . Une étude des successions

de déclenchements acceptés, situation où l'information disponible était optimale, a permis de mieux cerner le phénomène de la dérive de l'énergie. Nous avons essayé au mieux possible de corriger a posteriori ces dérives, et nous présenterons les résultats de cette correction. Le schéma que nous avons établi nous a permis de vérifier que l'effet résiduel de cette variation d'énergie sur la mesure de  $\Re(\epsilon'/\epsilon)$  est petit. Les méthodes que nous avons développées ont également permis d'étudier plus en détails la variation de la mesure de  $\Re(\epsilon'/\epsilon)$  observée lorsque nous n'utilisons que des événements qui n'attendent pas.

Dans une quatrième partie, j'aborderai la description des ZTDC et leur analyse. Celle-ci a comporté trois volets. D'une part, les temps des signaux calorimétriques utilisés dans la mesure de l'énergie de particules détectées ( $\pi^\pm$  ou  $\gamma$ ) permettent de calculer leur temps d'arrivée. Ceci nous a permis d'une part de rechercher des désintégrations incompatibles temporellement avec le fonctionnement du déclenchement et d'autre part d'étudier les événements comportant un photon hors temps. Nous avons également, en étudiant ces informations temporelles indépendamment des énergies, évalué les nombres d'événements perdus du fait de dépôts d'énergie hors temps. Les deux dernières études ont donc permis une vérification directe et indépendante de la méthode d'évaluation des effets des accidentelles utilisée auparavant dans l'expérience.

Enfin dans la dernière partie, j'aborderai d'autres aspects de la violation de  $CP$  en physique, et plus spécifiquement les aspects de la violation de  $CP$  en cosmologie, en particulier l'asymétrie baryon-antibaryon dans l'univers et des modèles envisagés pour l'expliquer.

## Partie I

# Généralités théoriques et expérimentales

## Chapitre 2

# La violation de $CP$ dans le système des kaons neutres

### 2.1 Aperçu historique de la physique des kaons neutres

Les kaons neutres ont fait leur apparition sur la scène de la physique des particules en 1946, année où leurs désintégrations ont été observées pour la première fois dans des clichés pris avec une chambre à bulles, lors d'études sur les rayons cosmiques, par Rochester et Butler[1]. La nature "étrange" de ces particules est devenue de plus en plus apparente lorsque l'utilisation des accélérateurs est devenue courante en physique des hautes énergies. En effet les kaons neutres partagent avec une autre particule plus lourde, qu'on rangeait parmi les hadrons et qui avait été appelée  $\Lambda^0$ , des caractéristiques qui les distinguent des autres particules connues alors. Toutes deux présentent une durée de vie inhabituellement longue, ce qui est surtout étonnant pour la plus lourde des deux : sa durée de vie est environ  $10^{14}$  fois plus élevée que celle d'une résonance de masse voisine, appelée  $\Delta$ . D'autre part, une de ces deux particules n'était jamais observée sans l'autre : c'est le mécanisme dit de "production associée"[2] (dont un exemple est le processus  $p + \pi^- \rightarrow \Lambda + K$ ). Pour expliquer ces deux faits, Gell-Man et Païs[3] ont proposé un modèle qui est encore valable sous une forme plus moderne, que nous allons utiliser[4].

Puisque ces deux particules ont un temps de vie long, elles doivent se désintégrer uniquement par interaction faible. Gell-Man et Païs introduisent alors un nouveau nombre quantique, l'étrangeté, qui sera plus tard assimilé à la présence d'un quark  $s$ , conservé par les interactions forte et électromagnétique mais pas par la force faible ; si celle-ci est responsable des désintégrations des  $K^0$  et des  $\Lambda$  sa faiblesse explique les grandes durées de vie de ces particules.  $|K^0\rangle$  et  $|\Lambda^0\rangle$  sont des états propres de l'étrangeté avec des valeurs propres opposées. En conséquence les états  $|K^0\rangle$  et  $|\bar{K}^0\rangle$  doivent être différents puisque portant une étrangeté opposée ; ils sont images l'un de l'autre par l'opération de conjugaison de charge. Comme toutefois ces deux états possèdent un état final de désintégration commun, l'état en deux pions, Gell-Man et Païs prédirent l'existence d'un mélange entre  $|K^0\rangle$  et  $|\bar{K}^0\rangle$ . Ils firent en plus l'hypothèse que les états "physiques" appelés  $|K_1\rangle$  et  $|K_2\rangle$ , c'est-à-dire les états propres du hamiltonien de propagation dans le vide du système, sont des superpositions cohérentes de ceux-ci :

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

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

Les invariances supposées à l'époque des interactions par les symétries discrètes  $C$ ,  $P$  et  $T$  pouvaient donc être ainsi assurées. En effet le  $K^0$  n'étant pas sa propre antiparticule il n'est pas état propre de  $C$ , alors que les états "physiques"  $|K_1\rangle$  et  $|K_2\rangle$  le sont. Depuis toutefois, des expériences ont montré que l'interaction faible viole à la fois  $C$  et  $P$ . Toutefois elle était supposée conserver leur produit,  $CP$ , dont  $|K_1\rangle$  et  $|K_2\rangle$  sont également états propres.

Comme les paires de pions  $\pi^+\pi^-$  ou  $\pi^0\pi^0$  sont des états propres de  $CP$ , de valeur propre  $+1$ , seul l'état  $|K_1\rangle$  peut se désintégrer vers les états finaux à deux pions. L'état  $|K_2\rangle$  ne peut lui se désintégrer qu'en trois corps. Compte tenu de sa masse, par un effet d'espace de phase son temps de vie (noté  $\tau_L$  dans la suite) est environ 600 fois plus grand que celui de l'état  $|K_1\rangle$  (noté  $\tau_S$  dans la suite) ; c'est pourquoi ces états ont été rapidement identifiés avec des particules différentes notées  $K_L$  et  $K_S$  respectivement. La seconde d'entre-elles, en raison de sa durée de vie élevée n'avait pas encore été observée. Quelques années après la prédiction de son existence elle a finalement été mise en évidence.

## 2.2 Propagation des kaons : les oscillations

Etudions l'évolution temporelle d'un mélange de  $K_S$  et  $K_L$  dont on connaît les impulsion-énergie et composition initiales. Nous nous placerons dans le cas où la symétrie  $CPT$  est respectée par la théorie. Par simplicité supposons que l'état initial est  $|K^0\rangle$ . Les états  $|K_S\rangle$  et  $|K_L\rangle$  étant les états propres de l'équation de Schrödinger à tout instant, nous pouvons écrire :

$$|K_S(t)\rangle = e^{-(im_S + \Gamma_S/2)t}|K_S\rangle$$

$$|K_L(t)\rangle = e^{-(im_L + \Gamma_L/2)t}|K_L\rangle$$

$$|K(t)\rangle = \frac{|K_S(t)\rangle + |K_L(t)\rangle}{\sqrt{2}}$$

Il est facile de voir alors que si  $t$  est très petit devant  $\tau_S$  (et donc  $\tau_L$ ), ce qui revient à nous placer dans l'approximation de particules stables, alors nous allons observer des oscillations. A tout instant  $t$  la proportion de  $\overline{K^0}$  dans le faisceau peut en effet s'écrire :

$$\left| \langle \overline{K^0} | K(t) \rangle \right|^2 = \frac{1}{4} |e^{-im_S t} - e^{-im_L t}|^2 = \frac{1}{2} (1 - \sin [2(m_L - m_S)t])$$

Par contre, lorsque  $t$  devient grand devant  $\tau_S$  le faisceau ne contient plus que des  $K_L$ .

Une caractéristique intéressante de la propagation des kaons neutres est sa modification par la traversée d'une certaine quantité de matière. En effet, comme c'est le cas pour l'effet MSW dans la propagation des neutrinos, le hamiltonien de la propagation est modifié de manière non diagonale en présence de matière. Le  $\overline{K^0}$  peut en effet être absorbé dans la réaction inverse de la production associée avec les protons, alors que cette réaction n'est pas possible pour son antiparticule. Si la longueur de matériau est suffisante, nous verrons donc à sa sortie un faisceau de  $K^0$ , composé à parts égales de  $K_S$  et  $K_L$ , mais d'intensité réduite approximativement de moitié. Il est donc possible d'observer, dans un faisceau où ne survivaient plus que des  $K_L$ , la réapparition de  $K_S$ . Ce phénomène appelé régénération[5] a été étudié pour lui même, et est même utilisé expérimentalement pour fabriquer des faisceaux de  $K_S$ .

## 2.3 La violation de $CP$

### 2.3.1 Les symétries discrètes

Les symétries discrètes  $C$ ,  $P$  et  $T$  ont été introduites à l'époque de la formalisation de la théorie Electro-Dynamique Quantique (QED). Le lagrangien de cette théorie est en effet invariant par chacune d'entre elles. Une des grandes découvertes de la physique des particules a été que certaines de ces symétries ne sont pas respectées par l'interaction faible. La mise en évidence de la violation, tout d'abord de la parité  $P$  puis de la conjugaison de charge  $C$  dans les désintégrations  $\beta$  nucléaires a ouvert la voie aux développements théoriques conduisant à la description unifiée des interactions électromagnétique et faible au sein de la théorie dite électrofaible. Mais si dans ce formalisme les symétries  $P$  et  $C$  sont violées de manière dite "maximale" du fait de la structure  $V-A$  de la théorie, leur produit  $CP$  était par contre supposé conservé. D'autre part, des principes généraux de la théorie quantique des champs ont pour conséquence le fait que le produit des trois symétries,  $CPT$ , est conservé dans les théories quantiques des champs locales et invariantes par les transformations relativistes.

### 2.3.2 Violation de $CP$ dans le système $K^0 \overline{K}^0$

En revenant au système des kaons neutres, nous avons noté plus haut que les états  $|K_1\rangle$  et  $|K_2\rangle$  sont des états propres de  $CP$ , de valeurs propres respectivement  $+1$  et  $-1$ , identifiés aux deux particules  $K_S^0$  et  $K_L^0$  respectivement. En conséquence tous les modes de désintégrations ne sont pas accessibles à ces deux particules. Du fait des règles de sélection seul le  $K_S$  peut se désintégrer en deux pions, les états finaux à trois corps lui étant interdits<sup>1</sup>. Le  $K_L$  lui ne peut accéder qu'aux états à trois pions ou du type  $\pi\ell\nu$ .

A la surprise de la communauté scientifique, il a été observé dès 1964 l'existence dans un faisceau de  $K_L$  d'une fraction de désintégrations en deux pions chargés qui se monte à deux pour mille environ[6]. L'existence de désintégrations en deux pions neutres du  $K_L$  a ensuite été également observée. Parmi les manifestations du même phénomène observées ultérieurement, l'une est l'existence d'une asymétrie de charge dans les désintégrations semi-leptoniques du  $K_L$ [7]. L'asymétrie dans les processus :  $K_L \rightarrow \pi\ell\nu$  est définie par :

$$\delta = \frac{N_{\ell^+} - N_{\ell^-}}{N_{\ell^+} + N_{\ell^-}} \quad (\ell = e, \mu)$$

L'observation d'une valeur non nulle de  $\delta$  ne respecte pas la symétrie  $CP$  car les états  $\pi^+\ell^-\overline{\nu}_\ell$  et  $\pi^-\ell^+\nu_\ell$  sont images par  $CP$  l'un de l'autre.

Ces observations ont conduit à modifier le formalisme que nous avons brièvement présenté ci-dessus. L'hypothèse que l'on fait est que les états propres des interactions (les "particules"  $K_L^0$  et  $K_S^0$ ) faible ne coïncident pas avec  $|K_1\rangle$  et  $|K_2\rangle$  mais sont des mélanges de ceux-ci dans une petite fraction que nous notons  $x$  :

$$\begin{aligned} |K_S\rangle &= \frac{|K_1\rangle + x|K_2\rangle}{\sqrt{1+|x|^2}} \\ |K_L\rangle &= \frac{|K_2\rangle + x|K_1\rangle}{\sqrt{1+|x|^2}} \end{aligned}$$

Nous pouvons remarquer que, du fait de l'arbitraire qui existe sur le choix des phases des états  $|K_1\rangle$  et  $|K_2\rangle$  le paramètre  $x$  n'est pas directement une observable. Il est possible de l'exprimer au

<sup>1</sup> Strictement parlant, le processus  $K_S \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  est permis si l'isospin de l'état final vaut 2, et les fonctions d'onde des pions dans des états  $p$ ; en conséquence ce mode est fortement supprimé

Paramètre	Valeur expérimentale
$ \eta_{+-} $	$(2.269 \pm .023)10^{-3}$
$\Phi_{+-}$	$(44.3 \pm 0.8)^\circ$
$ \eta_{00} $	$(2.259 \pm .024)10^{-3}$
$\Phi_{00}$	$(43.3 \pm 1.3)^\circ$
$\delta$	$(.327 \pm .012)\%$

Tableau 2.1: Valeurs expérimentales des paramètres de la violation de  $CP$  dans le système des kaons neutres

moyen des éléments de la matrice de masse dans la base  $(|K_1\rangle, |K_2\rangle)$  et des masses et largeurs des particules  $K_L$  et  $K_S$  :

$$x = \frac{\Im M_{12} - i\Im \Gamma_{12}/2}{(\gamma_S - \gamma_L)/2 - i(m_S - m_L)}$$

Plaçons nous dans le cas des désintégrations en deux pions (pour plus de détails, le lecteur est invité à se reporter aux références indiquées en [8]). Qualitativement, nous pouvons expliquer les désintégrations du  $K_L$  en deux pions par l'existence d'une composante de cet état suivant  $K_1$ . Les désintégrations de  $K_1$  en deux pions sont en effet permises, elles sont donc observables dans un faisceau de  $K_L$ . Ce mécanisme est appelé "violation *indirecte* de  $CP$ ". La question fondamentale restant à résoudre est de savoir si c'est là le seul processus possible pour ces désintégrations. En effet, rien n'interdit d'envisager un autre mécanisme conduisant à la violation de  $CP$ : les désintégrations de  $K_2$  en deux pions. Ce second mécanisme est appelé "violation *directe* de  $CP$ ". L'objet de l'expérience NA31 est la recherche d'une manifestation de ce second mécanisme. Pour comprendre comment il est accessible expérimentalement, nous allons détailler quelque peu la description des désintégrations des kaons en deux pions.

On définit les observables complexes suivantes :

$$\eta_{+-} = \frac{\mathcal{A}(K_L \rightarrow \pi^+\pi^-)}{\mathcal{A}(K_S \rightarrow \pi^+\pi^-)} \equiv |\eta_{+-}|e^{i\Phi_{+-}}$$

$$\eta_{00} = \frac{\mathcal{A}(K_L \rightarrow \pi^0\pi^0)}{\mathcal{A}(K_S \rightarrow \pi^0\pi^0)} \equiv |\eta_{00}|e^{i\Phi_{00}}$$

Une troisième observable, la proportion d'états finaux d'isospin 2, sera notée  $\omega$ . Pour les deux modes chargés et neutres nous pouvons écrire (au premier ordre en  $x$  et en  $\frac{\mathcal{A}(K_2 \rightarrow f)}{\mathcal{A}(K_1 \rightarrow f)}$ ):

$$\eta_f \approx x + \frac{\mathcal{A}(K_2 \rightarrow f)}{\mathcal{A}(K_1 \rightarrow f)}$$

Les valeurs mesurées de ces paramètres sont données par le tableau 2.1[9]; la valeur de  $\omega$  est d'environ  $4.5 \cdot 10^{-2}$ . Le pion est une particule d'isospin 1, donc les états décrivant les paires de pions ont deux valeurs propres possibles d'isospin, 0 et 2. Les décomposition en états propres de l'isospin des états  $|\pi^+\pi^-\rangle$  et  $|\pi^0\pi^0\rangle$  s'écrivent :

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

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

Les amplitudes de désintégration en deux pions se décomposent de la même manière en une somme de deux termes suivant l'isospin de l'état final. On définit :

$$\varepsilon = \frac{\mathcal{A}(K_L \rightarrow 2\pi(I=0))}{\mathcal{A}(K_S \rightarrow 2\pi(I=0))}$$

Si le mélange d'états propres de CP de valeurs propres différentes dans l'interaction faible est la seule source de cette violation, le même rapport calculé avec les états d'isospin 2, noté  $\varepsilon_2$ , doit être égal à  $\varepsilon$ . Nous appellerons  $\varepsilon'$  leur différence, à un facteur  $\frac{\omega}{\sqrt{2}}$  près. On peut montrer que la quantité  $\varepsilon'/\varepsilon$  a une phase négligeable. Nous pouvons démontrer à partir des formules données plus haut les relations suivantes entre les observables et les paramètres que nous avons introduits :

$$\begin{aligned}\eta_{+-} &= \varepsilon + \varepsilon' \\ \eta_{00} &= \varepsilon - 2\varepsilon' \\ \delta &= 2\Re\varepsilon\end{aligned}$$

Enfin, nous pouvons écrire compte tenu de ce qui précède :

$$\Re\left(\frac{\varepsilon'}{\varepsilon}\right) = \frac{1}{6} \left(1 - \left|\frac{\eta_{00}}{\eta_{+-}}\right|^2\right)$$

Cette relation est à la base des expériences visant à mesurer  $\varepsilon'$ . En effet, nous pouvons voir que les mesures expérimentales directes des observables  $\eta_{+-}$  et  $\eta_{00}$  sont compatibles entre elles, dans leurs erreurs, donc le paramètre  $\varepsilon'$  a un module petit devant celui de  $\varepsilon$ . Ces paramètres sont souvent représentés dans le plan complexe comme indiqué sur la figure 2.1. Ce diagramme

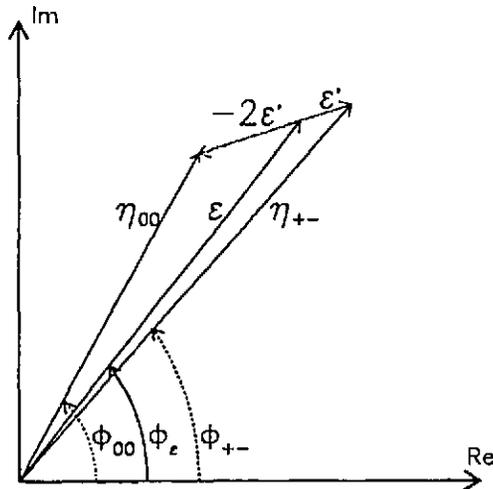


Figure 2.1: Diagramme de Wu et Yang, représentant  $\varepsilon$ ,  $\eta_{00}$ ,  $\eta_{+-}$  et  $\varepsilon'$  dans le plan complexe. Les échelles utilisées sont arbitraires.

est appelé diagramme de Wu et Yang. La dernière relation montre toutefois qu'il est possible de mettre en évidence une valeur non nulle de  $\varepsilon'$  en mesurant le rapport  $\left|\frac{\eta_{00}}{\eta_{+-}}\right|$ . Celle-ci peut être réalisée par une détection simultanée de plusieurs modes, ce qui présente un avantage pour réduire l'incertitude sur la mesure : les erreurs communes aux modes mesurés simultanément se simplifient dans leur rapport.

### 2.3.3 Expression des observables de la violation de $CP$

Les paramètres de la violation de  $CP$  sont en général exprimés en fonction des paramètres de la matrice de masse des kaons neutres dans la base  $(|K^0\rangle, |\bar{K}^0\rangle)$  et des amplitudes de désintégration de ces particules en paire de pions, pour chacune des deux valeurs de l'isospin qu'elle peut avoir. Nous utilisons la notation usuelle où les déphasages  $\delta_l$  provenant des interactions fortes entre pions sont isolés dans les amplitudes :

$$A(K^0 \rightarrow \pi\pi(I=l)) = A_l e^{i\delta_l} \quad (l=0,2)$$

On peut alors démontrer que les paramètres  $\varepsilon$  et  $\varepsilon'$  peuvent s'écrire :

$$\varepsilon = \frac{e^{i\pi/4}}{\sqrt{2}} \left( \frac{\Im M_{12}}{\Delta m} + \frac{\Im A_0}{\Re A_0} \right)$$

et :

$$\varepsilon' = \frac{i \frac{\Re A_2}{\Re A_0} e^{i(\delta_2 - \delta_0)}}{\sqrt{2}} \left( \frac{\Im A_2}{\Re A_2} - \frac{\Im A_0}{\Re A_0} \right)$$

Nous avons noté :  $\Delta m = m_L - m_S$ . Ces formules sont indépendantes du choix de la référence absolue des phases des états physiques ; cet arbitraire est reflété par la présence dans ces deux formules du terme  $\frac{\Im A_0}{\Re A_0}$  qui en dépend directement. La phase des états  $|K^0\rangle$  et  $|\bar{K}^0\rangle$  peut par exemple être fixée de telle sorte que l'amplitude de désintégration en deux pions d'isospin 0 soit réelle, c'est la convention de Wu et Yang. Sous cette convention, les paramètres  $x$  et  $\varepsilon$  sont égaux. Dans les calculs théoriques récents, on fait toutefois souvent un autre choix de phase, tel que  $A_2$  (et non plus  $A_0$ ) soit réel. Dans cette convention, à la différence de la précédente, les paramètres  $x$  et  $\varepsilon$  sont reliés par la relation :

$$\varepsilon = x + i \frac{\Im A_0}{\Re A_0}$$

Nous pouvons alors remarquer que dans un tel choix de phase,  $\varepsilon$  a une partie qui provient de la violation directe de  $CP$ . Toutefois cette contribution ne représente qu'environ 10% de son module d'après les calculs théoriques les plus récents. Par contre, nous pouvons remarquer que du fait de la relation entre  $\delta$  et  $\varepsilon$ , l'asymétrie des désintégrations semi-leptoniques est une mesure de la seule composante indirecte de la violation de  $CP$  indépendamment du choix de phase.

## 2.4 Modèles et prédictions théoriques de $\Re(\varepsilon'/\varepsilon)$

Nous avons donné ci-dessus une brève description du formalisme décrivant la propagation et la désintégration des kaons neutres. Il permet de manière assez simple de rendre compte des manifestations expérimentales de la violation de  $CP$  dans ce secteur, mais n'en constitue en fait qu'une description empirique. La violation de  $CP$  présente des caractéristiques mystérieuses et a stimulé l'imagination des théoriciens. Sur le plan expérimental, par contre, la situation est moins florissante. En effet, jusqu'à maintenant, la violation de  $CP$  n'a en effet été observée que dans le système des kaons neutres. Un certain nombre de modèles théoriques ont été proposés pour essayer d'expliquer cette violation.

### 2.4.1 Le modèle Superfaible

Chronologiquement, la première proposition a été l'existence d'une nouvelle interaction, qui viole  $CP$  et permet des transitions avec une variation d'étrangeté égale à 2[10]. Cette hypothétique interaction est supposée avoir une intensité tellement faible qu'elle ne peut avoir des effets détectables que dans le système des kaons neutres, du fait de la très faible différence entre les masses  $m_S$  et  $m_L$ . En effet, il est facile de voir que l'existence d'un terme non-diagonal dans la base  $(|K^0\rangle, |\bar{K}^0\rangle)$  a pour effet dans la base  $(|K_S\rangle, |K_L\rangle)$  un mélange entre  $|K_1\rangle$  et  $|K_2\rangle$  : c'est précisément ce que montre l'expression de  $\varepsilon$  donnée ci-dessus.  $M_{12}$  désigne l'élément non-diagonal de la matrice des masses; dans le mélange qu'il introduit il est amplifié par le dénominateur  $\Delta m$ .

Ce modèle n'est pas à proprement parler une théorie du phénomène; la nature de la nouvelle interaction est en effet arbitraire, seule son intensité est quelque peu contrainte. Toutefois, ce modèle a une caractéristique intéressante qui est que dans son cadre,  $\varepsilon'$  est strictement nul. La violation de  $CP$  y apparaît seulement comme un effet indirect sur la base propre de l'équation de Schrödinger.

### 2.4.2 La violation de $CP$ dans les théories de Jauge - Généralités

La description des interactions des particules élémentaires dans le Modèle Standard est une théorie dite de jauge, dont le groupe est  $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ . De manière générale le Lagrangien d'une théorie de jauge comprend d'une part un terme décrivant les interactions entre particules et champs de jauge et leurs énergies cinétiques. Ce terme est invariant par construction sous les transformations du groupe de jauge; et par conséquent il est aussi automatiquement invariant par  $CP$  (si l'on omet la possibilité de violation de  $CP$  dans l'interaction forte). Ce dernier point provient du fait qu'il est possible de choisir la phase du ou des champs de jauge, et donc d'obtenir des constantes de couplage réelles entre celui-ci (ou ceux-ci) et les particules. De manière générale, la violation de  $CP$  est donc introduite à travers les autres termes du Lagrangien. Ceux-ci font intervenir le (ou les) champs de Higgs. Le premier décrit le potentiel de Higgs, donnant le(s) couplage(s) entre le(s) champs de Higgs, et le second les couplages (supposés du type Yukawa) entre celui-ci (ou ceux-ci) et les fermions. La violation de  $CP$  peut donc avoir trois localisations :

- dans le potentiel de Higgs (à cause de coefficients complexes),
- dans l'interaction entre les fermions et le champs de Higgs (pour la même raison),
- dans la définition du vide qui peut ne pas être invariante par  $CP$ , c'est à dire que la valeur moyenne dans le vide d'un ou plusieurs champs est complexe; cette dernière possibilité appelée violation spontanée de  $CP$ .

Lorsqu'on applique la symétrie  $T$ , on doit effectuer la conjugaison complexes des amplitudes de transitions. Si des termes complexes s'introduisent dans le Lagrangien, nous pouvons donc constater une violation de cette symétrie, équivalente du fait de l'invariance par  $CPT$  à une violation de  $CP$ .

C'est donc dans le secteur de Higgs que la violation de  $CP$  tirerait son origine dans les théories de jauge. C'est la partie la moins bien comprise et aussi la moins contrainte expérimentalement mais c'est aussi celle qui est le but de l'effort expérimental le plus important au LHC particulièrement. Des modèles qui ont été proposés pour expliquer la violation de  $CP$  présentent une structure compliquée dans ce domaine. Nous nous limiterons ici à l'examen des prédictions du cas plus simple du Modèle Standard, pour les observables  $\varepsilon$  et  $\varepsilon'$ .

### 2.4.3 Cas du modèle Standard Minimal

Nous considérons le Modèle Standard dans sa version minimale, où il ne comprend qu'un champ de Higgs. La première et la dernière possibilité énumérées ci-dessus ne sont donc pas possibles. Des termes complexes dans l'interaction entre fermions et le champs de Higgs se manifesteront comme des termes complexes dans la matrice de masse des particules. Lors de la mise en évidence de la violation de  $CP$  seules deux familles existaient. Il est possible de montrer que dans ce cas la théorie est invariante par  $CP$ . Mais dans sa version actuelle, avec trois générations de fermions, le Modèle Standard peut rendre compte de ce phénomène.

Il est équivalent de parler du couplage des fermions au champ de Higgs et de leur terme de masse dans le lagrangien. La matrice de masse des quarks, plus connue sous le nom de matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa est une matrice unitaire, de dimension 3. De manière générale, bien que les phases des quarks soient arbitraires, elle doit comprendre des termes complexes. Une matrice unitaire de dimension 3 comporte 9 paramètres indépendants ; parmi ceux-ci 3 sont des angles d'Euler et les 6 autres sont appelés des phases. Comme les phases des 6 champs des quarks sont arbitraires, par un ajustement de celles-ci 5 de ces phases peuvent être éliminées. La matrice des masses peut donc être réduite de manière générale en un produit de 3 matrices de rotation et d'une phase arbitraire[11]. Toutefois, si deux champs sont dégénérés en masse, celle-ci sera nulle. La manière usuelle d'écrire cette matrice est la suivante :

$$U_{CKM} = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \equiv (U_{ij})$$

Expérimentalement, les éléments de cette matrice sont les constantes de couplage par interaction faible entre quarks. Une hiérarchie entre celles-ci, et donc les angles intervenant dans cette formule a été mise en évidence. On peut en fait approximativement remplacer cette formule par la paramétrisation dite de Wolfenstein où  $\lambda = s_{12} \equiv \sin \theta_{Cabibbo}$ [12] :

$$U_{CKM} \approx \begin{pmatrix} 1 - \lambda^2/2 & \lambda & A\lambda^3 z \\ -\lambda & 1 - \lambda^2/2 & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - z^*) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} + \mathcal{O}(\lambda^4)$$

Les autres paramètres sont notés ici  $A$  et  $z$ . Ce dernier peut être complexe, et donc induire la violation de  $CP$ .

Il est facile de voir que dans ce modèle la symétrie  $CP$  ne peut être violée que dans les processus où les 3 familles jouent un rôle. Les amplitudes de ces processus font toujours apparaître des produits des éléments de  $U_{CKM}$  de la forme :  $U_{ij}U_{ik}^*U_{lk}U_{lj}^*$ , qui sont complexes. La partie imaginaire éventuellement non nulle de ces produits est la manifestation de la non conservation de  $CP$  ; les observables de la violation de  $CP$  lui sont donc toutes reliées. Les propriétés de la matrices  $U_{CKM}$  ont comme conséquence que les parties imaginaires des produits ci-dessus sont proportionnelles à la quantité[13] :

$$\mathcal{J} = c_{12}c_{23}c_{13}^2s_{12}s_{23}\sin\delta \approx -A\lambda^6\Im z$$

Par conséquent toute observable de la violation de  $CP$  est également proportionnelle à  $\mathcal{J}$ . Le terme  $\lambda^6$  est de l'ordre de  $10^{-4}$ , donc la violation de  $CP$  est toujours un phénomène rare.

Dans le Modèle Standard, la violation indirecte de  $CP$  est le fruit de caractéristiques des diagrammes en boîtes qui décrivent au niveau des quarks les oscillations  $K^0 \leftrightarrow \bar{K}^0$  (transitions avec  $\Delta s = 2$ ). Le schéma de ces diagrammes est donné par la figure 2.2. Dans le cas à trois familles, du fait des coefficients qui interviennent aux transitions entre familles, les probabilités

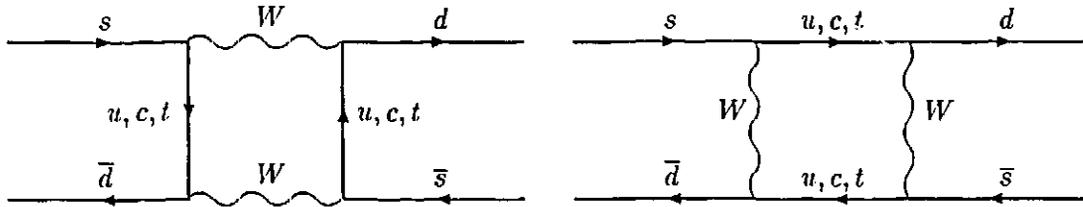


Figure 2.2: Diagrammes de Feynman dits “en boîtes” décrivant les oscillations  $K^0 \leftrightarrow \bar{K}^0$  (transition avec  $\Delta s = 2$ )

de la transition de  $K^0$  vers  $\bar{K}^0$  et de la transition inverse différent, d'où la violation de la symétrie  $CP$ .

La violation directe de  $CP$  par contre découle de l'existence des diagrammes dits “pingouins”, présentés sur la figure 2.3, qui décrivent des transitions avec variation d'étrangeté égale à 1.

Pour aboutir à une prédiction de la valeur des observables, le calcul comprend plusieurs étapes. Nous nous consacrerons plus spécialement à l'observable qui fait l'objet de NA31,  $\epsilon'/\epsilon$ . La première phase du calcul est l'évaluation des diagrammes de Feynman élémentaires, qui met en œuvre la théorie électrofaible ou QCD en régime perturbatif ; les diagrammes comportent des boucles de fermions qu'il est nécessaire de renormaliser. La masse du quark top intervient dans le calcul à travers la boucle fermionique, comme elle n'est pas encore mesurée précisément à ce jour elle constitue un paramètre du calcul.

De plus pour l'évaluation des observables comme  $\epsilon$  ou  $\epsilon'/\epsilon$  il est nécessaire d'évaluer les corrections aux calculs perturbatifs dues à l'échelle d'énergie où la désintégration se déroule. Pour calculer ces contributions non perturbatives, des modèles phénoménologiques ou des calculs sur réseau ont été utilisés. Nous voyons toutefois que quelle que soit la méthode utilisée elle comporte des approximations, ce qui conduit à une incertitude importante sur la prédiction théorique de  $\epsilon'/\epsilon$ .

Les premiers calculs systématiques, au début des années 1980 ont montré que  $\Re(\epsilon'/\epsilon)$  était non nul et de l'ordre de 1 à  $6 \cdot 10^{-3}$ [14]. Par la suite, des corrections de plus en plus détaillées ont été prises en compte. D'autre part les limites inférieures croissantes sur la masse du quark top, en devenant du même ordre que la masse des bosons  $W$  et  $Z$  ont modifié les calculs théoriques, par le biais des évaluations des boucles fermioniques. L'existence de plusieurs types de diagrammes pingouins rend en outre le calcul plus complexe. Initialement il avait été remarqué que les contributions des deux types à l'amplitude totale ont un signe opposé. Plus récemment, il a été démontré en effectuant des calculs d'ordre supérieur que la contribution des pingouins électrofaibles est plus sensible à la valeur de la masse du top sur laquelle des limites de plus en plus élevées ont été établies[15]. Cette compensation partielle de la contribution des pingouins QCD explique des prédictions de  $\epsilon'/\epsilon$  plus faibles ces dernières années par rapport aux estimations précédentes[16].

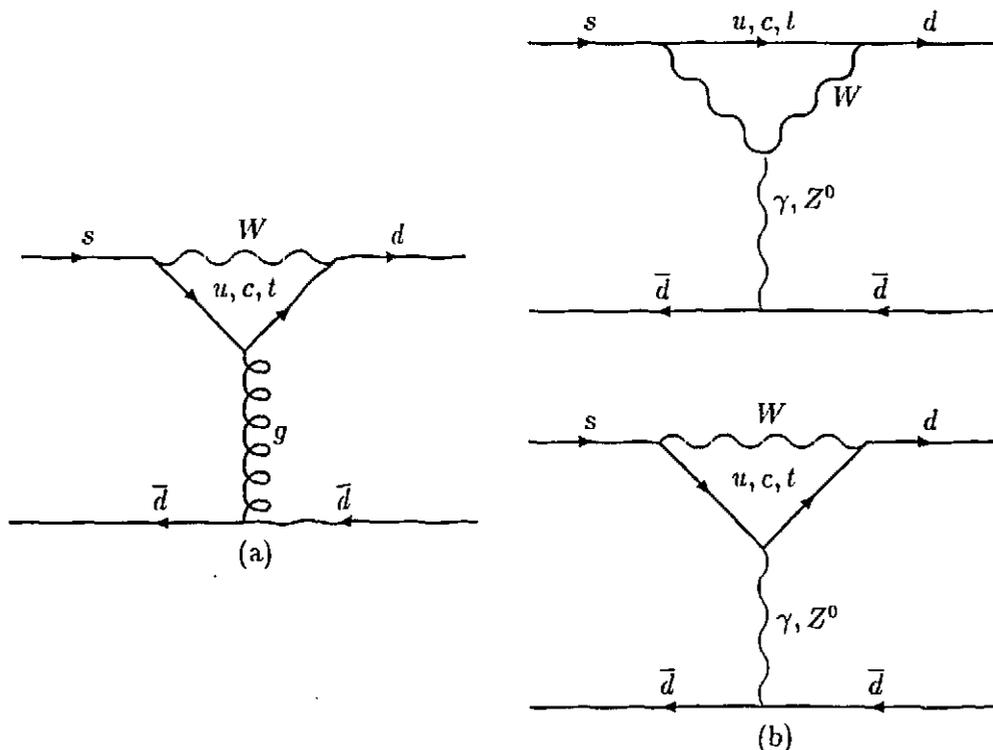


Figure 2.3: Diagramme dits "pingouins" responsables de la violation directe de  $CP$  dans le Modèle Standard. (a): "pingouin" QCD; (b): "pingouins" électrofaibles

Nous pouvons résumer les conclusions de ces évaluations théoriques par les remarques suivantes :

- $\Re(\epsilon'/\epsilon)$  décroît avec la masse du quark top, certains calculs prédisent même une valeur nulle entre 200 et 300  $GeV$ .
- Les valeurs que peut prendre  $\Re(\epsilon'/\epsilon)$  sont inférieures à, ou de l'ordre de,  $10^{-3}$  si la masse du quark top est supérieure à 130  $GeV$ ; l'incertitude sur cette prédiction due à la méconnaissance des coefficients non-linéaires est du même ordre. Les valeurs prédites par des calculs récents sont illustrées par la figure 2.4.

Nous pouvons donc remarquer qu'à la différence du modèle dit superfaible le Modèle Standard prédit en général une valeur non nulle pour  $\epsilon'$ . Toutefois, cette prédiction est entachée d'incertitudes, et dépend de paramètres inconnus du modèle comme la masse du quark top. Pour certaines valeurs de ces paramètres la distinction entre ces deux modèles est ainsi rendue très ardue expérimentalement. D'autre part, il existe une controverse entre d'une part le groupe de Paschos (dont le calcul est basé sur la théorie de perturbation chirale) et les groupes de Buras et al. d'une part et de Ciuchini et al. d'autre part, qui avec deux techniques différentes (basées sur le groupe de renormalisation pour les uns, un calcul sur réseau pour les seconds) aboutissent à des résultats comparables quant aux valeurs de  $\Re(\epsilon'/\epsilon)$ , dont la figure 2.4 est le reflet. Compte tenu de la valeur de la masse du quark top mesurée par CDF, les valeurs attendues sont de l'ordre de .1 à .2 % avec toutefois de larges incertitudes. Néanmoins, la recherche

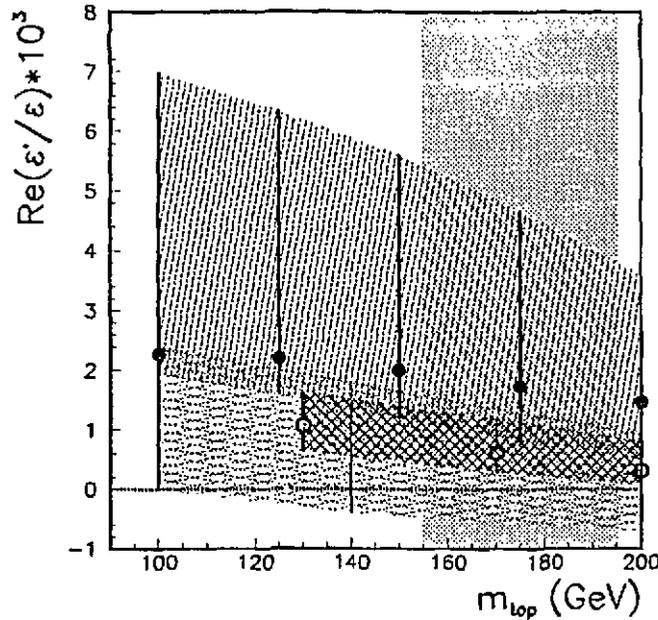


Figure 2.4: Exemples de valeurs de  $\Re(\varepsilon'/\varepsilon)$  prédites par les calculs des deux principaux groupes de théoriciens. Les points indiqués par les symboles  $\bullet$  correspondent aux calculs du groupe de Paschos et al. ; ceux indiqués par les symboles  $\circ$  aux calculs du groupe de Buras et al et la troisième bande à ceux de Ciuchini et al. qui sont du même ordre. Ces zones hachurées n'ont pas la signification d'erreurs théoriques ; elles correspondent aux variations des prédictions de  $\Re(\varepsilon'/\varepsilon)$  quand des paramètres du calcul (par exemple  $B_K$ , la masse du quark étrange ou l'échelle de renormalisation de l'interaction forte  $\Lambda$ ) varient dans des limites que les auteurs jugent "raisonnables". La bande verticale correspond à l'intervalle sur  $m_{top}$  à une déviation standard tiré du résultat publié par CDF.

de la violation directe de  $CP$  dans les désintégrations des kaons neutres offre la perspective de la mise en évidence d'un phénomène nouveau, encore qu'ayant sa place dans le modèle standard. En outre, son existence pourrait contraindre la structure de théories étendant le modèle standard. Enfin, elle constituerait une motivation supplémentaire pour rechercher dans d'autres secteurs des manifestations de la violation directe de  $CP$ . Le modèle standard prédit par exemple qu'elle pourrait être observable à un taux plus important dans le secteur des mésons beaux (très schématiquement, dans ce secteur violation directe et indirecte sont attendues au même niveau).

#### 2.4.4 Conclusions

Au début des années 1980, les calculs théoriques montraient donc que la mesure de  $\Re(\varepsilon'/\varepsilon)$  était possible au mieux des techniques de l'époque. Elle permettait de trancher entre les prédictions du Modèle Standard Minimal et des modèles de type superfaible. Ceux-ci ont donc suscité un effort expérimental tant en Europe, avec les expériences NA31[17] dont nous allons présenter les derniers résultats et CPLEAR[18] (PS185) au CERN, et aux USA où un programme comparable a été poursuivi à Fermilab (expérience E731)[19]. Au vu des calculs théoriques les plus récents, la faisabilité d'une telle distinction expérimentale apparaît de plus en plus ardue, mais les résultats

des deux expériences n'en sont pas moins attendus. La poursuite des programmes expérimentaux du CERN et de Fermilab avec pour objectifs annoncés une précision environ 10 fois meilleure que celles des expériences contemporaines est en tout cas déjà annoncée. L'analyse des données de NA31 prises en 1989 présentée dans ce rapport s'inscrit donc aussi à un tournant entre deux générations d'expériences. La réalisation de ces expérimentations futures nécessite en effet l'expérience accumulée lors des expérimentations présentes.

## Chapitre 3

# L'expérience NA31

### 3.1 Introduction

Nous avons au chapitre précédent expliqué que les prédictions de la valeur de  $\Re(\epsilon'/\epsilon)$  à partir du modèle standard sont de l'ordre de  $10^{-3}$ . Pour effectuer une mesure significative de ce paramètre, il apparaît donc nécessaire de posséder un appareillage dont la résolution soit au moins de cet ordre de grandeur. Sa mesure est possible à travers la mesure de la quantité  $\mathcal{R} = \left| \frac{\eta_{00}}{\eta_{+-}} \right|^2$  qui est égale au double rapport des rapports d'embranchements en deux pions. Nous avons donné au chapitre précédent la relation entre  $\mathcal{R}$  et  $\Re(\epsilon'/\epsilon)$  :

$$\Re\left(\frac{\epsilon'}{\epsilon}\right) = \frac{1}{6} \left( 1 - \left| \frac{\eta_{00}}{\eta_{+-}} \right|^2 \right)$$

La première nécessité pour atteindre un niveau de précision de .1% sur  $\Re(\epsilon'/\epsilon)$  est qu'il faut accumuler dans chacun des deux modes un nombre d'événements suffisant, c'est à dire supérieure à  $10^5$ . Ceci est particulièrement difficile pour les désintégrations du  $K_L$  en deux pions dont le rapport d'embranchement est de l'ordre de .2%. Il faut donc envisager d'une part un appareillage dont l'acceptance aux modes en deux pions soit la plus grande possible, et d'autre part une réjection efficace et sélective des modes de désintégration principaux du  $K_L$ . La tableau 3.1 donne les rapports d'embranchements des modes de désintégrations principaux du  $K_L$  en signalant ceux qui constituent des sources de bruit de fond[9]. Dans l'ordre d'idées du premier point, le choix fait dans NA31 est celui d'une zone d'observation des désintégrations

désintégrations neutres		
$\pi^0\pi^0$	.0909% $\pm$ .0035%	Signal
$\pi^0\pi^0\pi^0$	21.6% $\pm$ .8%	Bruit de fond
désintégrations chargées		
$\pi^+\pi^-$	.203% $\pm$ .004%	Signal
$\pi^+\pi^-\pi^0$	12.38% $\pm$ .21%	Bruit de fond
$\pi^\pm\mu^\mp\nu$ ( $K\mu 3$ )	27.0% $\pm$ .4%	Bruit de fond
$\pi^\pm e^\mp\nu$ ( $Ke 3$ )	38.7% $\pm$ .5%	Bruit de fond

Tableau 3.1: Rapport d'embranchement des principaux modes de désintégration du  $K_L$

étendue (50 m environ) ainsi que l'utilisation d'un calorimètre plutôt qu'un aimant pour mesurer l'énergie des pions [17]. Par contre, du fait de cette grande acceptance, le taux de désintégrations qui traversent nos détecteurs est élevé, spécialement en  $K_L$ , et il a fallu concevoir un dispositif qui supporte un tel taux, et rejette les bruits de fond en ligne pour alléger la suite de la chaîne d'acquisition.

L'autre choix important de la collaboration concerne le choix du ou des faisceaux. Nous enregistrons simultanément les désintégrations des  $K_L$  en  $\pi^+\pi^-$  et  $\pi^0\pi^0$ . Il en est de même pour les désintégrations des  $K_S$ . Le rapport des rapports d'embranchements de ces particules se réduit ainsi à un rapport entre nombres d'événements observés. D'autre part, le système de déclenchement doit pouvoir reconnaître les deux modes. L'autre possibilité était d'utiliser deux faisceaux, et d'enregistrer donc simultanément les désintégrations de  $K_L$  et  $K_S$  dans un mode donné ( $\pi^0\pi^0$  ou  $\pi^+\pi^-$  alternativement); c'est le choix de l'expérience américaine E731 (à l'exception de 20% de leurs données pour lesquelles les quatre modes ont été détectés simultanément).

L'égalité entre le rapport des rapports d'embranchement et le rapport des nombres d'événements détectés n'est toutefois vraie que pour un détecteur idéal, qui détecterait ainsi toutes les désintégrations. Dans la réalité, pour passer du nombre de désintégrations vues au nombre vrai il faut prendre en compte, et donc connaître précisément, les effets suivant :

- L'acceptance de l'appareillage à un type d'événement donné,
- L'efficacité avec laquelle un mode donné est détecté, reconstruit et sélectionné,
- La fraction résiduelle des bruits de fond sélectionnés avec les bons événements.

Du fait de notre méthode, pour la plupart de ces effets, ce qui importe est la différence des effets des points énumérés sur les quatre lots mesurés. Plus l'asymétrie d'un tel effet sera petite, moins l'influence sur la valeur mesurée par rapport à la valeur vraie sera petite. Nous avons donc, dès la conception de notre appareillage, recherché à minimiser ces différences, et donc les sensibilités à celles-ci du résultat de notre mesure.

Du fait de la différence importante des durées de vie, pour obtenir une distribution des désintégrations de  $K_S^0$  sur les 50 m de la zone d'observation nous avons utilisé un ensemble de production du faisceau de  $K_S^0$  mobile. D'autre part les paramètres des faisceaux de protons primaires (énergie, angle d'incidence) ont été fixés pour minimiser les différences entre les spectres des kaons produits, compte tenu de la nécessaire différence entre les divergences des deux faisceaux. Enfin, la mesure de  $\mathcal{R}$  est effectuée en distribuant les événements dans des boîtes suivant l'énergie du kaon et la position de sa désintégration.

Pour réduire autant que possible les erreurs systématiques dues par exemple aux dérives des performances de différentes parties de l'appareillage, lors de la prise des données les faisceaux alternent régulièrement, toutes les 36 heures environ. Chaque sous-ensemble des données ainsi enregistrées en  $K_L^0$  et en  $K_S^0$  sera par la suite analysé indépendamment des autres, et sera appelé "minipériode". 37 minipériodes ont été enregistrées pour la seule prise de données de 1989. Les éventuelles modifications ou réparations de l'appareillage intervenaient entre deux minipériodes; deux des 37 minipériodes (la 13<sup>ième</sup> et la 23<sup>ième</sup>) ont été déclarées inutilisables du fait de problèmes apparus lors de leur déroulement. Nous allons présenter brièvement les différentes parties de l'expérience NA31, des faisceaux aux détecteurs. Nous donnerons les principes généraux de leur fonctionnement et, quand il y aura lieu, de leurs performances. Le système des "Zéro-cross TDC" ajouté pour la seconde moitié de la prise des données de 1989 fait l'objet d'une partie de ce rapport, consacrée à sa description et à son analyse.

## 3.2 Les faisceaux

Les faisceaux de Kaons neutres de NA31 sont produits tous deux à partir des protons du Super Synchrotron du CERN, et sont situés dans la zone expérimentale nord. Pour mener à bien notre mesure de  $\Re(\varepsilon'/\varepsilon)$  il fallait mesurer les désintégrations de  $K_L$  et de  $K_S$ . Nous avons choisi la détection simultanée des modes de chaque particule séparément; deux lignes de faisceau colinéaires ont donc été utilisées. Certains paramètres ont été modifiés pour les prises de données de 1988 et 1989, pour rendre les faisceaux de  $K_L$  et  $K_S$  plus symétriques. Leurs énergies moyennes sont voisines de 100 GeV. Nous avons mentionné au chapitre précédent la différence entre les durées de vie des  $K_S$  et des  $K_L$ . Aux énergies auxquelles nous les étudions, ces durées de vie se traduisent par des parcours moyens de 5m et 3000m respectivement, ce qui va influencer sur les caractéristiques du faisceau de  $K_S$ .

### 3.2.1 Le faisceau de $K_L$

La ligne de faisceau de  $K_L$  est représentée sur la figure 3.1. Les protons du SPS sont envoyés sur une cible en Beryllium, produisant entre-autres les kaons. Le faisceau du SPS est constitué de paquets d'environ  $10^{11}$  protons, envoyés tous les 14.4 secondes sur la cible. Les particules secondaires produites ne sont pas toutes colinéaires avec le faisceau incident. Leur énergie moyenne étant fonction de l'angle de diffusion, le choix de l'angle d'incidence du faisceau permet donc de moduler la distribution en énergie du faisceau de Kaons produit. Pour les données prises après 1988 l'angle d'incidence du faisceau de protons a été fixé à 2.8 mrad.

Les particules produites par les interactions des protons sur la cibles sont ensuite filtrées et collimées pour autant que possible former un faisceau de particules neutres colinéaires. Trois collimateurs définissent le faisceau de particules neutres. Après le premier collimateur, un aimant dit de balayage permet de sélectionner les particules neutres. Le second collimateur, dit de définition, est situé 48 m après la cible. Il détermine l'ouverture angulaire du faisceau, qui vaut 0.2 mrad. Pour éliminer les particules provenant des interactions du faisceau avec ce collimateur, un troisième collimateur, dit de nettoyage est placé 120 m après la cible. Lors de l'analyse des données de 1986, des désintégrations résultant de la diffusion de  $K_L$  par les bords du calorimètre de définition puis de la régénération de  $K_S$  dans les parois du collimateur de nettoyage ont été observées. Pour les prises de données de 1988 et 1989 un collimateur supplémentaire a été rajouté entre les deux précédents, pour éliminer cette possibilité. Le collimateur de nettoyage définit le début de la zone fiducielle, située à 123 m du calorimètre électromagnétique.

### 3.2.2 Le faisceau de $K_S^0$

Pour produire les  $K_S$  nous commençons par réduire l'intensité du faisceau de protons à environ  $10^7$  particules par paquet, au moyen d'un absorbeur. L'énergie des protons a été fixée à 360 GeV en 1988 et 1989. Du fait de la longueur de vie moyenne des  $K_S$ , pour en étudier les désintégrations il convient de se placer à proximité de leur point de production. D'autre part, nous voulons étudier les désintégrations sur une grande distance (plus de 10 fois la longueur de vie moyenne). Pour ce faire, la cible, ainsi que les dispositifs qui l'entourent, sont mobiles. Le tout est placé sur un train qui est disposé en 41 stations, régulièrement espacées le long de la zone d'étude, lors de la prise des données de  $K_S$ . L'ensemble est schématisé sur la figure 3.2. La cible est suivie d'un aimant de balayage éliminant les protons résiduels du faisceau primaire et les particules chargées secondaires et d'un collimateur qui absorbe également ces dernières. Ce collimateur définit l'angle de production des kaons par rapport au faisceau de protons qui vaut 4.5 mrad. Derrière se trouve un anticompteur appelé AKS qui permet de signaler les

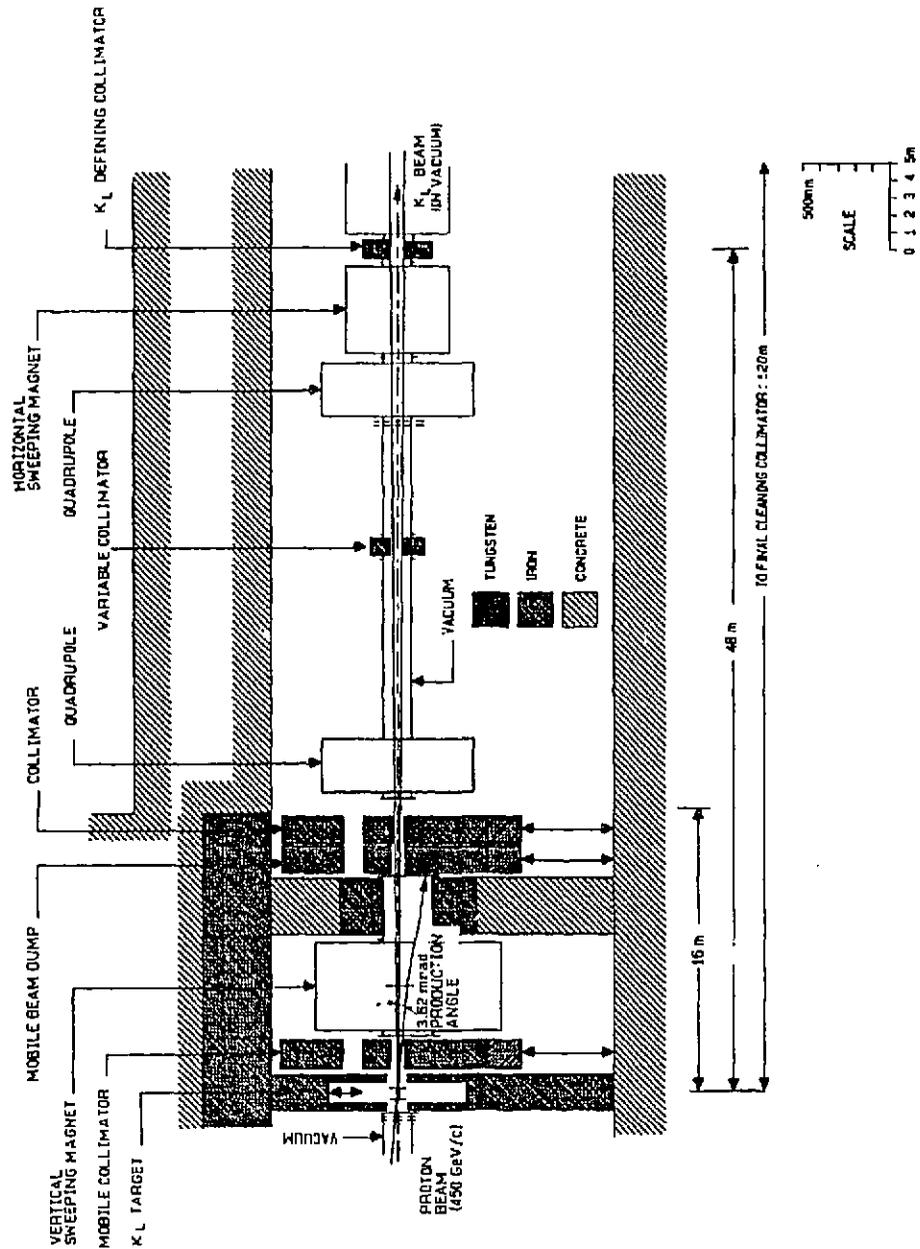


Figure 3.1: Le Faisceau de  $K_L^0$  (les paramètres du faisceau de protons indiqués sont ceux utilisés lors de la prise des données de 1986).

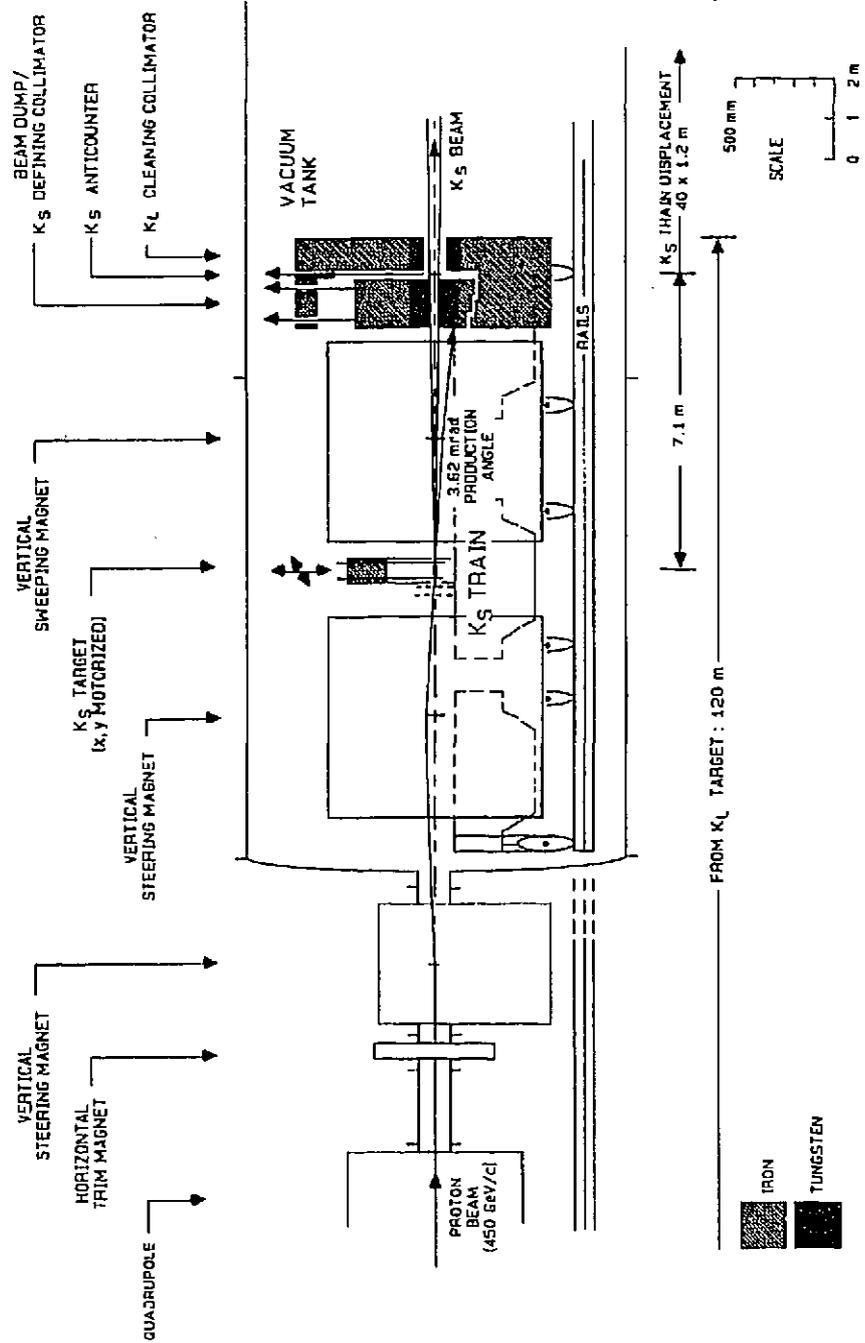


Figure 3.2: Le Faisceau de  $K_S^0$  (les paramètres du faisceau de protons indiqués sont ceux utilisés lors de la prise des données de 1986).

désintégrations (surtout en deux pions) qui se sont déroulées avant le collimateur.

### 3.2.3 Autres faisceaux

Pour le calibrage des détecteurs, il est possible d'envoyer par la même ligne des particules de nature et d'énergie connues. Nous disposons ainsi de  $\mu$  en disposant de la matière sur le faisceau de protons. Si l'épaisseur de matière traversée par celui-ci est assez importante il est complètement absorbé et les seules particules secondaires qui survivent sont les muons et les neutrinos. Il est aussi possible d'utiliser des faisceaux d'électrons et de pions monoénergétiques (entre 10 et 120  $GeV$ ), à un azimuth variable. Les détecteurs étant eux mobiles horizontalement, toute leur surface peut ainsi être couverte lors de ces calibrages.

## 3.3 L'appareillage expérimental

Avant de décrire les détecteurs proprement dits, nous présenterons brièvement la fin de la ligne de faisceau, qui les précède et dont la configuration est dictée par nos objectifs. La figure 3.3 présente un schéma d'ensemble des détecteurs.

### 3.3.1 Le tube de désintégration

Après le dernier collimateur, en faisceau  $K_L$ , les particules entrent dans un tube d'acier de 111m de long et dont le diamètre varie entre 1.92 et 2.40 m (son diamètre angulaire par rapport à la cible est constant). A l'intérieur du tube qui s'étend jusqu'aux détecteurs règne le vide; nous désirons éviter les interactions des particules neutres du faisceau, neutrons, photons et  $K_L$  (y compris la régénération de  $K_S$  à partir de ces derniers) et d'autre part éviter les interactions ou diffusions des produits des désintégrations des  $K_L^0$  (d'où le diamètre important du tube) avec le gaz résiduel. Toutefois, la pression résiduelle était légèrement plus importante en 1988 ( $5 \cdot 10^{-2}$  Torr) et 1989 ( $3 \cdot 10^{-3}$  Torr) qu'en 1986. Le vide s'arrête juste avant la première de nos deux chambres à fils. Pour limiter la matière sur le parcours de particules, le tube est fermé par une fenêtre de Kevlar, d'épaisseur inférieure à 1mm. Le volume restant du tube, entre les chambres à fils, est rempli d'Helium, qui minimise la diffusion multiple des pions. Notons enfin que l'ensemble des détecteurs comportent en leur centre un trou laissant passer le faisceau neutre, dans lequel règne toujours le vide.

### 3.3.2 Les anticompteurs

L'expérience est équipée de nombreux anticompteurs, dont le rôle est d'éliminer les désintégrations dont des produits échappent à l'acceptance des détecteurs ou de rejeter des événements n'appartenant pas aux modes qui nous intéressent.

#### 3.3.2.a Les anticompteurs annulaires

Il s'agit de 4 anticompteurs de formes annulaires, placés dans le tube et destinés à rejeter les désintégrations produisant un ou plusieurs photons à un angle trop important pour être détectés par l'appareillage. Chacun est constitué de deux plans scintillateur, tous deux précédés par une plaque de fer. Leur efficacité, estimée par Monte Carlo, varie de 50% à 95% pour un photon d'énergie variant entre 300 MeV et 1 GeV ou plus.

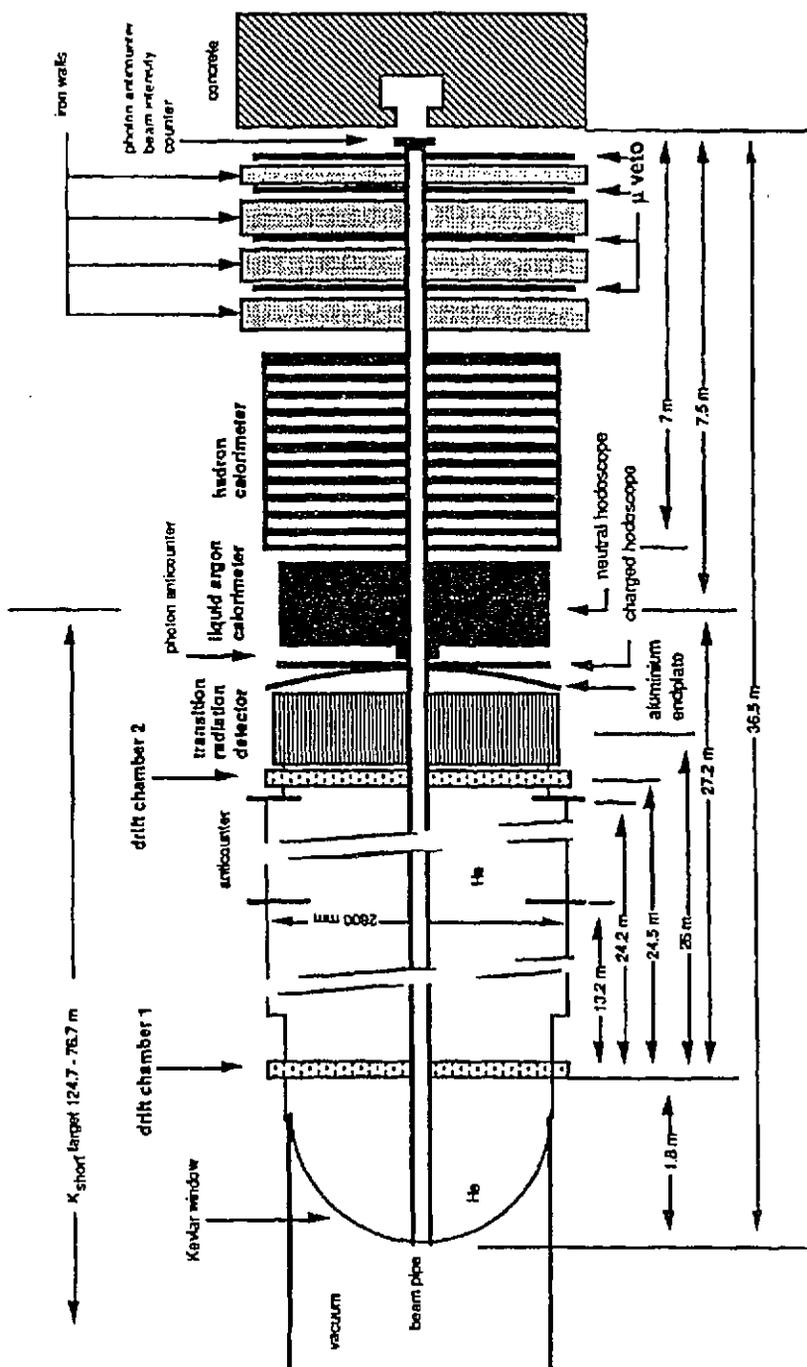


Figure 3.3: Les détecteurs de NA31

### 3.3.2.b Les anticompteurs de muons

Il s'agit d'hodoscopes de scintillateur placés après les calorimètres, et destinés à rejeter en ligne les événements contenant un muon. Chaque plan est séparé du suivant par une plaque de fer de 80 cm d'épaisseur. Pour la prise des données de 1989, 4 plans de scintillateurs au lieu de 2 seulement primitivement, ont été utilisés. Ceci a permis l'enregistrement d'un échantillon contenant un muon qui s'arrête dans l'appareillage, lorsque les 2 premiers plans seulement ont été touchés. Ces événements permettent une vérification du bruit de fond de  $\pi\mu\nu$  résiduel.

### 3.3.2.c L'anticompteur $K_S$

Ce collimateur permet en faisceau  $K_S$ , pour chacune des stations, de définir la zone où nous allons étudier les désintégrations. Il est constitué de deux plans de scintillateurs précédés par une plaque de plomb. Son rôle est de rejeter les désintégrations se produisant avant la zone fiducielle. Il évite également la présence d'événements provenant de l'intérieur du collimateur dont l'acceptance serait difficile à modéliser. Toutefois, à cause d'effets de résolution, certaines désintégrations peuvent être reconstruites à des positions précédant la position nominale de l'AKS. L'ajustement de cette position est l'outil essentiel du calibrage absolu de l'expérience.

### 3.3.3 Les détecteurs utilisés pour les $\pi^0\pi^0$

Les désintégrations en  $\pi^0\pi^0$  produisent quatre photons. Pour les distinguer des  $\pi^0\pi^0\pi^0$  il convient donc d'une part d'être capable d'isoler finement les photons. D'autre part, il est également nécessaire de mesurer précisément leur énergie pour ainsi pouvoir tirer pleinement partie de la contrainte introduite par les masses invariantes des  $\pi^0$ . Nous allons brièvement présenter les caractéristiques de notre calorimètre électromagnétique et des hodoscopes utilisés pour le déclenchement neutre.

#### 3.3.3.a Le calorimètre électromagnétique

##### Caractéristiques

Le calorimètre électromagnétique de NA31, ou LAC, est constitué d'une succession de plaques de plomb et d'argon liquide. Les plaques de plomb ont une épaisseur de 1.5 mm, et sont entourées de deux feuilles d'aluminium, qui en assurent la rigidité mécanique. Les électrodes de lecture sont formées de bandes de 1,25 cm et distantes des plaques de plomb de 2 mm. L'ensemble est plongé dans l'argon liquide, dans un cryostat qui en maintient la température de fonctionnement à 90 K. L'ensemble du calorimètre, qui constitue au total 25 longueurs de radiation, est divisé longitudinalement en deux moitiés, dites 'avant' et 'arrière'. Chacune de ces moitiés contient 40 plaques de plomb. Elle est divisée en quatre demi-plans de lecture, dont chacun est constitué de 192 bandes latérales, alternativement horizontales et verticales. Chaque bande ne couvre que la moitié de la largeur du calorimètre. Pour la lecture, les voies sont regroupées en quatre quadrants découpant la face du calorimètre en quatre. Chaque quadrant est constitué de 2 demi-demi-plans, l'un horizontal et l'autre vertical.

Les électrodes recueillent les charges déposées par ionisation par les particules des gerbes. Ces signaux sont transportés par un câble Kapton tout d'abord vers un transformateur qui permet d'adapter l'impédance du détecteur et celle du préamplificateur. Les signaux de sortie des préamplificateurs seront différenciés deux fois, afin d'une part de soustraire automatiquement la composante constante et le bruit à basse fréquence provenant par exemple du pile-up. Chaque préamplificateur possède en fait deux sorties. L'une conduit le signal vers un circuit qui effectue

une double différentiation rapide ainsi que les sommes des signaux des voies de chaque quadrant. Ces sommes rapides d'énergies seront utilisées pour le déclenchement.

L'autre sortie conduit à la carte d'échantillonnage, qui effectue également la double différentiation du signal. Un schéma de cette carte d'échantillonnage est donné ultérieurement sur la figure 12.2. Lorsque la décision de procéder à cette opération est prise par les niveaux rapides du déclenchement, les trois interrupteurs  $S_A$ ,  $S_B$  et  $S_C$  sont fermés successivement, à 700 ns d'intervalle, ce qui conduit à trois mesures du signal prises à des instants différents, qui sont placées sur les trois capacités  $C_A$ ,  $C_B$  et  $C_C$ . Le circuit intégré calcule alors la combinaison

$$Q_{out} = (Q_A - Q_B) - (Q_B - Q_C)$$

en utilisant des poids qui tiennent compte de la décroissance du signal. Cette mesure réalise donc effectivement la double différentiation. Le résultat de cette mesure est transféré d'une part vers la digitisation et d'autre part vers le déclenchement.

Les tensions produites par les cartes d'échantillonnages sont envoyées à des cartes ADC qui les digitisent. Ces cartes sont spécialement étudiées pour un traitement rapide de l'information ; elles traitent un canal en 2  $\mu s$  environ ; d'autre part le système est conçu pour pouvoir traiter six voies en parallèle. Le résultat de la digitisation est exprimé en unités valant 8 MeV environ. Les informations des canaux sont multiplexées pour réduire le coût du système.

Pour un événement de physique, tous les canaux ne sont pas digitisés pour réduire le temps de traitement. On compare le signal de chaque canal à un seuil correspondant à environ 150 MeV). Si le seuil est dépassé, le canal est digitisé ainsi que ses trois voisins de chaque côté. Si un canal situé dans la partie avant est digitisé, le canal correspondant dans la partie arrière l'est aussi, et réciproquement. Cette suppression des canaux vides n'est pas effectuée lorsqu'il s'agit d'un événement de calibrage. Si le signal échantillonné n'est pas arrivé en temps, l'énergie digitisée est réduite par rapport à la valeur "vraie" et peut même devenir négative. En effet chaque ADC possède un piédestal étalonné avec soin, dont la valeur est d'environ 40 unités. Sa réponse peut être inférieure à cette valeur, dans le cas d'un signal très tardif auquel cas l'énergie après calibrage pourra être négative. Néanmoins la mesure de l'ADC est toujours supérieure ou égale à 0, les énergies mesurées seront ainsi supérieures ou égales à -300 MeV par canal environ (cette valeur correspond à l'opposé du piédestal).

### Etalonnage et performances

Pour la mesure et la surveillance des performances du LAC plusieurs catégories d'événements sont utilisés. Les piédestaux de la chaîne électronique sont déterminés en étudiant les déclenchements aléatoires. La décision d'enregistrer ceux-ci est en effet indépendante du contenu des détecteurs, en principe les déclenchements aléatoires ne contiennent donc aucun dépôt d'énergie. Les piédestaux sont alors calculés en moyennant les énergies mesurées par chaque canal pour ces événements. Les canaux pouvant être affectés par l'énergie déposée par une particule fortuite sont exclus de la moyenne. En utilisant ces événements, le bruit moyen par canal du au piédestal est estimé à environ 16 MeV.

Pour déterminer la réponse de la chaîne d'électronique à un signal, une autre catégorie d'événements est utilisé, appelés événements CAPA1. A partir de capacités soigneusement mesurées, placées dans l'argon liquide, une charge connue est injectée dans chaque canal. Sa réponse est ensuite calculée en moyenne. Seul un canal sur quatre se voit injecter la charge à tour de rôle. La fraction d'énergie injectée sur les canaux voisins par "cross-talk" a ainsi pu être estimée à environ 1 %. D'autre part, pour évaluer les non-linéarités de la réponse avec l'énergie, son uniformité et sa résolution, un faisceau d'électrons d'énergie variable est utilisé. La résolution

en fonction de l'énergie  $E$  en  $GeV$ , est donnée par la relation :

$$\sigma(E)^2 = (.16)^2 + (.074\sqrt{E})^2 + (.006E)^2$$

Le premier terme provient du bruit électronique, le second mesure la résolution intrinsèque du calorimètre et le troisième est une conséquence de l'uniformité du calorimètre.

La résolution spatiale est mesurée en comparant la position extrapolée par les chambres à fils de l'impact des électrons produits dans les désintégrations en  $\pi\nu$  avec les barycentres des dépôts énergétiques. Notre mesure qui est une résolution de  $500 \mu m$  par projection à  $80 GeV$  inclut de ce fait les effets de la résolution de la seconde chambre à fils, proche du LAC. La résolution spatiale intrinsèque doit en fait être meilleure. Néanmoins la résolution spatiale du LAC est suffisamment bonne pour ne pas intervenir dans les incertitudes sur l'énergie du kaon, la position de sa désintégration ou les masse invariantes des paires de photons reconstruites.

### 3.3.3.b L'hodoscope neutre

Entre les deux moitiés du calorimètre électromagnétique est placé un hodoscope constitué de 6 grandes plaques de scintillateurs. Cet appareil qui est placé dans l'argon liquide est destiné à signaler au système de déclenchement la présence d'une gerbe dans le LAC. Les seuils des signaux sont fixés pour avoir une efficacité de 100% pour un photon de  $5 GeV$ .

### 3.3.4 Les détecteurs du mode $\pi^+\pi^-$

Les désintégrations des Kaons en  $\pi^+\pi^-$  produisent deux traces chargées. Grâce à deux chambres à dérive, la géométrie de la désintégration est reconstruite. La cinématique est déterminée en utilisant les calorimètres. Pour séparer ces désintégrations des différents bruits de fond, il est nécessaire entre autres d'identifier efficacement les électrons pour rejeter le mode  $\pi\nu$ . Dans cette optique un détecteur à radiation de transition a été ajouté à l'appareillage entre les prises de données de 1987 et 1988.

#### 3.3.4.a Les chambres à fils

L'expérience comporte deux chambres à fils, de constructions similaires. Elles sont situées de part et d'autre de la partie du tube empli d'Hélium, séparées par environ  $23m$  pour les prises de données de 1988 et 1989, à la suite de l'addition du détecteur à radiation de transition. Chaque chambre comporte 4 plans de fils, d'orientations respectivement verticale, horizontale puis inclinés de  $53^\circ$  et  $143^\circ$  par rapport à la verticale. Les fils d'un plan sont espacés entre eux de  $6 mm$  et séparés des cathodes par  $8 mm$ . Le gaz utilisé dans les chambres était un mélange d'Argon (70 %) et d'Isobutane (30 %), avec une faible proportion d'isopropanol. La tension des cathodes pour les données prises en 1988 était d'environ  $2.8 kV$ . Chaque fil est relié à un amplificateur qui fournit deux signaux. Le premier est mis en mémoire, s'il arrive moins de  $180 ns$  après le passage de la particule vu par les hodoscopes. Un processeur détermine les amas de fils touchés, notant leur position et leur largeur. Les caractéristiques du système de lecture ont été modifiées pour la prise des données de 1989, pour permettre la mémorisation de plus d'amas: originellement, au maximum quatre amas par plan étaient reconstruits, en signalant les débordements; le maximum a alors été porté à huit. Lors d'une désintégration en  $\pi^+\pi^-$ , seuls deux amas par plan sont attendus. Les amas supplémentaires enregistrés sont donc d'origine accidentelle; en enregistrer plus permet de mieux contrôler leur effet. Le second signal est envoyé à un convertisseur temps-digital (TDC). Celui-ci permet de mesurer le temps d'arrivée du signal avec une résolution de  $10 ns$ , et d'améliorer la précision de la reconstruction du point de passage de la particule. Celle-ci est finalement de  $500 \mu m$  par point et par coordonnée.

### 3.3.4.b Le Détecteur à Rayonnement de Transition (TRD)

Le but de ce détecteur nouveau en 1988 était de permettre une meilleure identification des électrons et donc un meilleur contrôle du bruit de fond provenant de cette source encore présent dans l'échantillon de  $\pi^+\pi^-$  utilisé pour calculer  $\mathcal{R}$  [20].

Le principe de cet appareillage est qu'à la traversée de l'interface entre deux milieux de constantes diélectriques différentes, une particule chargée émet un rayonnement. On peut montrer que dans le cas de particules ultrarelativistes, l'intensité rayonnée est proportionnelle au facteur  $\gamma$ , et situé dans la gamme des rayons X. Pour les particules détectées dans NA31, ce facteur est compris entre 200 et 900 pour les pions et  $2 \cdot 10^4$  et  $2 \cdot 10^5$  pour les électrons. Cette différence d'intensité permet donc, dans la gamme d'énergie de NA31 de séparer les électrons des pions.

Pour optimiser l'efficacité de la séparation, il est intéressant de multiplier les interfaces. En effet l'intensité rayonnée est croissante avec le nombre d'interfaces; d'autre part plus l'intensité est élevée mieux elle est mesurée. Dans NA31 nous avons utilisé 4 radiateurs constitués chacun de 350 feuilles de polypropylène. En moyenne (pour des électrons) nous avons estimé le nombre de photons détectés par radiateur à environ 2.5. Les photons de 10 keV émis lors du passage des particules chargées sont détectés dans 4 chambres à fils placées après les radiateurs, emplies d'un mélange de Xénon, Hélium et Butane. Les fils des chambres 1 et 3 sont horizontaux, ceux des chambres 2 et 4 verticaux. Pour l'analyse, nous utilisons la moyenne des hauteurs des signaux laissés par les particules dans les chambres. Les pions ayant un  $\gamma$  très inférieur à celui des électrons produisent dans les radiateurs un signal par ionisation (dans le gaz) plutôt que par rayonnement de transition. La perte d'énergie par unité de longueur ( $dE/dx$ ) pour les pions dans les radiateurs est en moyenne inférieure à l'intensité rayonnée par les électrons, mais sa distribution est asymétrique. La perte d'énergie peut donc simuler, dans une chambre, un rayonnement de transition. Il s'est donc avéré plus efficace pour séparer les pions (qui ont des signaux plus bas en moyenne) des électrons (qui ont des signaux plus hauts) d'utiliser la moyenne de seulement 3 chambres parmi les 4 traversées, en excluant celle qui a le plus haut signal. En effet, les pions (ou les muons) peuvent lorsqu'ils traversent un matériau émettre un rayonnement delta, c'est à dire un électron de quelques dizaines de keV jusqu'à quelques MeV. Ceci crée un signal très important dans une seule des chambres (l'électron n'a pas assez d'énergie pour en toucher d'autre). Le fait de rejeter la chambre dont le signal est le plus élevé des quatre pour calculer la moyenne permet approximativement, lors d'une coupure sur cette moyenne tronquée, de rejeter moins de pions mais autant d'électrons qu'une coupure similaire sur la moyenne générale. Pour illustrer les possibilités du TRD, la figure 3.4 présente les distributions des hauteurs de signal observées en réponse à des pions, des muons et des électrons. Dans la plupart des cas, ces derniers sont bien séparés des pions.

### 3.3.4.c Le Calorimètre Hadronique (HAC)

#### Caractéristiques

Le calorimètre électromagnétique ne constitue que 1.3 longueurs d'interaction. Pour mesurer l'énergie des pions, il est donc nécessaire de lui adjoindre un calorimètre hadronique. Il est constitué d'une alternance de 48 plaques de fer de 2.5 cm d'épaisseur et de 49 plaques de scintillateur. Chacun de ces plans est découpé en 44 bandes de 1.3 m de long et 12 cm de large, disposées alternativement horizontalement et verticalement. Pour la lecture, le calorimètre est divisé longitudinalement en deux moitiés. Pour chacune d'entre elles, les lumières provenant des bandes correspondant à une même coordonnée sont regroupées et envoyées à un tube photomultiplicateur. Un découpage définissant des quadrants similaire à celui du LAC est utilisé. La stabilité de l'alimentation des tubes est surveillée en utilisant une lampe au Sodium; un laser à

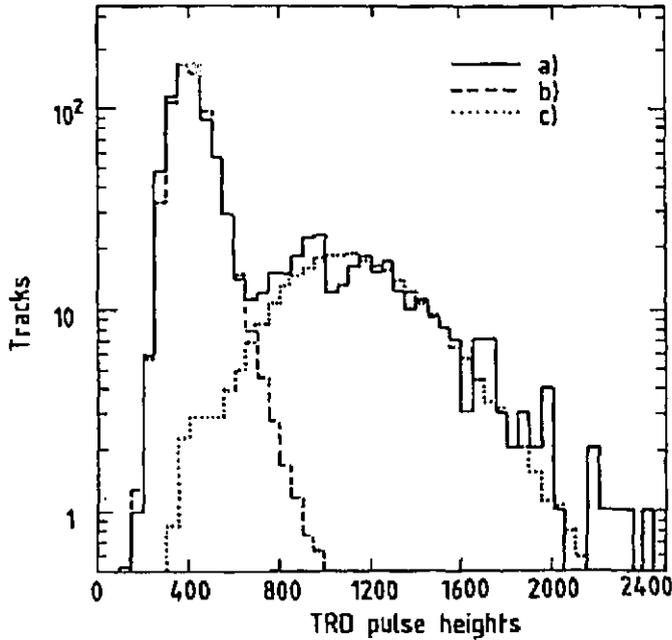


Figure 3.4: Signaux du TRD pour (a) les événements à haut  $d_{target}$ , (b) les pions (des données  $K_S^0$ ) et (c) les électrons du mode  $\pi\nu$ .

argon équipe également ce calorimètre. Il permet d'envoyer un signal lumineux calibré vers les tubes, pour en surveiller les gains.

Les signaux des scintillateurs sont de manière générale plus rapide que ceux de l'ionisation dans l'argon liquide. Pour NA31 le choix fut de retarder les signaux du HAC, et de leur donner une forme similaire à ceux du LAC. La même logique et donc la même chaîne électronique (aussi bien pour le déclenchement que pour les cartes d'échantillonnage et les ADC) ont donc pu être utilisées.

### Performances

Les pedestaux du HAC sont calculés de la même manière que pour le LAC, à partir des déclenchements aléatoires. Un faisceau de  $\mu$  est utilisé pour mesurer les sensibilités relatives des tubes et les longueurs d'atténuation des scintillateurs, ces mesures étant répétées régulièrement au cours de la prise des données. Par contre, étant donné la large fraction de leur énergie que déposent les pions dans le LAC, la mesure de la résolution de la reconstruction de l'énergie hadronique est en fait une mesure combinée sur les deux calorimètres. Nous utilisons pour cela des pions d'énergie variable. Pour mesurer leur énergie, nous calculons une somme pondérée des énergies brutes mesurées dans chaque calorimètre. Les poids tiennent compte des différences entre les réponses du LAC et du HAC aux gerbes électromagnétiques et hadroniques ; leurs valeurs dépendent des positions transverses et longitudinales du dépôt dans la gerbe. La résolution des détecteurs et de l'algorithme utilisé est de  $65\%/\sqrt{E}$ , ce qui représente une amélioration d'un facteur 2 par rapport à une mesure non pondérée.

### 3.3.4.d L'hodoscope chargé

Cet hodoscope est situé entre le TRD et le LAC. Il a pour but de signaler pour le démarrage du déclenchement la présence de particules dans deux quadrants opposés. Il couvre la même surface que la seconde chambre à fils, et est constitué de 2 lattes verticales et de 18 lattes horizontales de scintillateur, de 2 cm d'épaisseur, groupées en quadrants. Son inefficacité moyenne, estimée à .25 % par événement, est due à des jointures imparfaites entre les lattes.

### 3.3.5 Le compteur de faisceau

Il s'agit d'un hodoscope placé dans le faisceau destiné à fournir une mesure instantanée de son activité. Il est constitué de 14 bandes horizontales et 14 verticales de scintillateurs. Son taux de comptage est enregistré et remis à zéro à chaque déclenchement. L'autre rôle important de ce compteur est qu'il nous permet de réaliser des déclenchements aléatoires dont le taux suit celui des déclenchements de l'appareillage. Lorsque le nombre de coups total dans ce compteur du SPS est congruent à un nombre fixé à l'avance, qui dépend du faisceau, un déclenchement aléatoire est initié. Cet ajustement a pour but d'enregistrer un nombre suffisant de déclenchements aléatoires par déversement. Celui-ci n'est en réalité déclenché qu'après un délai pour permettre aux détecteurs d'être revenus à leur état normal. Pour 1989, ce délai a été modifié par rapport aux prises de données antérieures pour être encore mieux adapté. Sa valeur est 69  $\mu$ s, ce qui correspond à trois fois la période de rotation des protons dans le SpS. Ceci permet d'enregistrer le déclenchement aléatoire dans des conditions de faisceau strictement identiques à celles qui régnaient au moment de la décision.

## 3.4 Le déclenchement et l'acquisition

Le déclenchement doit sélectionner les événements compatibles avec des désintégrations des kaons neutres en  $\pi^0\pi^0$  ou  $\pi^+\pi^-$  ainsi que des modes rares ( $\gamma\gamma$  ou  $e^+e^-\gamma$  par exemple) dans la zone d'étude. Les critères du déclenchement sont également destinés à rejeter les événements provenant des modes en trois corps, qui sont majoritaires en  $K_L^0$ . Cette rejection est basé sur des quantités approximatives, et donc suffisamment élargie par rapport à la sélection finale pour ne pas affecter les lots finaux. Elle permet de réduire le temps mort dû au traitement d'événements de bruit de fond par toute la chaîne d'acquisition. Dans les configurations sélectionnées, les bruits de fond les plus importants sont parmi les événements neutres les désintégrations en  $\pi^0\pi^0\pi^0$  avec seulement 4 photons détectés et parmi les chargés les modes  $\pi e\nu$ ,  $\pi\mu\nu$  et  $\pi^+\pi^-\pi^0$ .

Le système de déclenchement de NA31 comporte plusieurs étapes, et comprend plusieurs mémoires tampons que peuvent occuper les événements. Des critères simples sur les signaux des détecteurs les plus rapides sont tout d'abord appliqués à tous les événements. Ensuite, pour les événements qui satisfont ces critères, d'autres de plus en plus sélectifs sont à leur tour appliqués. Ces premières décisions sont immédiates, et forment le niveau synchrone du déclenchement. Par la suite les deux derniers niveaux effectuent des calculs plus complexes, et donc plus longs. Ils sont donc désynchronisés pour limiter le temps mort du déclenchement.

### 3.4.1 Premier niveau

La partie synchrone du déclenchement comprend trois étapes, de complexité croissante.

### 3.4.1.a Le prédéclenchement

Le déclenchement est initié par un signal appelé  $P_0$  qui forme le temps de l'événement. Il est constitué du OU logique des signaux des hodoscopes chargés et neutres, et de l'absence de signal dans les compteurs signalant un muon, ou dans l'un des anticompteurs annulaires (si les deux hodoscopes, chargés et neutres, répondent positivement c'est le temps de l'hodoscope chargé qui a la priorité). Les signaux des hodoscopes signalent soit la présence de deux impacts situés dans des quadrants opposés (hodoscope chargé) ou deux dépôts d'énergie électromagnétique de part et d'autre du faisceau (hodoscope neutre). Le signal  $P_0$  commande, entre autres, la lecture des chambres à fils.

### 3.4.1.b Les sommes rapides d'énergie

Les signaux analogiques des calorimètres sont additionnés pour former des signaux rapides donnant l'énergie totale déposée par quadrant. Ces quantités ne sont qu'approximatives, du fait par exemple de l'absence d'un inter-calibrage. Les critères appliqués sur celles-ci sont donc très larges :

- Pour un candidat  $\pi^0\pi^0$  une énergie totale déposée dans le LAC supérieure à  $30 \text{ GeV}$
- Pour un candidat  $\pi^+\pi^-$ , les deux critères :
  1. Une énergie totale déposée dans les deux calorimètres supérieure à  $30 \text{ GeV}$ .
  2. Dans chaque demi-plan, les dépôts d'énergie dans les calorimètres satisfont à :

$$E_{LAC\text{avant}} < 5\text{GeV} \text{ ou } \frac{E_{LAC\text{avant}}}{E_{LAC\text{arrière}} + E_{HAC}} < 4$$

Cette dernière condition est destinée à rejeter les événements chargés comportant un électron ou un photon.

Si toutes les conditions précédentes sont satisfaites, le déclenchement envoie un signal appelé  $T$  qui commande alors l'échantillonnage des canaux des calorimètres.

### 3.4.1.c Les chambres à fils et le compteur de pics

L'étape suivante du déclenchement examine les informations provenant de la première chambre à fils. Pour les candidats  $\pi^+\pi^-$  il requiert au moins deux fils touchés dans deux plans différents. Pour les candidats  $\pi^0\pi^0$  au contraire on demande soit une énergie dans la partie hadronique inférieure à  $16 \text{ GeV}$  soit moins de 8 fils touchés. La première condition permet l'enregistrement des modes rares avec un électron, comme  $K_L \rightarrow e^+e^-\gamma$  par exemple. Dans les cas contraire l'événement est rejeté.

Si ces conditions sont satisfaites les signaux de sortie des cartes d'échantillonnage sont analysés par un processeur qui compte les pics dans chaque projection. Il compare chaque signal supérieur à un seuil d'environ  $1 \text{ GeV}$  avec ses deux voisins et compte ceux qui correspondent à un maximum. Pour un candidat  $\pi^0\pi^0$  le déclenchement demande un nombre de pic compris entre 2 et 4 par projection ; les configurations avec 5 pics dans une seule projection sont aussi acceptées. Les événements qui sont acceptés jusqu'à ce niveau sont traités par la suite par les niveaux asynchrones du déclenchement. Auparavant, le déclenchement provoque par un signal  $W$  le transfert des informations déjà lues, comme celles des chambres, dans une mémoire tampon en attendant la décision des niveaux ultérieurs. Il donne aussi l'ordre aux ADC de procéder à la digitisation, par un signal appelé  $STEC$  (pour "start encoding").

### 3.4.2 Le module AFBI

Le module AFBI ("Arithmetic FastbBus Interface") est un automate qui effectue un certain nombre de calculs à partir des résultats de la digitisation des énergies calorimétriques. Dans l'AFBI, l'énergie de chaque canal subit un calibrage approximatif avant d'être traité. Ceci permet d'affiner certaines des coupures déjà appliquées (seuils sur les énergies totales par exemple). D'autre part, pour les candidats  $\pi^0\pi^0$  l'AFBI calcule des nouvelles variables, dans le but de rejeter les événements du mode  $\pi^0\pi^0\pi^0$ . Les événements provenant de ce mode sont principalement des événements pour lesquels un photon au moins a échappé à la détection. Ceci peut se traduire de deux manières importantes. D'une part, l'énergie transverse emportée par le photon perdu manque au bilan : l'énergie transverse vue dans cet événement est non nulle. D'autre part, la masse invariante des particules détectées n'est plus égale à celle du  $K^0$ . Si nous faisons quand même cette hypothèse pour calculer la position de la désintégration celle-ci est faussée. Etant données  $E_i$  les énergies des photons et  $D_{ij}$  les distances spatiales entre eux dans le LAC, la distance entre la désintégration et le LAC est approximativement donnée par la relation :

$$D_{vol}^2 = \frac{1}{M_K^2} \sum_{i,j < i} E_i E_j d_{ij}^2$$

D'après cette formule, si un ou plusieurs photons ne sont pas détectés la valeur de  $D_{vol}$  calculée est inférieure à la valeur vraie.

Dans le module AFBI on ne calcule pas les énergies et position de chaque photon. En fait le processeur calcule dans chaque projection les premiers et seconds moments  $M_1$  et  $M_2$  de la distribution des énergies déposées dans les bandes. La position du centre de gravité est donnée par les premiers, alors qu'on peut montrer que la distance de vol peut être approximativement déduite des seconds. Les critères appliqués pour sélectionner les candidats  $\pi^0\pi^0$  sont les suivantes :

- L'énergie totale dans le LAC est supérieure à 44 GeV ,
- Le centre de gravité est situé dans chaque projection à moins de 15 cm de l'axe du faisceau (la taille du faisceau est large d'environ 10 cm en  $K_L^0$ ),
- La distance de vol est supérieure à 64 m (rappelons que le LAC est situé à environ 124 m de la cible, en  $K_L^0$  ; cette coupure correspond environ à une coupure sur la position du vertex par rapport à la cible à 60 m ; la coupure finale est placée à 48.90 m).

Pour les candidats  $\pi^+\pi^-$ , l'AFBI sélectionne les événements ayant une énergie suffisante, y compris dans le compartiment hadronique, et applique un critère plus strict que précédemment pour rejeter les événements du mode  $\pi e \nu$ . Précisément, les critères appliqués sont :

- L'énergie totale dans le LAC et le HAC est supérieure à 35 GeV ,
- L'énergie déposée dans le HAC est supérieure à 1.6 GeV ,
- Dans chaque quadrant  $\frac{E_{LAC \text{ avant}}}{E_{LAC \text{ arrière}} + E_{HAC}} < 4$  ou  $E_{LAC \text{ avant}} < 5 \text{ GeV}$

Les proportions d'événements rejetés par l'AFBI sont de 80% et 40% parmi les candidats  $\pi^0\pi^0$  et  $\pi^+\pi^-$  respectivement dans le faisceau de  $K_L^0$ .

### 3.4.3 Le filtre

Les événements satisfaisant les critères de l'AFBI sont ensuite examinés par deux émulateurs 168/E qui travaillent en parallèle. Si l'AFBI introduit une sélection plus stricte des neutres, la sélection opérée par ce troisième niveau est essentiellement destinée aux candidats  $\pi^+\pi^-$ . Le programme qui tourne sur ces émulateurs reconstruit les impacts dans les chambres. Les événements trop complexes pour être reconstruits à ce niveau sont conservés; parmi les autres ceux qui ont moins de deux impacts sont rejetés. Les deux modes dominant le bruit de fond des  $\pi^+\pi^-$  à ce niveau sont  $\pi e \nu$  et  $\pi^+\pi^-\pi^0$ , les événements contenant un muon ayant déjà été rejetés. Le premier état final comporte un neutrino; les événements reconstruits seront donc en moyenne acoplanaires. Pour rejeter les événements acoplanaires le filtre calcule la distance entre le centre de la seconde chambre à fils et la ligne joignant les deux impacts, notée  $D_{ch2}$ , et rejette les événements pour lesquels  $D_{ch2} > 11cm$ . De plus l'énergie emportée par le neutrino va modifier la masse invariante de l'événement; le filtre rejette ceux pour lesquels la masse  $\pi^+\pi^-$  (calculée approximativement à partir de l'angle d'ouverture entre les traces, dans l'hypothèse où celles-ci sont d'énergies égales) est inférieure à  $330 MeV$ . Le second état final comporte des photons en plus des pions. Les informations du compteur de pics du premier niveau du déclenchement sont utilisées par le filtre pour les rejeter: si un événement contient un pic situé à plus de 15cm des impacts des traces il sera rejeté. Enfin le filtre fait deux coupures fiducielles en sélectionnant les événements pour lesquels  $D_{tot} > 66m$  et  $E_{tot} > 45GeV$ . La fraction de candidats  $\pi^+\pi^-$  rejetés par le filtre est environ 50 % dans le faisceau de  $K_L^0$ .

Pour les candidats  $\pi^0\pi^0$  les émulateurs appliquent la coupure sur l'énergie totale déjà effectuée par l'AFBI, à partir des mêmes informations, pour des raisons historiques.

### 3.4.4 Contrôle du déclenchement

Il est primordial pour assurer le résultat de l'expérience de vérifier le bon fonctionnement du déclenchement, c'est-à-dire qu'à aucune des étapes il ne rejette les bons événements. Pour vérifier chaque niveau, une fraction des événements est conservée en ignorant la décision de ce niveau mais en la transmettant. Ensuite, hors ligne, ces décisions sont examinées surtout pour les événements satisfaisant toutes les coupures de l'analyse. Lorsqu'une décision a été prise à tort, un examen détaillé de l'événement permet parfois de la comprendre. Les trois catégories les plus importantes d'événements conservés sont:

- Pour vérifier les hodoscopes chargés et neutres, nous utilisons des événements dits *QD* et *LACD* respectivement. Pour les événements *QD* on demande un dépôt d'énergie dans un seul quadrant; pour les événements *LACD* un dépôt d'énergie dans le LAC dans une des deux moitiés.
- Les événements dits *LSTD* pour lesquels les décisions ultérieures au prédéclenchement ont été remplacées par un seuil de  $20 GeV$  sur l'énergie totale (pour en réduire le taux sans les biaiser).
- Pour vérifier le fonctionnement correct de ce seuil, des événements dits *P01D* sont utilisés.
- Pour vérifier avec une meilleure statistique le fonctionnement des parties asynchrones du déclenchement, aussi bien l'AFBI que le filtre, des événements dits respectivement *AFBD* et *FILD* sont enfin utilisés. Ils satisfont tous les critères du déclenchement synchrone.

Nous présenterons plus loin les résultats de leurs études.

### 3.4.5 Acquisition et surveillance de l'expérience

L'acquisition et la surveillance en ligne de l'expérience sont assurées par un VAX et un micro-VAX. Les événements satisfaisant tous les critères du déclenchement sont transférés vers le VAX puis écrits sur une bande magnétique. Les événements les plus utiles pour la surveillance sont écrits en outre sur une bande spéciale, plus réduite donc qui sera utilisée par exemple lors du calibrage. Entre le transfert et l'écriture sur bande, un programme de surveillance lit ces événements. Il permet entre autres la visualisation en ligne d'un certain nombre d'histogrammes, où même d'événements, destinés à vérifier le fonctionnement correct des différentes parties de l'expérience. Par ce moyen les problèmes ponctuels et importants sont mis en évidence.

D'autre part, une surveillance quotidienne, plus détaillée mais hors-ligne est également effectuée à partir d'une des cassettes les plus récemment écrites. Cette surveillance permet un suivi plus détaillé que le suivi en ligne, et permet d'appréhender des problèmes plus complexes.

## Chapitre 4

# Reconstruction et analyse des événements chargés

Dans un premier temps nous allons décrire la reconstruction des événements chargés. Pour reconstruire les événements chargés nous commençons par déterminer la géométrie de la désintégration à partir des informations des chambres à fils. Les énergies des traces sont mesurées en combinant celles-ci avec les informations calorimétriques. Nous exposerons ensuite les critères qui sont utilisés pour sélectionner les échantillons de  $\pi^+\pi^-$  utilisés dans la mesure de  $\mathcal{R}$  et rejeter les divers bruits de fonds.

### 4.1 Reconstruction des traces

Le point d'impact d'une particule chargée dans une chambre est défini au moyen des informations des 4 plans de fils. Si seuls trois plans ont répondu, la mesure est encore possible bien qu'elle soit alors moins précise. Les temps mesurés par les TDC fournissent la distance entre le point de passage de la trace et le fil ; le point de passage de la particule est ainsi contraint mais n'est pas complètement déterminé. L'ambiguïté entre les deux côtés des fils est résolue en combinant les informations des 4 (ou 3) plans : le point retenu est celui qui minimise un  $\chi^2$  prenant en compte la résolution de chaque mesure.

Les 4 intersections des traces avec les plans des chambres définissent un plan ; à partir des impacts reconstruits la meilleure définition de ce plan est déterminée. Les points d'impacts sont alors remplacés par leur projection sur ce plan. Ils définissent deux droites dont l'intersection définit la position du vertex. La résolution sur la position longitudinale de ce point est dominée par deux effets :

- La résolution intrinsèque des chambres,
- La diffusion multiple, qui peut avoir lieu principalement dans la fenêtre de Kevlar qui ferme le tube à vide et dans l'ensemble des deux chambres et de l'enceinte d'Helium.

Cette résolution est mesurée avec précision par l'étude de la distribution de la position du vertex par rapport à celle de la cible pour les événements  $K_S \rightarrow \pi^+\pi^-$ , indiquée sur la figure 4.1. En effet, l'effet du compteur AKS est de rejeter les désintégrations ayant lieu en amont de sa position. La résolution est donc déduite aisément de la forme de cette distribution au voisinage de l'AKS. Elle vaut environ 1 m et varie un peu suivant l'angle d'ouverture des traces ou la position du vertex. Pour tous les événements chargés, l'algorithme de la reconstruction des photons est également appliqué, pour mesurer la position et l'énergie de ceux-ci. Il sera décrit dans la section 4.1.

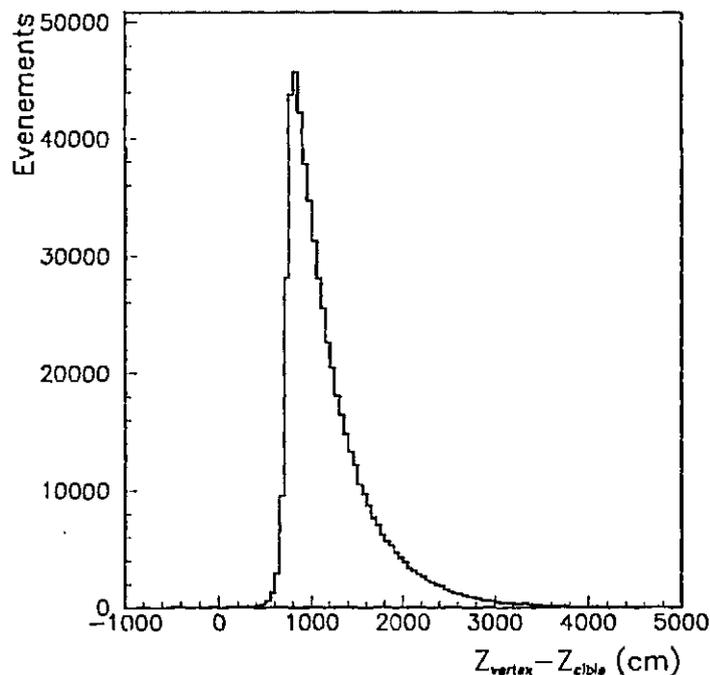


Figure 4.1: Distribution de la distance entre la cible et le vertex de désintégration pour les événements  $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ . Le seuil de cette distribution est dû à l'AKS.

## 4.2 Reconstruction de la désintégration

Les énergies des pions sont mesurées par les calorimètres, dont les informations subissent une pondération pour corriger les différences des réponses des parties électromagnétiques et hadroniques, les fluctuations dans le développement des gerbes, et les pertes d'énergie dans les zones mortes. Malgré tout, la résolution sur cette mesure n'est que de  $65\%/\sqrt{E}$ ; pour mesurer l'énergie du kaon nous utilisons donc une expression complexe qui ne fait intervenir que le rapport entre les énergies des traces et sur laquelle la résolution est meilleure. Pour établir cette formule, nous faisons l'hypothèse que la masse invariante des deux particules chargées est la masse du  $K^0$ . Nous désignons par  $\theta$  l'angle d'ouverture des traces, qui est toujours supposé petit, et posons :

$$F = 2 + \frac{E_1}{E_2} + \frac{E_2}{E_1}$$

L'énergie totale est alors donnée par :

$$E^2 = \frac{F}{\theta^2} (m_K^2 - F m_\pi^2)$$

Cette expression montre que la mesure obtenue par cette méthode est insensible aux variations de l'échelle d'énergie (ou calibration absolue). Les effets des non-linéarités sont limités car nous sélectionnons les désintégrations symétriques. Finalement, la résolution sur l'énergie du kaon est d'environ 1%. Un autre quantité importante de l'expérience est la masse invariante des

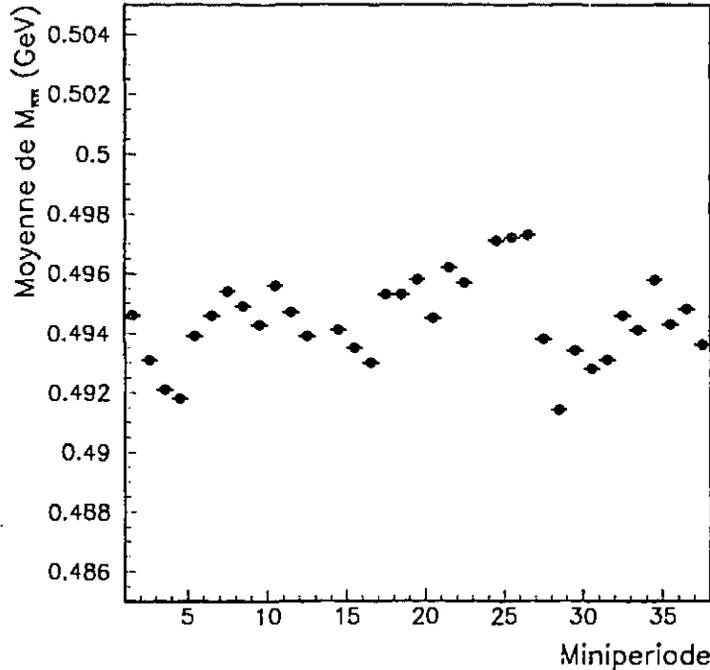


Figure 4.2: Valeurs moyennes de  $M_{\pi\pi}$  pour les données  $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  de chaque minipériode.

traces chargées. Elle peut s'exprimer suivant la formule suivante :

$$M_{\pi\pi} = \sqrt{Fm_\pi^2 + \frac{E_1 + E_2}{F}\theta^2}$$

L'ajustement de l'échelle d'énergie du HAC est obtenu en imposant que la moyenne de la distribution de  $M_{\pi\pi}$  soit égale à la valeur nominale de la masse du  $K^0$ . Cet ajustement est réalisé pour chaque minipériode indépendamment. Nous calculons pour la déterminer la valeur moyenne de la distribution de  $M_{\pi\pi}$  pour les données du faisceau de  $K_S^0$ . Pour les données en  $K_L^0$  de la même minipériode, la même valeur est utilisée. Nous avons représenté sur la figure 4.2 les variations de ces valeurs pour chacune des minipériodes de 1989. Les variations sont suffisamment petites devant la résolution sur  $M_{\pi\pi}$  ( $\approx 20\text{MeV}$ ) pour justifier la procédure en  $K_L^0$ .

### 4.3 Sélection des événements chargés

La sélection des candidats  $\pi^+\pi^-$  a plusieurs objectifs. Il s'agit de sélectionner les événements reconstruits avec précision, dont la configuration est compatible avec ce mode et également de rejeter au mieux les différents bruits de fond possibles.

#### 4.3.1 Sélection préliminaire

Nous partons des événements pour lesquels deux traces ont été identifiées. Pour sélectionner des événements bien reconstruits, les critères suivants ont été utilisés.

- Les événements pour lesquels le nombre d'impacts dans la première chambre est supérieur à 2 sont rejetés. Ceci rejette les événements avec plus de deux traces. A cause des particules émises vers l'arrière dans le développement des gerbes, le nombre d'impacts dans la seconde chambre n'est pas contraint.
- La condition géométrique du déclenchement de l'hodoscope chargé est vérifiée et les événements ne la satisfaisant pas sont rejetés.
- Un ensemble de coupures d'acceptance sont appliquées sur les positions des impacts des traces dans les chambres et les divers calorimètres. L'acceptance périphérique de la seconde chambre est celle qui importe, elle est définie par une zone octogonale de rayon égal à 118 cm. Pour écarter les événements comportant une trace trop proche des anneaux centraux des chambres, nous imposons aux points d'impact d'être à plus de 12 cm de l'axe du faisceau dans la première chambre et 18 cm dans la seconde. Nous imposons pour la position dans le LAC deux critères: d'une part, la trace ne doit pas traverser les supports du LAC et elle ne doit pas tomber sur le crack séparant les moitiés gauche et droite du LAC (les électrons arrivant dans cette zone déposent une grande fraction d'énergie dans le HAC). Enfin, les impacts dans le HAC doivent être situés à moins de 125 cm du faisceau dans chaque projection.
- Pour sélectionner des événements avec des traces bien séparées et dont l'énergie est correctement reconstruites, nous demandons que la somme de leurs énergies calorimétriques soit supérieure à 40 GeV .
- Les points d'impacts réels des deux traces définissent deux droites. Celles-ci en général ne se coupent pas; pour rejeter les événements pour lesquels la reconstruction s'est mal déroulée nous rejetons ceux pour lesquels la distance d'approche minimale (appelée *cda*) est supérieure à 2.5 cm. Environ 2 bons événements sur mille sont rejetés par ce critère.
- Enfin, la mesure de  $\mathcal{R}$  est effectuée dans la zone fiducielle :
  - $E \in [60 \text{ GeV}, 180 \text{ GeV}]$
  - $Z \in [2.1 \text{ m}, 48.9 \text{ m}]$

#### 4.3.2 Sélection finale : réjection des bruits de fond

Il convient maintenant de définir les critères utilisés pour rejeter les divers bruits de fond du mode chargé.

- La première coupure est destinée à rejeter les événements à trois corps pour lesquels la troisième particule a une impulsion transverse importante. Les événements pour lesquels la distance entre la droite joignant les impacts des deux traces et la position du faisceau, dans le plan de la seconde chambre, est supérieure à 10 cm sont rejetés. D'autre part nous appliquons une coupure sur la position du barycentre énergétique des traces, dont la position dépend des énergies en jeu.
- Pour rejeter les événements asymétriques, pour lesquels les non-linéarités de la reconstruction sont importantes, nous rejetons les événements pour lesquels le rapport des énergies des traces est supérieur à 2.5, cette quantité est définie par  $r = \max(E_1, E_2) / \min(E_1, E_2)$ . En plus des événements asymétriques, cette coupure rejette les désintégrations  $\Lambda \rightarrow p\pi$  provenant des  $\Lambda$  qui sont produits en même temps que les  $K_S^0$  et enregistrées par

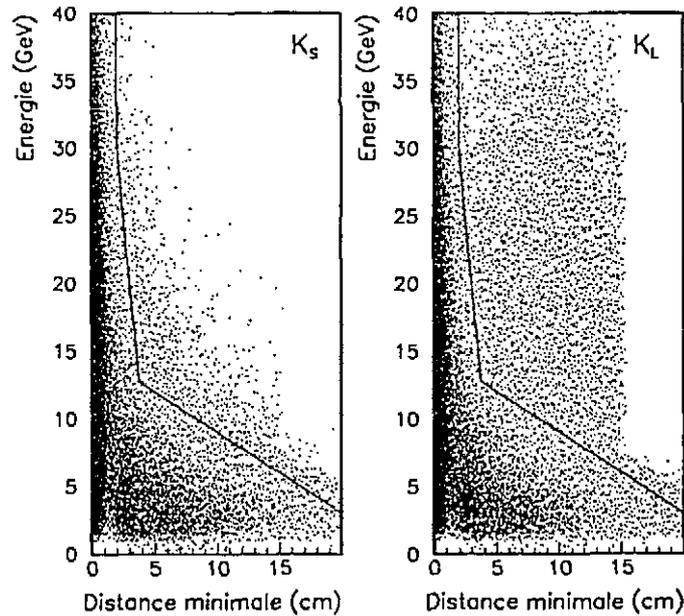


Figure 4.3: Distributions de l'énergie des "photons" reconstruits en fonction de la distance entre ceux-ci et la trace la plus proche, pour les lots de  $\pi^+\pi^-$  de chaque faisceau. Les événements pour lesquels un photon reconstruit est situé au dessus et à droite de la ligne indiquée sont rejetés. Les distributions sont biaisées au-delà de 15 cm par une coupure de sélection préliminaire.

l'appareillage comme des désintégrations en deux pions. Du fait de la masse du proton, environ 8 fois plus élevée que celle du pion, le rapport des énergies calorimétriques mesurées dans l'hypothèse de deux pions est toujours supérieur à 3. Une étude basée sur une simulation a montré que la coupure sur  $r$  rejette la totalité des désintégrations de  $\Lambda$ .

- La masse invariante des deux traces, calculée dans l'hypothèse de deux pions, est toujours plus petite dans le cas de désintégrations  $\pi^+\pi^-\pi^0$  où les photons ne sont pas détectés. Pour les désintégrations  $\pi e \nu$  où l'électron est considéré comme pion, la distribution de cette quantité est plus large mais de moyenne inférieure à celle des  $\pi^+\pi^-$ . Ceci est une conséquence de l'énergie emmenée par la troisième particule. Nous rejetons les événements pour lesquels la masse invariante  $\pi^+\pi^-$  est différente de la valeur moyenne par plus de 2.1 déviations standard, dans l'hypothèse où cette variable suit une loi gaussienne. La résolution utilisée dans cette coupure est une fonction de l'énergie du kaon, elle varie de 30 MeV à 20 MeV environ.
- Les événements provenant du mode  $\pi^+\pi^-\pi^0$  (et également du mode  $\pi^+\pi^-\gamma$ ) contiennent, en plus des pions, un ou deux photons. Les coupures plus spécialement destinées à rejeter ces modes utilisent la résolution spatiale du LAC. Le principe est de rejeter les événements contenant un photon isolé en plus des deux traces, mais une difficulté vient des fluctuations importantes dans le développement des gerbes hadroniques qui peuvent

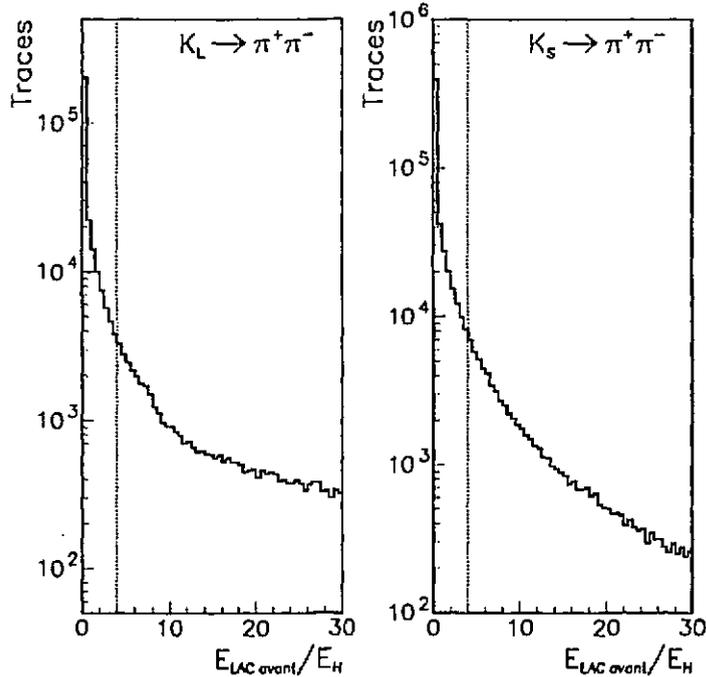


Figure 4.4: Distributions de  $r_{el}$  pour les lots de  $\pi^+\pi^-$  de chaque faisceau. Les événements pour lesquels  $r_{el} > 4$  sont rejetés.

simuler des photons proches des traces. Nous utilisons une coupure bidimensionnelle dans le diagramme présentant l'énergie du photon en fonction de la distance entre son impact et la plus proche des traces, représenté sur la figure 4.3. La coupure que nous avons utilisée est indiquée. Les photons dont l'énergie est inférieure à  $5\text{ GeV}$  relèvent pour la plupart du flux de photons accidentels, provenant du faisceau par exemple (par opposition aux photons du mode  $\pi^+\pi^-\pi^0$ ). La coupure rejette tous les événements comportant de tels photons distants de plus de  $20\text{ cm}$  de la trace pourvu que leur énergie soit supérieure à  $2.5\text{ GeV}$ ; ce seuil est fixé par symétrie avec la coupure sur l'énergie du cinquième photon pour le mode  $\pi^0\pi^0$ . Cette coupure rejette environ 2% des bons événements.

D'autre part, nous rejetons également les événements où en plus des deux traces un dépôt d'énergie sur une seule des projections a été reconstruit. Ceci correspond au cas d'un photon superposé sur une des deux projections à une trace. Une coupure bidimensionnelle est également utilisée dans ce cas, en fonction de quantités similaires à ce qui précède, la distance entre le dépôt et la trace dans la projection considérée et l'énergie du dépôt.

- Pour rejeter les événements comportant une gerbe électromagnétique, principalement provenant du mode  $\pi e \nu$ , dans l'analyse originale des données de 1986 nous effectuons une coupure sur le développement longitudinal des gerbes. Pour ce faire nous utilisons la quantité:  $r_{el} = E_{LAC\ avant}/E_H$ .  $E_H$  est définie pour une trace comme le minimum entre l'énergie dans la bande centrale du HAC de la trace et son énergie totale dans le HAC. La distribution de  $r_{el}$  en  $K_L^0$  est représentée sur la figure 4.4 et comparée avec celle obtenue

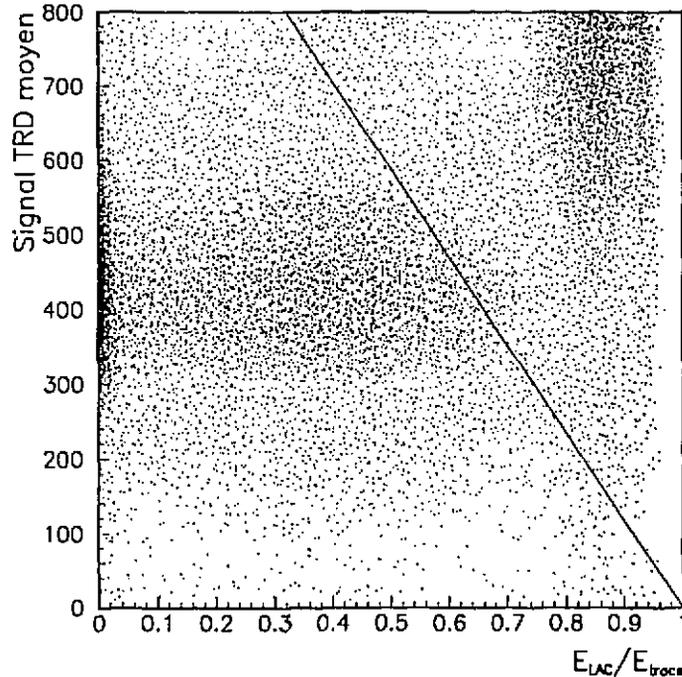


Figure 4.5: Distributions de la moyenne tronquée des hauteurs des signaux des chambres du TRD en fonction du rapport  $E_{LAC}/E_{trace}$  pour les traces des candidats  $K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  (avant coupure sur  $D_{target}$  et  $M_{\pi\pi}$ ). Les traces avec un signal TRD supérieur à 600 coups et  $E_{LAC}/E_{trace}$  supérieur à environ .7 sont les électrons, celles pour lesquels le signal TRD est environ 400 et  $E_{LAC}/E_{trace}$  est compris entre .1 et .4 sont des pions, dont le signal dans le TRD est dû seulement à la perte d'énergie par ionisation, et enfin l'accumulation à des petites valeurs de ce rapport sont des muons ou des pions qui n'ont pas interagi dans le LAC. La coupure destinée à rejeter les électrons correspond à la droite indiquée. Les événements avec une trace située au dessus de celle-ci sont rejetés.

en  $K_S^0$ . Nous rejetons les événements pour lesquels  $r_{el} > 4$ . Cette coupure rejette environ 25% des bons événements. Depuis l'addition du détecteur à rayonnement de transition une autre possibilité a été utilisée pour vérifier l'analyse. Nous avons pour définir cette nouvelle coupure fait appel à la fois aux informations calorimétriques et à celles provenant du TRD. Elle se présente comme une droite dans le diagramme de la figure 4.5 représentant la moyenne tronquée des hauteurs du signal TRD dans les quatre chambres en fonction du rapport entre l'énergie déposée dans le LAC et l'énergie calorimétrique totale de la trace. Elle permet de rejeter efficacement le mode  $\pi e \nu$  tout en affectant moins le mode  $\pi^+\pi^-$  que la coupure précédente (voir le paragraphe 7.3.2 et la référence [22]).

- Les bruits de fonds principaux sont les modes de désintégration du  $K_L^0$  à trois corps, où une particule au moins échappe à la détection (les neutrinos ou les photons hors de l'acceptance des détecteurs). Ces désintégrations sont caractérisées de manière générale par la présence d'impulsion transverse manquante. Pour les rejeter nous avons défini une variable mesurant géométriquement celle-ci. En effet, si le kaon qui se désintègre est produit sur la cible,

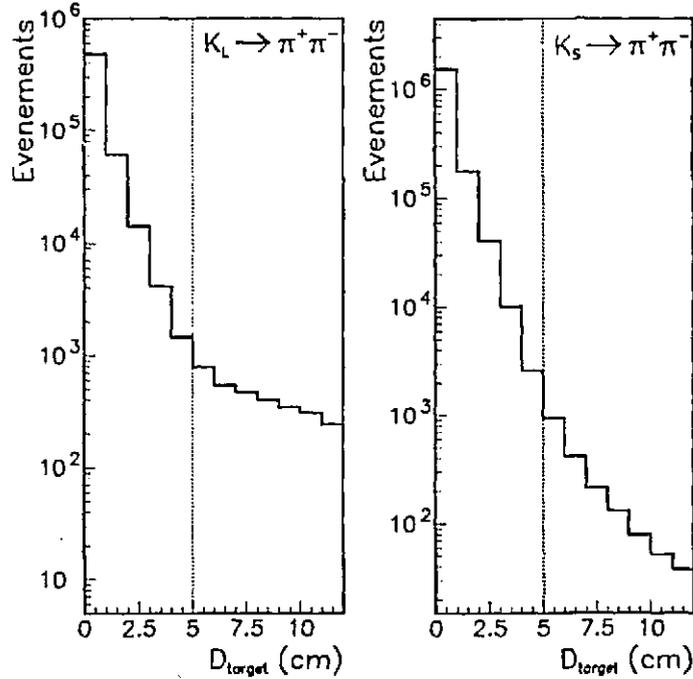


Figure 4.6: Distributions de  $D_{target}$  pour les candidats  $\pi^+\pi^-$  de chaque faisceau. Les événements tels que  $D_{target} > 5$  cm sont rejetés.

son impulsion est parallèle à la ligne joignant le vertex et celle-ci. L'impulsion transverse manquante est donc signalée par le fait que cette direction n'appartient pas au plan de la désintégration. Nous utilisons pour la mesurer la distance entre la cible et le plan de désintégration, que nous appelons  $D_{target}$ . Les distributions de  $D_{target}$  pour les données en  $K_L^0$  et  $K_S^0$  satisfaisant tous les autres critères sont comparées sur la figure 4.6. Pour comparer les distributions de  $D_{target}$  dans les deux faisceaux, du fait de la position variable de la cible en  $K_S^0$  nous avons, pour les données prises dans ce faisceau, extrapolé cette variable à la position de la cible du faisceau de  $K_L^0$ . Nous rejetons les événements pour lesquels  $D_{target}$  est supérieur à 5 cm. La distribution dans le faisceau de  $K_L^0$  présente une queue importante au-delà de la coupure, ce qui n'est pas le cas de la distribution des  $K_S^0$ . Ceci signale une fraction résiduelle des bruits de fond à trois corps après toutes les coupures, dont nous examinerons la soustraction dans le chapitre 6.

## Chapitre 5

# Reconstruction et analyse des événements neutres

Les événements neutres contiennent des photons, donc seules les informations du LAC sont utiles à leur reconstruction. Nous allons dans un premier temps décrire sommairement la reconstruction des photons, puis les méthodes de calcul des grandeurs cinématiques caractéristiques de la désintégration, l'énergie du kaon, la position de la désintégration ou les masses invariantes des paires de photons qui sont essentielles à la réjection du bruit de fond. Enfin, les critères de sélection du mode  $\pi^0\pi^0$  seront brièvement exposés.

### 5.1 Reconstruction des photons

L'algorithme de reconstruction des photons comporte plusieurs étapes. Dans un premier temps il localise les pics de la distribution de l'énergie déposée dans chaque projection. Un pic est défini comme un groupe de 3 canaux dont l'énergie est supérieure à  $600 \text{ MeV}$ , l'énergie déposée dans le canal central est supérieure à celles des canaux latéraux et l'énergie d'un des canaux latéraux est supérieure à 15% de celle du canal central. Ensuite le programme détermine plus précisément l'énergie de chaque pic en calculant la somme des énergies déposées dans sept canaux situés de part et d'autre du centre du pic, si ceci est possible. Cette zone contient en moyenne, aux énergies où nous travaillons, 99.5% de l'énergie des photons. Lorsque deux pics sont proches l'un de l'autre, et se chevauchent, nous utilisons un modèle de la distribution latérale de la gerbe pour calculer son énergie.

Après cette étape, le programme cherche à apparier dans chaque quadrant les pics des deux projections de manière à en faire des photons. Le principe général est d'associer les pics d'énergies les plus proches entre eux, la configuration la plus probable pour le développement de la gerbe étant symétrique. Dans le cas d'un photon près du bord d'un quadrant le programme examine s'il n'y a pas eu dépôt d'une fraction de l'énergie dans le quadrant voisin, pour la projection dont les bandes se terminent à cette limite.

Enfin l'énergie de chaque photon est corrigée pour certains effets systématiques comme la perte d'une fraction d'énergie dans le trou central, entre deux quadrants ou les effets de la suppression de zéro en ligne.

## 5.2 Reconstruction de la désintégration

Ayant déterminé les positions et énergies des photons reconstruits dans le LAC, il nous faut maintenant déterminer les caractéristiques de la désintégration. La première quantité calculée est l'énergie du kaon. Elle est définie comme la somme des énergies des photons, ce qui est approprié dans le cas des désintégrations en  $2\pi^0$  où tous les photons sont détectés.

La position longitudinale de la désintégration est déterminée ensuite. Pour calculer celle-ci nous faisons l'hypothèse que la masse invariante des particules détectées est celle du  $K^0$ , ce qui n'est exact que pour le mode  $\pi^0\pi^0$ . D'autre part, dans l'hypothèse, toujours vérifiée, d'une distance de vol grande devant les dimensions transverses du LAC, les angles entre l'axe du faisceau et les lignes de vol des photons sont petits. Dans cette approximation, si nous appelons  $d_{ij}$  la distance spatiale entre les photons  $i$  et  $j$  dans le LAC la distance de vol des photons, c'est à dire la distance séparant la position longitudinale du vertex de celle du LAC peut s'écrire:

$$D_{vol} = \frac{1}{M_K^2} \sum_{i,j < i} E_i E_j d_{ij}^2$$

Nous avons déjà noté que dans le cas d'une désintégration en  $\pi^0\pi^0\pi^0$ , où des photons ont échappé à la détection, la position calculée ainsi est faussée, la position reconstruite étant toujours inférieure à la position vraie. Le système de coordonnées de l'expérience n'a pas son origine au niveau du LAC mais celle-ci est définie comme le bord du dernier collimateur. Soit  $Z_{LAC}$  désigne la coordonnée du LAC sur l'axe ainsi défini (Nous avons mesuré précisément cette quantité en comparant les positions d'électrons provenant du mode  $\pi e \nu$  extrapolées à partir des chambres et reconstruites dans le LAC). La coordonnée longitudinale de la désintégration, notée  $Z_{vertex}$ , est donnée par:

$$Z_{vertex} = Z_{LAC} - D_{vol}$$

A partir de la position de la désintégration ainsi calculée, il nous est possible de calculer les masses invariantes de chacune des paires de photons. La masse invariante des photons  $i$  et  $j$  est calculée dans les mêmes approximations que ci-dessus, suivant la formule:

$$m_{ij} = \sqrt{E_i E_j} \frac{d_{ij}}{D_{vol}}$$

Nous savons maintenant comment calculer toutes les quantités nécessaires pour remonter aux caractéristiques cinématiques de la désintégration. Avant de passer à la sélection du lot utilisé pour la mesure de  $\mathcal{R}$  une dernière calibration est nécessaire

## 5.3 Mesure de l'échelle d'énergie des neutres

Jusqu'à maintenant les événements chargés et neutres ont été reconstruits indépendamment. L'échelle d'énergie des désintégrations chargées est fixée par la géométrie des chambres à fils. Il nous faut procéder de même pour les neutres. Pour cela, nous utilisons les données prises en faisceau de  $K_S^0$ . La distribution de la position de la désintégration présente pour les  $\pi^0\pi^0$  comme pour les  $\pi^+\pi^-$  une caractéristique intéressante au voisinage de la position du compteur AKS. Celui-ci rejette les désintégrations qui ont eu lieu en amont; il en résulte un seuil dont la position peut être ajustée avec précision. La distribution obtenue pour les événements  $\pi^+\pi^-$  est tout d'abord ajustée en utilisant une forme analytique tenant compte de l'acceptance et dans laquelle la résolution et la position du compteur par rapport au LAC sont laissés libres. Nous pouvons ainsi vérifier que la position résultant de cet ajustement est en accord avec la géométrie de

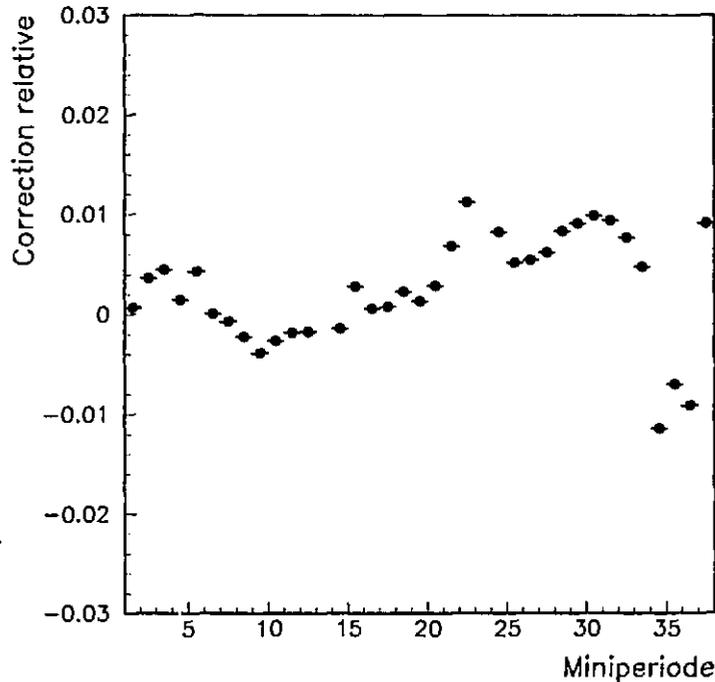


Figure 5.1: Valeurs de la correction relative appliquée aux énergies des candidats  $\pi^0\pi^0$  pour chaque minipériode.

l'expérience. Dans un second temps, nous examinons la distribution des neutres. Nous procédons à un ajustement similaire, mais nous introduisons une constante multiplicative supplémentaire, affectant tous les signaux du LAC, et imposons que la position trouvée pour les  $\pi^0\pi^0$  soit identique à celle trouvée pour les chargés. Nous déterminons une constante par minipériode en faisceau de  $K_S^0$ . Pour le faisceau de  $K_L^0$  de la même minipériode nous utilisons la même valeur. La figure 5.1 représente les valeurs de cette constante de calibration en fonction du numéro de minipériode; les variations d'une minipériode à l'autre sont suffisamment réduites pour justifier notre méthode. Nous allons maintenant exposer les critères de la sélection du lot de de  $\pi^0\pi^0$  utilisé pour le calcul de  $\mathcal{R}$ .

## 5.4 Sélection des événements $\pi^0\pi^0$

Les coupures utilisées dans la sélection des  $\pi^0\pi^0$  ont deux objectifs principaux. Tout d'abord nous sélectionnons les événements dont la configuration est compatible avec les désintégrations  $K_{L,S}^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ . D'une part, il est alors nécessaire de rejeter efficacement les événements provenant du mode  $\pi^0\pi^0\pi^0$ , qui sont 200 fois plus nombreux à l'origine que le mode que nous étudions. Il faut d'autre part sélectionner les événements dont l'énergie et la position du vertex sont précisément reconstruits, puisque ces quantités vont être utilisées pour construire les distributions qui servent au calcul de  $\mathcal{R}$ .

### 5.4.1 Sélection préliminaire

La sélection préliminaire isole les événements neutres avec les critères suivants :

- Les événements comportant au moins une trace sont rejetés, ainsi que les événements comportant un impact reconstruits dans la première chambre à fils. Cette dernière condition rejette les événements avec une particule supplémentaire, d'origine accidentelle, ou provenant du mode de Dalitz ( $ee\gamma$ ). Nous ne contraignons pas le nombre d'impacts dans la seconde chambre d'une part à cause de la probabilité non négligeable de conversion d'un des quatre photons avant celle-ci et d'autre part à cause de la possibilité de particules renvoyées vers l'arrière dans le développement des gerbes dans le LAC : trop de bons événements seraient ainsi perdus.
- Nous demandons 4 ou 5 photons reconstruits pour pouvoir reconstruire deux  $\pi^0$ . Les photons sont alors appariés deux à deux pour obtenir un couple de masses invariantes les plus proches possibles des masses nominales du  $\pi^0$ .
- Dans le cas où il y a 5 photons l'énergie du photon supplémentaire doit être inférieure à 2.5 GeV. Cette coupure rejette d'une part les désintégrations en  $\pi^0\pi^0\pi^0$ , et d'autre part les événements  $\pi^0\pi^0$  auxquels un photon accidentel énergétique s'est superposé, en faussant la mesure.
- Pour sélectionner des événements où les photons sont bien reconstruits et ont des énergies bien mesurées nous demandons :
  - que les photons soient dans l'acceptance géométrique du LAC, définie comme une coupure octogonale rejetant les événements avec un photon hors de l'acceptance des chambres à fil, et une coupure rejetant les événements avec un photon situé à moins de 16 cm de l'axe du faisceau,
  - que les énergies des 4 photons formant les  $\pi^0$  soient comprises dans l'intervalle [3GeV, 100GeV],
  - que les distances entre les impacts des photons dans le LAC soient supérieures à 5 cm,
- Enfin, la mesure de  $\mathcal{R}$  est effectuée dans la zone fiducielle :
  - $E \in [60 \text{ GeV}, 180 \text{ GeV}]$
  - $Z \in [2.1 \text{ m}, 48.9 \text{ m}]$

### 5.4.2 Sélection finale

Ces coupures plus sophistiquées rejettent essentiellement les événements du bruit de fond de  $\pi^0\pi^0\pi^0$  qui ont survécu aux critères précédents, en utilisant des caractéristiques cinématiques.

- Pour sélectionner les désintégrations des particules du faisceau, et rejeter les événements avec de l'énergie transverse manquante, nous effectuons une coupure sur la distance entre le barycentre énergétique des photons et l'axe des faisceau, notée  $R_{COG}$ . Les événements avec  $R_{COG}$  supérieur à 15 cm sont rejetés.
- Enfin, nous sélectionnons les événements pour lesquels les deux masses invariantes des paires de photons sont compatibles avec la masse nominale du  $\pi^0$ . Du fait de notre algorithme de reconstruction, ces deux quantités sont anticorrélées, comme l'indique la

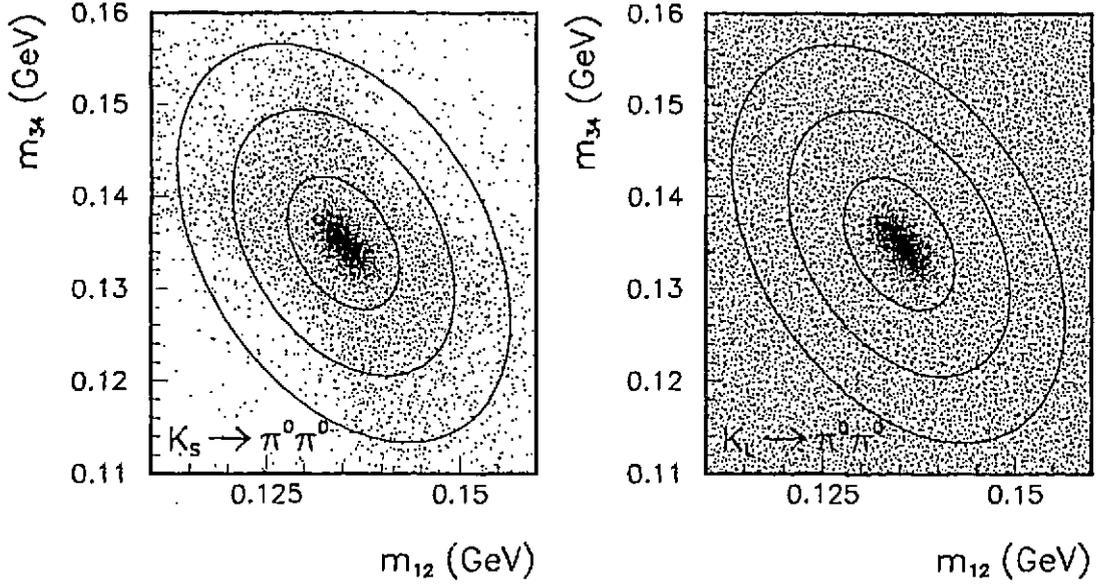


Figure 5.2: Distribution des valeurs des deux masses invariantes des paires de photons reconstruites pour les candidats  $K_S^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$  et  $K_L^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$  l'une en fonction de l'autre. Nous avons également indiqué des courbes correspondant approximativement pour le contour central à la zone sélectionnée comme signal; les deux contours externes entourent la zone utilisée pour extrapoler le bruit de fond dans notre signal.

figure 5.2, car nous contraignons la masse invariante total du système. Nous avons donc construit une quantité fonction de leur somme et de leur différence, notée  $R_{ellipse}$  et définie par :

$$R_{ellipse} = \left( \frac{m_{12} + m_{34} - 2m_{\pi^0}}{2N\sigma_+} \right)^2 + \left( \frac{m_{12} - m_{34}}{N\sigma_-} \right)^2$$

Dans cette expression les résolutions  $\sigma_+$  et  $\sigma_-$  varient principalement suivant l'énergie minimum des quatre photons. Nous avons donc utilisé des valeurs calculées dans des intervalles de cette variable.  $N$  est une constante arbitraire fixée à 2.8. Avec cette définition, les événements acceptés dans le calcul de  $\mathcal{R}$  sont ceux pour lesquels  $R_{ellipse} < 1$ . La valeur de  $N$  résulte donc d'un compromis entre les pertes de bons événements et la fraction de bruit de fond. Nous avons représenté sur la figure 5.3 les distributions de  $R_{ellipse}$  dans les faisceaux de  $K_S^0$  et de  $K_L^0$ . Cette comparaison indique comme celle de la variable  $D_{target}$  pour le mode  $\pi^+\pi^-$  qu'une fraction de bruit de fond, ici provenant du mode  $\pi^0\pi^0\pi^0$ , subsiste jusqu'à ce niveau de sélection.

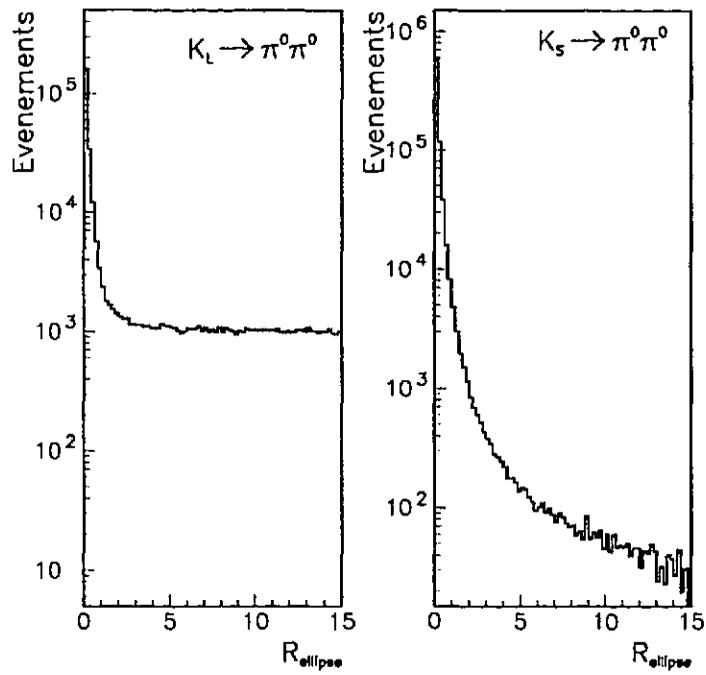


Figure 5.3: Distributions de la variable  $R_{ellipse}$  dans les faisceaux de  $K_S^0$  et de  $K_L^0$ . Les événements tels que  $R_{ellipse} > 1$  sont rejetés.

**Partie II**  
**Mesure de  $\mathcal{R}$**

## Chapitre 6

# Principe de la mesure

Avant de les examiner en détail dans les chapitres suivants, nous voulons donner un point de vue global des étapes qui nous restent à franchir pour passer des lots dont la sélection est exposée aux chapitres précédents à la valeur de  $\mathcal{R}$  mesurée par l'expérience.

$\mathcal{R}$  est défini comme le double rapport des amplitudes de désintégrations. Avec un détecteur idéal, où toutes les désintégrations se produisant dans la zone d'étude sont enregistrées, c'est-à-dire dont l'acceptance est 1, il suffit de mesurer les nombres d'événements dans chaque mode et de calculer leur double rapport pour mesurer  $\mathcal{R}$ . Étant donnée la méthode utilisée pour prendre les données, des déviations par rapport à ce cas de figure laissent le résultat inchangé. C'est le cas si elles affectent simultanément tous les événements enregistrés dans un faisceau donné, ou tous les événements d'un mode donné.

La réalité est toutefois plus complexe, pour plusieurs raisons. Tout d'abord, comme nous l'avons signalé dans les chapitres précédents, nous avons des indications de la présence d'une fraction d'événements des modes autres que  $\pi^+\pi^-$  ou  $\pi^0\pi^0$  au niveau des sélections finales. Il convient donc pour mesurer  $\mathcal{R}$  d'estimer ces fractions ou de les soustraire, le plus précisément possible. Nous obtiendrons ainsi une mesure du double rapport utilisant des lots épurés des bruits de fond.

Pour autant, le double rapport que nous pourrions mesurer à partir de ces lots n'en serait pas correct. En effet, il est nécessaire de le corriger pour les biais expérimentaux qui peuvent l'affecter. L'appareillage n'est en effet pas idéal, mais présente des acceptances, ou des efficacités, un peu différentes pour chacun des deux modes, ou des deux faisceaux. Nous devons donc également évaluer précisément le double rapport des efficacités, pour être en mesure de corriger notre résultat de ce biais expérimental. Par ailleurs, il convient de vérifier les efficacités des différents composants et des étapes de l'analyse, et de les comparer d'un mode à l'autre et/ou d'un faisceau à l'autre. Dans le même ordre d'idées, les effets de l'activité extérieure aux désintégrations (le bruit dans les détecteurs ou les particules fortuites) ne sont pas les mêmes dans chacun des deux modes. Comme cette activité peut d'autre part n'être pas complètement identique en  $K_S^0$  et en  $K_L^0$ , il faut évaluer précisément la variation de notre résultat du fait de cet effet.

Enfin il nous faut prendre certaines précautions pour extraire la valeur la moins biaisée statistiquement et systématiquement des données. La différence d'acceptance n'est pas constante dans nos intervalles fiduciels en énergie et position du vertex, il nous faut donc estimer la correction qu'introduisent ces différences sur notre résultat. Pour minimiser la taille de cette correction, nous répartissons nos événements dans des boîtes suivant leur énergie et la position du vertex. Dans chacune des boîtes la différence d'acceptance est réduite et ainsi la correction sur le résultat final est moins importante. La valeur de  $\mathcal{R}$  est ensuite extraite par un maxi-

mun de vraisemblance des valeurs trouvées dans chaque boîte. D'autre part, pour réduire les possibles difficultés liées à des variations des performances de l'appareillage, ou aux conditions de faisceaux, au cours de la prise des données, nous traitons individuellement chaque groupe constitué des données prises en  $K_S^0$  et en  $K_L^0$  consécutivement. Ces résultats individuels sont ensuite comparés, et nous en déduisons le résultat global.

La dernière étape consiste à évaluer les incertitudes de notre méthode, tant statistiques que systématiques. Pour ce faire, entre autres, la stabilité du résultat par rapport à certaines modifications de la méthode, des coupures par exemple, sera étudiée. Nous examinerons également la stabilité de ce résultat en fonction de paramètres importants de l'expérience, comme l'intensité du faisceau.

## Chapitre 7

# Evaluation et soustraction des différents bruits de fond

Parmi les quatre catégories intervenant dans le calcul de  $\mathcal{R}$ , toutes ne sont pas affectées par les mêmes sources de bruit de fond. Le mode  $K_S^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$  ne peut pas être contaminé par un autre mode de désintégration des kaons ou d'autres particules. Nous négligeons donc la possibilité d'une contamination du lot de  $K_S^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ . Nous examinerons par contre dans la suite les contaminations des trois autres lots en exposant leur estimation et leur soustraction.

### 7.1 Bruits de fond du mode $K_L^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$

Nous avons présenté au paragraphe 5.4.2 la distribution de la variable  $R_{ellipse}$  pour les événements atteignant ce niveau de sélection dans les faisceaux  $K_L^0$  et  $K_S^0$ . En  $K_L^0$  nous avons noté la présence d'une queue très étendue, approximativement constante dans la région où nous l'avons représentée. Comme cette queue est absente en  $K_S^0$ , nous pouvons affirmer qu'elle ne provient pas de désintégrations en 2 pions. Ces événements s'interprètent comme des désintégrations de  $K_L^0$  en  $\pi^0\pi^0\pi^0$  pour lesquelles seuls quatre photons sont retenus pour la reconstruction : l'un au moins n'est pas détecté et un autre, s'il est détecté, est de basse énergie ou superposé avec un des quatre restant. Nous avons simulé les désintégrations en trois pions neutres pour connaître le comportement de ce bruit de fond, et déterminer la méthode utilisée pour le soustraire.

#### 7.1.1 Simulation des $\pi^0\pi^0\pi^0$

Pour vérifier cette interprétation, nous avons simulé des désintégrations de  $K_L^0$  en  $\pi^0\pi^0\pi^0$  dans nos intervalles fiduciels. Cette simulation a été optimisée pour permettre d'obtenir un nombre élevé de désintégrations dans les coupures finales[21]. Lors de la simulation, à chaque étape, des coupures proches des critères du déclenchement sont appliquées. Ainsi, les événements n'ayant pas 4 photons dans le calorimètre, du fait de l'acceptance ou du déclenchement d'un anticompteur, sont rejetés avant toute simulation du détecteur. Des coupures en ligne au niveau de l'AFBI (estimation de la position du vertex) et par le compteur de pics sont également appliquées avant la simulation des gerbes dans le LAC. Celle-ci est basée sur des profils moyens, longitudinaux et transverses. Après toutes les coupures de sélection préalables, la distribution de la variable  $R_{ellipse}$  pour les événements  $\pi^0\pi^0\pi^0$  ainsi simulés est représentée sur la figure 7.1. Nous avons superposé la distribution de la même variable pour les événements  $K_L^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ ; les deux distributions sont normalisées dans l'intervalle  $R_{ellipse} \in [5, 10]$ . En effet, une normalisation absolue ne permet pas de comparer ces deux distributions. La distribution donnée par le Monte-

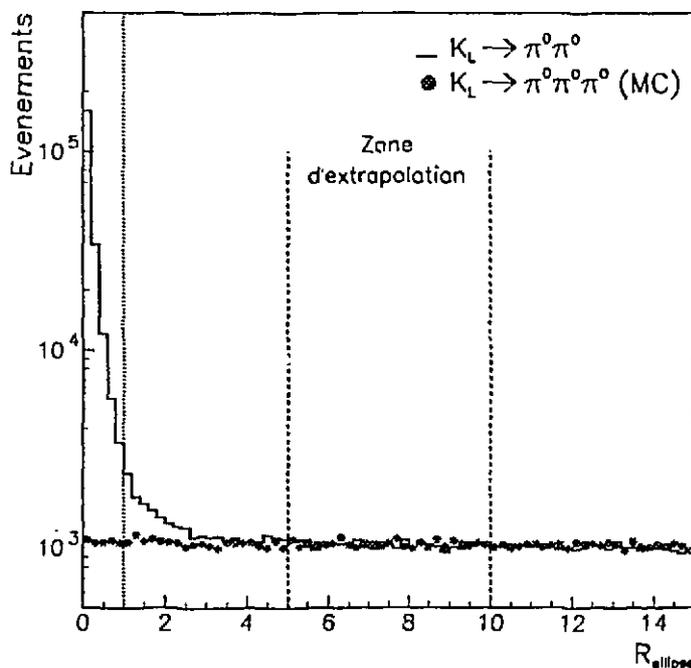


Figure 7.1: Distributions de la variable  $R_{\text{ellipse}}$  pour les candidats  $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$  ainsi que pour les événements  $\pi^0 \pi^0 \pi^0$  simulés. Cette dernière distribution a été renormalisée à celle des données en imposant le même nombre d'événements dans la zone d'interpolation, entre 5 et 10.

Carlo de  $\pi^0 \pi^0 \pi^0$  serait alors surestimée par environ 40%. La raison de cette différence n'a pu être élucidée mais il nous faut remarquer que cette normalisation dépend des efficacités des anticompteurs (supposées saturer à 95%) et de leur géométrie; une incertitude sur celles-ci ayant des répercussions importantes sur le niveau du bruit de fond de  $\pi^0 \pi^0 \pi^0$  du fait de la grande fraction des événements simulés rejetés à ce niveau du programme (environ 50%). Or ces quantités ne sont pas connues ni mesurées avec la précision nécessaire ici. D'autre part, l'effet de la bride interne de la fenêtre de Kevlar est aussi une source d'incertitude pour ce Monte-Carlo. Elle est y supposée "arrêter" tous les photons qui la touchent, ce qui arrive dans 18% des événements du lot final, la conversion des photons dans la matière qu'elle représente ( $2 X_0$ ) produit dans la réalité des secondaires dans les chambres qui peuvent rejeter l'événement. Les conclusions que nous pouvons tirer de l'étude de la simulation concernent d'une part la nature des événements à grand  $R_{\text{ellipse}}$  : il s'agit de  $\pi^0 \pi^0 \pi^0$ , et d'autre part la forme de la distribution de  $R_{\text{ellipse}}$  pour ceux-ci : la simulation montre que nous pouvons avec une bonne approximation la supposer plate. Cette seconde hypothèse est à la base de la méthode d'extrapolation et de soustraction de ce bruit de fond.

### 7.1.2 Soustraction du fond

L'étude de la simulation du bruit de fond résiduel provenant du mode  $\pi^0 \pi^0 \pi^0$  montre donc que la distribution de la variable  $R_{\text{ellipse}}$  pour ces événements est plate, au moins pour des valeurs inférieures à 20. Au-delà, la distribution est biaisée par une sélection préliminaire. Pour évaluer

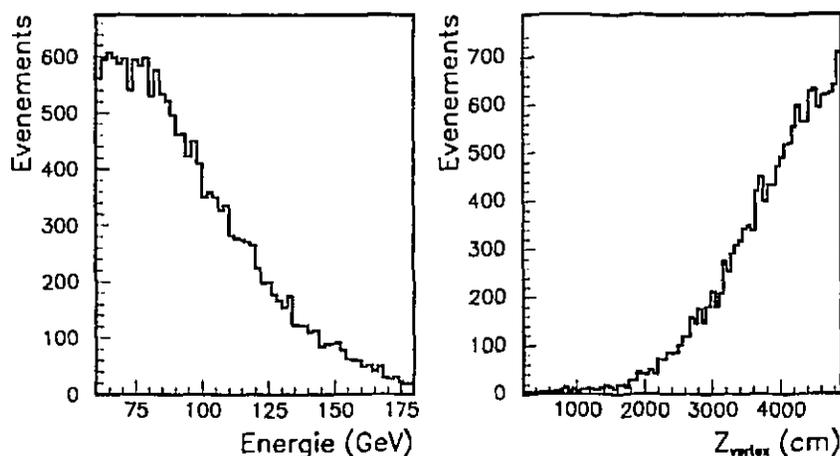


Figure 7.2: Distributions de la position de la désintégration et de l'énergie reconstruites pour les événements du lot  $K_L^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$  avec  $R_{ellipse} \in [5, 10[$ .

le nombre d'événements provenant du mode  $\pi^0\pi^0\pi^0$  parmi les événements avec  $R_{ellipse} < 1$  nous avons donc défini une zone d'extrapolation :  $R_{ellipse} \in [5, 10[$ . Le nombre d'événements de fond est alors 1/5 du nombre d'événements dans la zone d'extrapolation. La figure 7.2 présente les distributions de l'énergie et de la position de la désintégration des événements dans la zone d'extrapolation, pour le faisceau de  $K_L^0$ . Cette seconde distribution est la plus intéressante car elle est croissante; pour  $Z_{vertex} < 15$  m le nombre d'événements (et donc la fraction de bruit de fond) est négligeable. Du fait de l'algorithme de la reconstruction des événements neutres, lorsque des photons ne sont pas mesurés la position reconstruite de la désintégration est en effet déplacée vers le calorimètre. Cette caractéristique nous offre un moyen de vérifier la correction de la soustraction du fond de  $\pi^0\pi^0\pi^0$  : une éventuelle imperfection de celle-ci se traduirait en effet en une variation du résultat en fonction de  $Z_{vertex}$  qui n'est pas observée (voir la figure 11.3). La fraction d'événements ainsi soustraite correspond à une fraction du signal résultant de  $(2.39 \pm .01)\%$ , l'erreur donnée ici étant purement statistique. Parmi ces événements, une fraction consiste en des  $\pi^0\pi^0$  mal reconstruits ou mesurés. Dans le faisceau de  $K_S^0$ , la même procédure est donc appliquée par symétrie, ce qui résulte dans la soustraction d'environ .05% des événements.

L'incertitude systématique qu'introduit cette procédure de soustraction est évaluée en comparant son résultat avec celui qui est obtenu en utilisant la forme donnée par la simulation plutôt que l'hypothèse plate. Ces deux nombres d'événements diffèrent d'environ 5%, ce qui mesure également l'incertitude systématique liée à cette soustraction. Finalement, la fraction soustraite est donc :  $(2.39 \pm .12)\%$ .

## 7.2 Bruit de fond communs aux modes $\pi^+\pi^-$

Deux processus différents peuvent contaminer à la fois les lots d'événements chargés des deux faisceaux. Il s'agit tout d'abord d'interactions de neutrons avec la matière environnant les détecteurs, et d'événements provenant du mode commun au  $K_L^0$  et au  $K_S^0$ , conduisant à l'état

final  $\pi^+\pi^-\gamma$ .

### 7.2.1 Bruit de fond provenant du mode $\pi^+\pi^-\gamma$

Les probabilités pour un  $K_L^0$  et un  $K_S^0$  de se désintégrer vers cet état final sont respectivement :

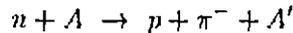
$$Br(K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma) = (4.41 \pm .32)10^{-5}$$

$$Br(K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma) = (1.85 \pm .10)10^{-3}$$

Ces rapports d'embranchement sont donc inférieurs par deux (respectivement trois) ordres de grandeur des rapports d'embranchement des modes en deux pions. Les événements provenant de ce mode de désintégration pour lesquels le photon est détecté sont rejetés par les coupures destinées à rejeter le mode  $\pi^+\pi^-\pi^0$ . Nous avons d'autre part vérifié que les cas où le photon n'est pas détecté, soit car il traverse le trou central de l'appareillage, soit car il est trop proche d'une trace, sont suffisamment peu probables pour entraîner une contamination négligeable des lots dans les deux faisceaux.

### 7.2.2 Bruit de fond à haute masse

Lors de l'analyse des données de 1988 un bruit de fond affectant les lots d'événements  $\pi^+\pi^-$  pris dans les deux faisceaux a été mis en évidence. Sa source est la composante de neutrons des faisceaux de  $K_L^0$  et de  $K_S^0$ . Les neutrons ne sont pas déviés par les aimants, et ceux qui sont acceptés par les systèmes de collimation peuvent atteindre notre zone d'étude. Ces neutrons sont susceptibles d'interagir avec la matière qu'ils traversent ; parmi les processus possibles les plus importants pour nous sont les processus diffractifs schématisés par :



où  $A$  désigne un noyau atomique. La production de la paire  $(p, \pi^-)$  peut être incohérente ou au contraire être médiée par une résonance  $\Delta^0$  ; on désigne cette dernière possibilité sous le nom d'effet Primakov. Dans tous les cas, de telles réactions vues par nos détecteurs sont analogues topologiquement aux désintégrations des kaons neutres en deux pions. Le proton développe une gerbe hadronique analogue à celle développée par un pion. Par contre, après reconstruction, la masse invariante de la désintégration qui est reconstruite ne présente pas un pic étroit centré sur  $M_{K^0}$ , comme pour les vrais états finals  $\pi^+\pi^-$  mais comme une distribution large centrée au voisinage de  $1.4 \text{ GeV}$  (dans l'hypothèse proton-pion) : c'est cette zone de masses inhabituellement élevées (de l'ordre du  $\text{GeV}$ ) qui a valu à cette contamination le nom de bruit de fond à haute masse. C'est d'ailleurs l'apparition d'une queue dans la distribution de la masse invariante  $\pi^+\pi^-$  qui l'a signalé lors de l'analyse des données de 1988. La figure 7.3 présente les distributions de la masse invariante  $\pi^+\pi^-$  dans les faisceaux de  $K_L^0$  et de  $K_S^0$  pour les événements satisfaisant toutes les autres coupures. Dans les données prises en  $K_L^0$  les événements résiduels provenant des modes à trois corps forment la queue ainsi que le pic (cas des  $\pi^+\pi^-\pi^0$ ) à basse masse.

Dans le faisceau de  $K_S^0$ , les interactions de neutrons contaminant le lot final ont lieu dans deux milieux différents : d'une part dans le gaz résiduel du tube de désintégration sous vide et d'autre part dans le collimateur final. Ce dernier définit en effet le début de la zone d'étude, les interactions ayant lieu immédiatement avant et dont la position est imparfaitement mesurée peuvent être acceptées dans nos coupures. Dans le faisceau de  $K_L^0$  par contre, la zone d'étude commence suffisamment loin du dernier collimateur pour que cette seconde source soit éliminée. La seule contribution provient donc des interactions dans le gaz résiduel de la chambre à vide. Par

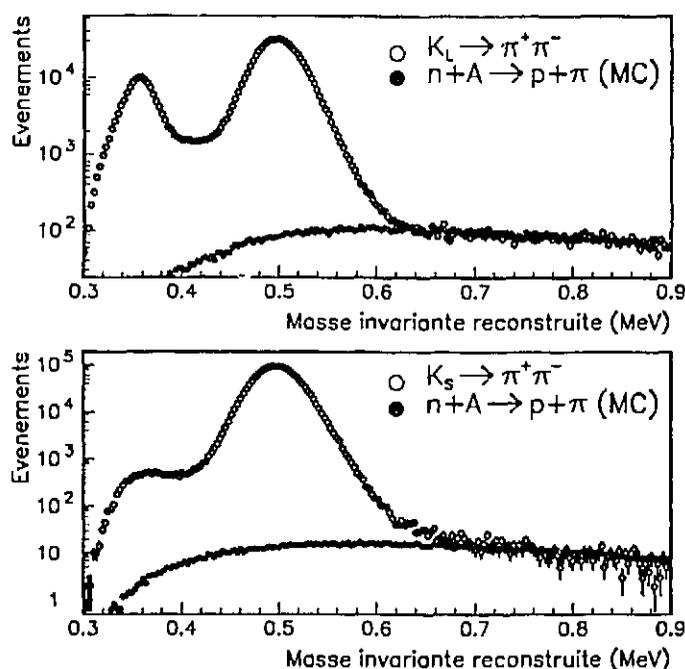


Figure 7.3: Distributions de la masse invariante reconstruite  $M_{\pi\pi}$  pour les candidats  $\pi^+\pi^-$  de chaque faisceau. Dans le faisceau de  $K_L^0$ , le pic centré autour de 340 MeV environ provient d'événements  $\pi^+\pi^-\pi^0$  pour lesquels aucun photon n'est dans l'acceptance, et donc la masse reconstruite biaisée. Nous avons également superposé les distributions obtenues pour les événements provenant d'interactions de neutrons qui ont été simulés. Ces distributions ont été normalisées aux données dans l'intervalle de masse .6 à 1 GeV .

rapport à l'appareillage de 1986 la pression résiduelle dans le tube était nettement plus élevée en 1988 ; la quantité de matière plus importante qui en résulte a augmenté cette source de bruit de fond, permettant sa mise en évidence et sa soustraction. Pour illustrer les localisations différentes en  $K_L^0$  et en  $K_S^0$ , nous avons tracé sur la figure 7.4 les distributions de la position du vertex pour les événements dont la masse est supérieure à 600 MeV . En  $K_S^0$ , Nous avons traduit les distributions prises aux diverses stations du train, pour mettre en lumière l'accumulation au niveau du collimateur final.

La distribution caractéristique de cette contamination est donc la distribution de la masse invariante  $\pi^+\pi^-$ . C'est en effet le seul processus qui peut la peupler au delà de 600 MeV . Nous utilisons donc cette distribution pour évaluer la fraction d'événements dus à des interactions de neutrons dans les lots finals. Pour connaître la forme de la distribution de la masse  $\pi^+\pi^-$  pour de tels événements nous avons utilisé une simulation de ces processus par Monte-Carlo. Le flux des neutrons n'étant pas connu avec suffisamment de précision, nous utilisons les données pour normaliser la distribution du Monte-Carlo dans la zone  $M_{\pi^+\pi^-} > 600$  MeV . Pour les deux faisceaux nous avons comparé les distributions du Monte-Carlo et des données sur la figure 7.3. Dans la zone de haute masse l'accord est bon ; nous en déduisons une fraction résiduelle d'événements dus aux interactions de neutrons dans les lots de  $\pi^+\pi^-$  de l'analyse. L'erreur dominante

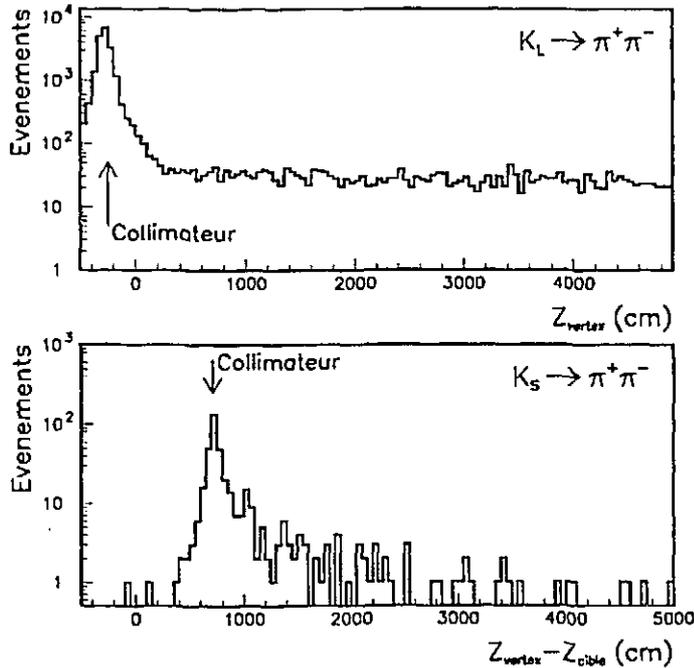


Figure 7.4: Distributions des positions des désintégrations reconstruites comme des  $\pi^+\pi^-$  avec une masse invariante supérieure à 600 MeV, dans chaque faisceau. Pour les  $K_S^0$ , nous avons combiné les différentes stations en construisant la distribution de la distance relative du vertex à la cible. Ces distributions illustrent les localisations des interactions des neutrons, dans les collimateurs (dont les positions sont indiquées et correspondent aux pics) et dans le gaz résiduel du tube à vide (distributions uniformes). Rappelons que la zone fiducielle débute à  $Z_{\text{vertex}} = 2.1\text{m}$ : en  $K_L^0$  la composante uniforme domine donc dans le lot final.

est l'erreur systématique sur cette extrapolation, que nous avons conservativement estimée à 30%. Finalement, les fractions des événements soustraits par rapport au signal sont :

$$(.09 \pm .03)\% \text{ en } K_L^0$$

$$(.04 \pm .01)\% \text{ en } K_S^0$$

### 7.3 Bruits de fond du mode $K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$

La présence d'une fraction résiduelle de bruit de fond parmi le lot d'événements sélectionnés comme  $\pi^+\pi^-$  dans le faisceau de  $K_L^0$  a été signalé lors de la comparaison des distributions de la variable  $D_{\text{target}}$  pour les événements  $\pi^+\pi^-$  des deux faisceaux. La situation est pour ce mode complexe; a priori les trois modes de désintégration principaux du  $K_L^0$  constituent autant de sources potentielles de bruit de fond.

### 7.3.1 Fraction provenant de $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$

Les événements provenant de ce mode et qui survivent à nos critères de sélection sont évalués en utilisant le diagramme bidimensionnel présenté à la figure 7.5. Nous n'utilisons pour déterminer la fraction à soustraire que les événements comportant un photon d'énergie de plus de 10 GeV. Pour chaque photon, nous localisons la trace qui lui est la plus proche. Nous définissons des anneaux autour de l'impact de celle-ci, dont la taille varie avec l'énergie. Nous avons indiqué sur la figure 7.5 la position des premiers anneaux. Nous avons vérifié par une simulation que la

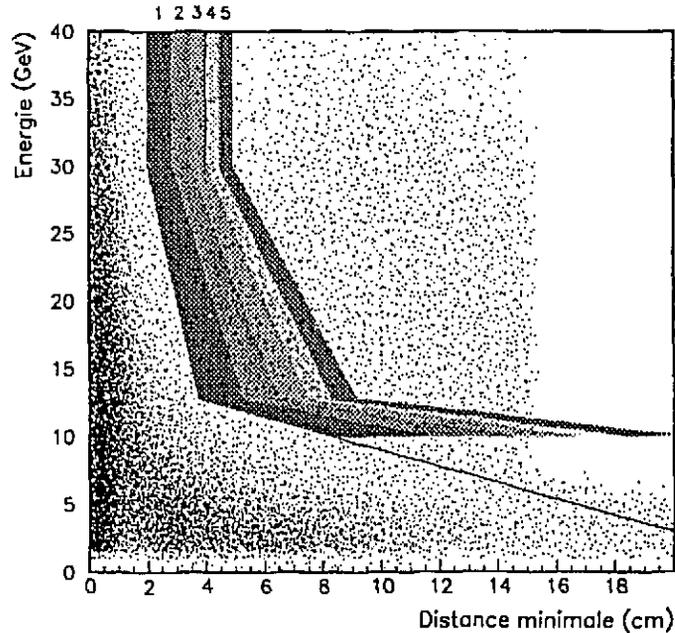


Figure 7.5: Distributions de l'énergie des "photons" reconstruits en fonction de la distance entre ceux-ci et la trace la plus proche, pour les lots de  $\pi^+\pi^-$  dans le faisceau de  $K_L^0$ . La position des premiers anneaux utilisés pour l'extrapolation du bruit de fond de  $\pi^+\pi^-\pi^0$  est indiquée. L'anneau numéro 2 constitue la zone d'extrapolation (la distribution est biaisée par l'effet d'une sélection plus large et de la réjection en ligne).

même distribution pour les événements du mode  $\pi^+\pi^-\pi^0$  est plate pour les anneaux situés au delà du second. Nous comptons donc les événements dans l'anneau numéro 2 pour évaluer le nombre d'événements du mode  $\pi^+\pi^-\pi^0$  subsistant dans notre sélection. De cette manière, nous soustrayons non seulement les événements du bruit de fond  $\pi^+\pi^-\pi^0$ , mais aussi les rares événements du mode  $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$  et surtout ceux du mode  $\pi^+\pi^-$  dont une des gerbes a présenté une fluctuation reconstruite comme un photon. Cette dernière contribution est en fait dominante parmi les événements soustraits, et présente en  $K_L^0$  comme en  $K_S^0$ . Les fractions soustraites sont en effet  $(.16 \pm .02)\%$  en  $K_L^0$  et  $(.12 \pm .03)\%$  en  $K_S^0$ ; nous en concluons que la fraction du bruit de fond  $\pi^+\pi^-\pi^0$  soustraite est .04%.

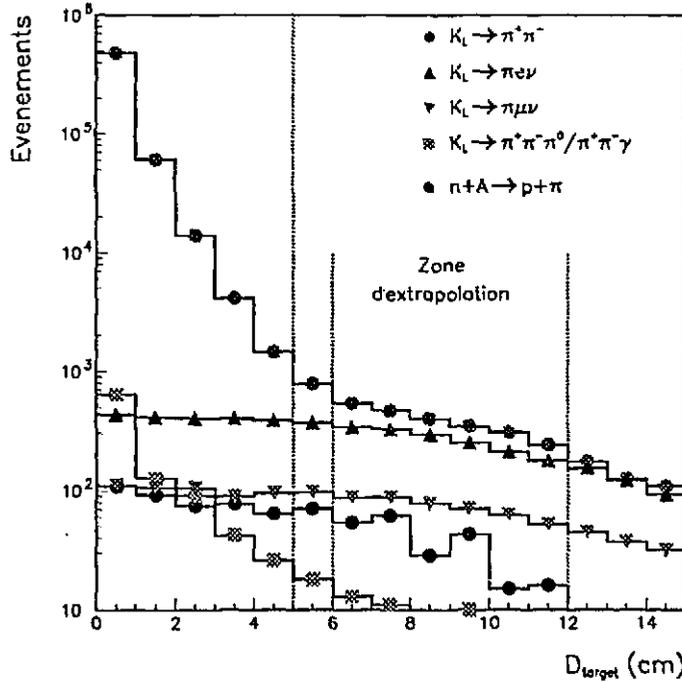


Figure 7.6: Distributions de  $D_{target}$  pour les candidats  $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ , ainsi que pour les différents bruits de fond soustraits. Les événements avec  $D_{target} > 5\text{cm}$  sont rejetés. Les bruits de fond semi-leptoniques sont estimés après soustraction des autres à partir du nombre d'événements dans la zone d'extrapolation  $D_{target} \in [6, 12]\text{cm}$ .

### 7.3.2 Fraction provenant des modes semi-leptoniques $K_L \rightarrow \pi e \nu$ et $K_L \rightarrow \pi \mu \nu$

Les événements provenant de ces modes de désintégration ont un point commun : dans ces deux cas, la présence d'un neutrino dans l'état final se traduit par un bilan cinématique imparfait si nous utilisons les quantités reconstruites. En particulier l'impulsion transverse reconstruite n'est pas nulle ; dans notre expérience ceci se traduit par des valeurs importantes de la variable  $D_{target}$ , définie dans la partie 4.3. Nous utilisons donc cette variable pour déterminer la fraction d'événements provenant des modes semi-leptoniques qui survivent à nos coupures. Nous considérons les événements pour lesquels  $D_{target} \in [6\text{cm}, 11\text{cm}]$ . En  $K_L^0$  il s'agit essentiellement d'événements provenant des modes semi-leptoniques : pour les événements du mode  $\pi^+ \pi^- \pi^0$ , le  $\pi^0$  ayant une masse non nulle la cinématique veut que la distribution de  $D_{target}$  soit plus pentue. Pour déterminer le nombre d'événements dans le lot résiduel nous avons besoin de connaître la distribution de  $D_{target}$  pour les événements des modes  $K_L \rightarrow \pi e \nu$  et  $K_L \rightarrow \pi \mu \nu$  survivants. Pour ce dernier mode nous avons utilisé une simulation pour la déterminer, la distribution de  $D_{target}$  pour le mode  $K_L \rightarrow \pi e \nu$  a par contre été déterminée en utilisant des données réelles. A partir de ces formes nous avons calculé un facteur qui nous permet de déterminer à partir du nombre d'événements dans notre zone de contrôle la fraction de bruit de fond résiduel dans le lot des  $\pi^+ \pi^-$ . Nous avons représenté sur la figure 7.6 les distributions de  $D_{target}$  pour les données en  $K_L^0$  ainsi que les différents bruits de fond. Cette figure illustre la bonne compréhension des différents bruits de fond dans ce mode.

Nous avons vérifié la cohérence de cette procédure de soustraction de fond en analysant les données en utilisant la réjection des électrons par la coupure bidimensionnelle présentée dans la section 4.3[22]. Cette coupure accepte 20 % de candidats  $\pi^+\pi^-$  en plus, tout en rejetant aussi efficacement le bruit de fond  $\pi e \nu$  (à mieux que 99.5%). Nous avons pour cette analyse calculé de nouveaux facteurs d'extrapolation spécifiques à partir des échantillons de contrôle. La variation sur le résultat final est compatible avec 0 ce qui démontre bien la validité de notre méthode.

L'erreur systématique associée à cette extrapolation est déterminée par une analyse des événements pour lesquels  $D_{target} \in [6cm, 11cm]$ . Ceux qui comportent un électron sont identifiés au moyen du détecteur à radiation de transition. Nous identifions par des critères calorimétriques ceux qui sont compatibles avec les désintégrations dans le mode  $\pi\mu\nu$  pour lesquels le muon a interagi et s'est arrêté sans déclencher les anticompteurs. La fraction des événements qui n'appartiennent à aucune de ces deux catégories, compte tenu des inefficacités des identifications, constitue une mesure de l'erreur systématique. Nous devons extrapoler ce nombre d'événements pour avoir une mesure dans la zone du signal  $D_{target} < 5cm$ . Ceci est fait en utilisant la forme de la distribution de  $D_{target}$  pour les événements du mode  $\pi^+\pi^-\pi^0$ . Comme celle-ci est plus raide que pour les modes semi-leptoniques cette procédure est conservative. Finalement, l'erreur systématique associée à la soustraction des bruits de fond chargés est .06%. L'utilisation du signal du TRD pour identifier les électrons, plus efficace que les critères calorimétriques antérieurement utilisés, a donc permis une réduction substantielle de l'erreur systématique par rapport à l'analyse des données de 1986 qui valait .12%

## 7.4 Bruits de fond du mode $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$

Il existe un bruit de fond spécifique de ce mode que nous n'avons par encore considéré. En effet, la production d'un  $K_S^0$  ou d'un  $K_L^0$  s'accompagne toujours de celle d'un  $\Lambda^0$ . Du fait de la durée de vie du  $\Lambda^0$ , les désintégrations des particules de ce type ne peuvent être observées en  $K_L^0$ ; comme la cible est plus proche des détecteurs dans le faisceau de  $K_S^0$  elles peuvent être alors détectées. Le mode qui est dangereux est:  $\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^-$ . Dans notre appareillage, le proton serait détecté comme un pion. Toutefois, les masses invariantes du proton et du pion sont différentes, la seconde est 8 fois plus petite que la première. De tels événements peuvent donc être caractérisés par l'asymétrie des énergies des particules. Nous avons représenté sur la figure 7.7 la distribution de la masse invariante reconstruite en fonction du rapport des énergies des traces. La composante des  $\Lambda^0$  y apparaît clairement. Nous avons vérifié par un Monte-Carlo que la fraction de désintégrations de  $\Lambda^0$  résiduelle, après la coupure à 2.5 sur le rapport des énergies des traces, est négligeable.

## 7.5 Bilan des différents bruits de fond

En guise de conclusion à ces descriptions des méthodes utilisées pour estimer et soustraire les contributions des différentes sources de bruit de fond dans les lots sur lesquels est basée la mesure de  $\mathcal{R}$  nous présentons dans le tableau 7.1 les fractions des différents bruits de fond, ainsi que le total dans chaque mode.

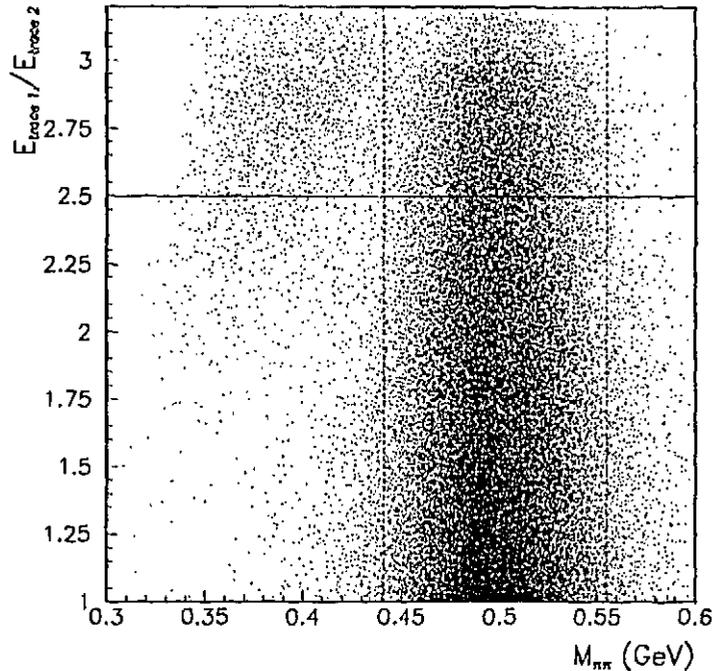


Figure 7.7: Distributions de la masse invariante  $M_{\pi\pi}$  en fonction du rapport des énergies des traces pour les candidats  $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ . La coupure sur ce rapport, qui rejettent les événements pour lesquels il est supérieur à 2.5, est indiquée par la ligne continue. La coupure sur  $M_{\pi\pi}$ , dont la résolution dépend de l'énergie, est approximativement indiquée par les lignes tiretées. Les événements appartenant à la composante diagonale (en haut à gauche de la coupure) proviennent des désintégrations des  $\Lambda$ ; leur fraction dans nos coupures est estimée négligeable par simulation.

## 7.6 Détermination du résultat brut

Nous avons maintenant présenté tous les ingrédients nécessaires à la détermination du double rapport  $\mathcal{R}$ . Cette valeur ne constituera pas toutefois la mesure finale de l'expérience car elle doit encore être corrigée pour les effets d'acceptance, d'inefficacités ou d'instabilité et les effets des particules fortuites. Pour minimiser la correction d'acceptance, nous rangeons les données dans des boîtes suivant l'énergie et la position de la désintégration qui sont reconstruites, ainsi que la période pendant laquelle l'événement a été enregistré. Dès lors, nous effectuons la soustraction des différents bruits de fond indépendamment dans chacune des boîtes, puis à partir de ces nombres d'événements nous calculons  $\mathcal{R}$ . La taille des boîtes est  $3.6 \text{ m} \times 10 \text{ GeV}$  soit  $13 \times 12$  boîtes couvrant notre zone fiducielle.

Les opérations de soustraction des bruits de fond sont effectuées boîte par boîte. Pour les chargés, la soustraction des différents bruits de fond s'ordonne comme suit. Avant de faire la coupure sur  $M_{\pi\pi}$  nous comptons les événements du bruit de fond à haute masse à soustraire dans les deux zones de  $D_{target}$  utilisées pour calculer le signal et le bruit de fond semi-leptonique. De même, la soustraction du bruit de fond de  $\pi^+\pi^-\pi^0$  est effectuée dans ces deux intervalles. Enfin, compte tenu du nombre d'événements dans la zone d'extrapolation nous soustrayons les

Mode	Source de bruit de fond	fraction soustraite
$K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ (565000 candidats)	$K_L^0 \rightarrow \pi e \nu$	.47 %
	$K_L^0 \rightarrow \pi e \nu$	.13 %
	$K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$	.04%
	Interactions de neutrons	.09%
	$K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$	négligeable
	Total	.73 %
$K_L^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ (216000 candidats)	$K_L^0 \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0$	2.39%
$K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ (1867000 candidats)	Interactions de neutrons	.04%
	$\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^-$	négligeable
	$K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$	négligeable
	Total	.04%
$K_S^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ (762000 candidats)	-	négligeable

Tableau 7.1: Contributions des différents bruits de fond dans les quatre lots entrant dans la mesure de  $\mathcal{R}$ .

bruits de fond semi-leptonique. Ces soustractions sont effectuées dans les deux faisceaux ; ceci permet le traitement symétrique des queues du signal. Dans chaque boîte, nous pouvons alors calculer un estimateur du double rapport  $\mathcal{R}$ . Sa valeur moyenne générale est ajustée en utilisant la méthode du maximum de vraisemblance. Pour les données de 1989 la valeur du résultat brut est :

$$\mathcal{R}_{\text{brut}} = .9828 \pm .0029 \text{ (stat.)}$$

Nous allons maintenant décrire les différentes corrections à appliquer sur ce résultat pour arriver à la mesure finale.

## Chapitre 8

# Corrections Monte-Carlo

Notre appareillage, particulièrement notre faisceau, et notre méthode d'analyse en boîtes sont conçus pour minimiser la différence entre les acceptances pour les événements chargés et neutres. Comme d'autre part les spectres et la divergence ne sont pas identiques dans les deux faisceaux il est nécessaire de calculer les différences entre les acceptances pour chaque mode et chaque faisceau, pour finalement corriger le double rapport.

D'autre part, le faisceau de  $K_S^0$  est moins parfaitement collimé que le faisceau de  $K_L^0$ . En conséquence nous avons trouvé en  $K_S^0$  des désintégrations de  $K_S^0$  ne provenant pas directement du faisceau. Ces particules sont souvent produites avec un moment transverse non nul. Comme les acceptances des modes chargés et neutres ne sont pas les mêmes il est nécessaire d'estimer la contribution de ces processus annexes aux lots de l'analyse. C'est l'objet d'autres corrections calculées également par Monte-Carlo.

### 8.1 Monte-Carlo d'acceptance

Le but de cette simulation est donc de calculer les différences d'acceptance entre les deux modes dans chaque faisceau. Les facteurs déterminant ces paramètres sont la géométrie du dispositif expérimental et la divergence de chaque faisceau. La présence du collimateur final en  $K_S^0$  élimine les  $K_S^0$  se désintégrant près de la cible qui sont en moyenne les moins énergétiques, c'est le facteur principal de la différence des spectres dans ces deux faisceaux. Nous simulons donc seulement les désintégrations en deux pions des  $K_L^0$  et des  $K_S^0$ , à partir de chacune des 41 positions du train, et en faisant l'hypothèse que  $\mathcal{R}$  vaut 1. Dans le cas des  $\pi^0\pi^0$  nous simulons également les désintégrations en deux photons des  $\pi^0$ . La géométrie des détecteurs est prise en compte ainsi que les efficacités de celui-ci et de l'AKS. Le développement des gerbes dans l'appareillage n'a pas été simulé ; plus simplement l'énergie mesurée est déterminée en appliquant une fluctuation gaussienne autour de l'énergie générée de la particule dont l'écart-type est la précision moyenne expérimentale. Nous appliquons enfin les mêmes coupures pour les événements simulés que pour les données.

Nous avons mentionné qu'en 1988 les caractéristiques des faisceaux ont été modifiées pour réduire la différence entre les spectres en  $K_L^0$  et  $K_S^0$ . Nous n'avons pas effectué de nouvelle génération à cette occasion ; les mêmes événements simulés sont utilisés mais nous les pondérons par les rapports des spectres pour cette nouvelle analyse. La génération du lot de  $K_S^0$  a été effectuée en répartissant le nombre d'événements par station arbitrairement. Nous pondérons alors à nouveau les événements simulés pour obtenir la même répartition par station que dans les données. Nous présentons sur la figure 8.1 une comparaison des distributions de l'énergie reconstruite pour chaque mode et chaque faisceau pour les événements simulés après pondération

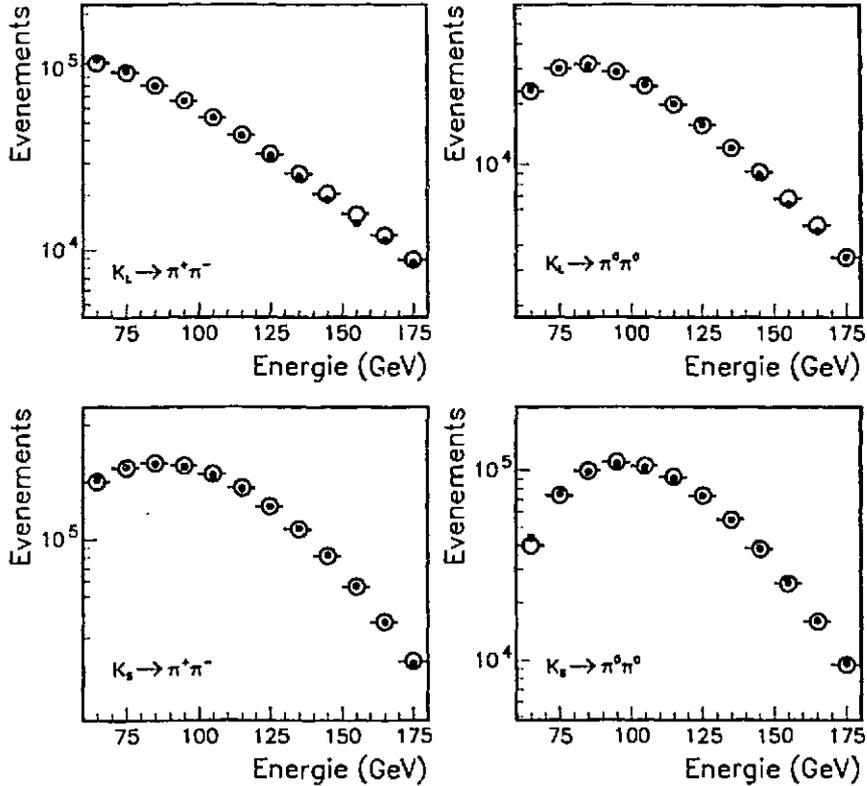


Figure 8.1: Distributions de l'énergie reconstruite dans chaque mode pour les données, indiquées par les ronds pleins, et les lots simulés renormalisés à celles-ci, symbolisés par les ronds ouverts.

et pour les données.

Nous calculons ensuite les sommes des nombres d'événements pondérées dans chaque boîte suivant l'énergie et la position du vertex, et à partir de celles-ci nous pouvons calculer par la même méthode que pour les données une valeur attendue de  $\mathcal{R}$  si la valeur "vraie" est 1. La différence entre ces deux valeurs nous donne une estimation de l'importance de la double différence des acceptances. Elle vaut :

$$\delta(\mathcal{R})_{MC} = (.46 \pm .01)\%$$

où l'erreur indiquée est statistique. L'erreur systématique a été évaluée en comparant des distributions de variables de l'analyse obtenues par la simulation avec celles des données. Ceci a conduit à fixer une erreur relative sur cette correction de 10% .

## 8.2 Simulation des différentes sources de kaons diffusés

En plus des  $K_S^0$  appartenant au faisceau, nous avons mis en évidence dans nos données des désintégrations de  $K_S^0$  provenant de trois sources :

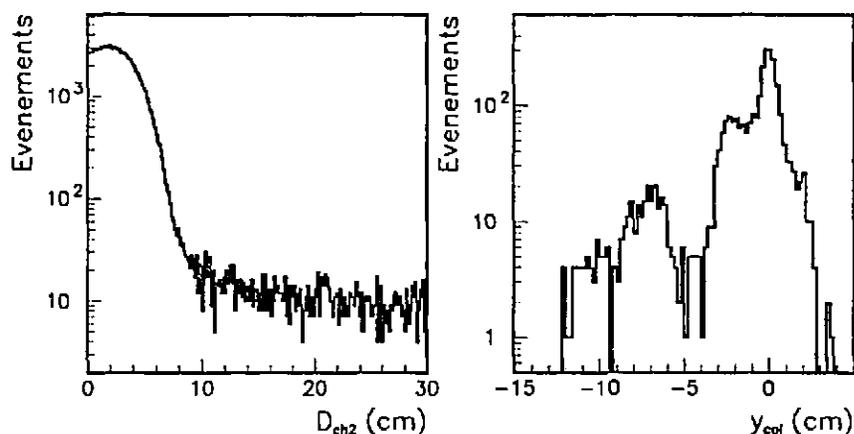


Figure 8.2: (a) Distributions de  $D_{ch2}$  pour les événements *FILD* du mode  $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  ; les événements tels que  $D_{ch2} > 10\text{cm}$  sont rejetés dans l'analyse. (b) Distribution de la variable  $y_{col}$  pour ceux qui sont tels que  $D_{ch2} > 10\text{cm}$ . Trois origines distinctes à la queue de la distribution de  $D_{ch2}$  sont ainsi mises en évidence.

- La diffraction des  $K_S^0$  du faisceau dans le plomb de l'anticompteur AKS,
- La diffusion des  $K_S^0$  du faisceau sur les lèvres du collimateur,
- enfin des  $K_S^0$  produits par l'absorption du faisceau de protons.

Ces trois composantes diffèrent du faisceau normal par l'existence d'une impulsion transverse. Pour mettre en évidence ces événements nous étudions les événements chargés. Nous omettons deux coupures de l'analyse, la coupure sur la variable  $D_{target}$  et celle sur la position du centre de gravité puisque nous voulons étudier les événements avec une grande impulsion transverse. Nous utilisons pour cette dernière une variable notée  $D_{ch2}$  qui constitue une mesure de l'impulsion transverse. Elle est définie comme la distance entre l'axe du faisceau et le segment joignant les impacts des deux traces dans la seconde chambre. Toutefois, une coupure sur cette variable est appliquée en ligne par les émulateurs 168/E. Nous devons donc utiliser les événements *FILD* pour lesquels les décisions de ceux-ci ont été ignorées (pour en mesurer l'efficacité). La distribution de  $D_{ch2}$  pour cet échantillon est représentée sur la figure 8.2-a; la présence d'une queue plate pour les valeurs supérieures à  $15\text{ cm}$  indique bien l'existence d'événements avec une grande impulsion transverse. D'autre part, pour isoler leurs sources, nous extrapolons la position transverse de la désintégration dans le plan du collimateur final; les coordonnées dans ce plan seront notées  $x_{col}$  et  $y_{col}$ . La distribution de  $x_{col}$  est symétrique par rapport à l'origine, la variable critique étant la seconde. Pour les événements de l'échantillon ci-dessus ayant  $D_{ch2} > 10\text{ cm}$  nous avons représenté la distribution de  $y_{col}$  sur la figure 8.2-b. L'accumulation au voisinage de  $y_{col} = -3\text{cm}$  correspond à la troisième éventualité; les deux autres produisant une distribution uniforme centrée sur l'origine des événements dans ce plan, mais qui s'étend au-delà des dimensions du trou central.

Nous pouvons également remarquer sur la figure 8.2-b une composante plus faible, formée d'un pic large autour de  $-8\text{ cm}$ . L'origine de ces événements n'a pas été clairement élucidée.

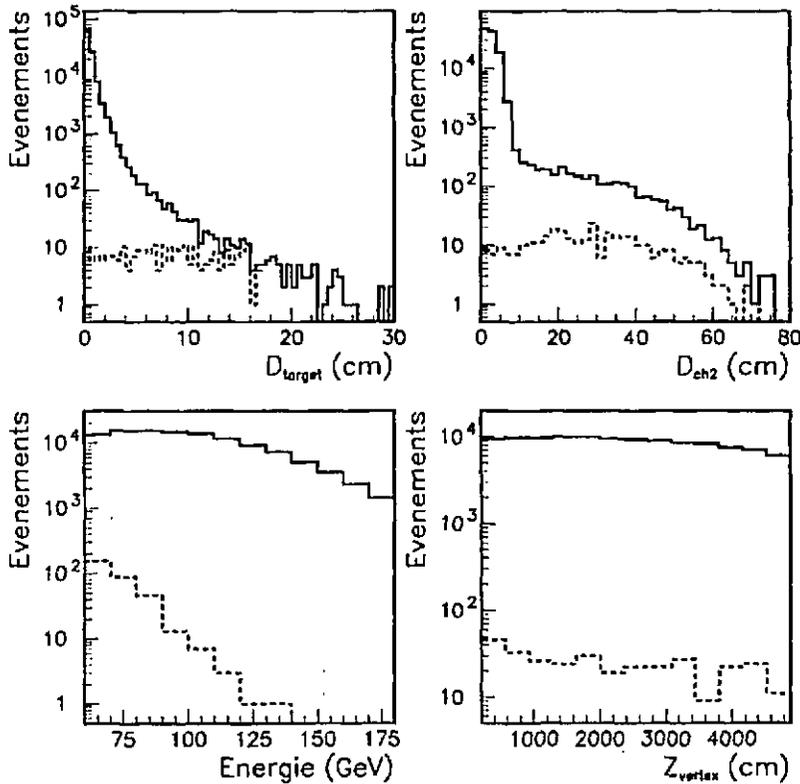


Figure 8.3: Distributions de  $D_{target}$ ,  $D_{ch2}$ , de l'énergie et de la position du vertex reconstruits pour l'ensemble des événements FILD (traits pleins) et pour ceux provenant de la composante avec  $Y_{col} > 5cm$  (lignes tiretées). Les événements tels que  $D_{target} > 5cm$  ou  $D_{ch2} > 10cm$  sont rejetés dans l'analyse.

La figure 8.3 présente la distribution de l'énergie et de la position de la désintégration pour ces événements, ainsi que la comparaison entre les distribution de  $D_{target}$  et  $D_{ch2}$  pour ces événements et l'ensemble des données. A partir de ces dernières distributions nous pouvons conclure que la contribution de cette source dans le lot final, après les coupures sur la variable  $D_{target}$  qui en rejette la plus grande fraction, et sur le centre de gravité est négligeable. Par contre, elle constitue la composante principale des données à grand  $D_{target}$ , au-delà de 20 cm essentiellement.

Nous pouvons maintenant aborder l'évaluation des contributions des trois composantes énumérées plus haut. Pour cela nous avons simulé ces trois processus; il nous faut par contre normaliser les lots simulés aux lots expérimentaux. Les procédures sont exposées brièvement dans la suite.

### 8.2.1 Diffraction des kaons sur le plomb de l'anticompteur AKS

Le phénomène qui entre en jeu ici est l'interaction d'un kaon du faisceau de  $K_S^0$  avec un des noyaux du plomb de l'anticompteur. Seuls les cas où la diffusion est élastique produit un

Source	Fraction dans les $\pi^+\pi^-$	Fraction dans les $\pi^0\pi^0$	Correction sur $\mathcal{R}$
Diffraction dans le plomb de l'AKS	$2.56\% \pm .07\%$	$2.44\% \pm .07\%$	$-.12\% \pm .01\%$

Tableau 8.1: Correction due à la diffraction dans l'anticompteur AKS (les erreurs données sont statistiques)

bruit de fond, car les cas inélastiques produisent d'autres particules qui sont alors détectées par l'anticompteur. Il est possible de montrer que la probabilité pour une des  $K_S^0$  du faisceau de subir une telle diffusion est égale à 2%. Le  $K_S^0$  diffusé se signale alors par une composante transverse de l'impulsion non nulle, mais dont la distribution est rapidement décroissante. Nous avons pour mesurer la perturbation induite par ce processus sur  $\mathcal{R}$  simulé par Monte-Carlo de tels événements. La méthode suivie est la même que pour le Monte-Carlo d'acceptance, en tirant en plus une composante transverse pour l'impulsion du  $K_S^0$  conforme au calcul théorique. Les événements pour lesquels ce processus a été simulé sont alors pondérés par rapport au Monte-Carlo d'acceptance, de telle manière que leur fraction dans le lot simulé soit pour chaque station égale à 2%. Nous rappelons que le Monte-Carlo d'acceptance est alors pondéré pour suivre la répartition des événements des données par station. Après cette pondération nous sommes en mesure de calculer les fractions d'événements issus de ce processus dans les lots de l'analyse, qui sont données dans le tableau 8.1.

### 8.2.2 Diffusion des kaons sur les bords du collimateur

La simulation génère des  $K_S^0$  à une distance de l'axe du faisceau égale au rayon du collimateur. Les spectres d'impulsion transverse et d'énergie générés ont été ajustés sur des spectres expérimentaux. Seules les désintégrations en deux pions sont simulées. Après cette étape la simulation se déroule comme pour le Monte-Carlo d'acceptance. Pour normaliser le lot nous utilisons le lot de données décrit plus haut avec les critères supplémentaires suivants :

- $D_{target} < 5 \text{ cm}$  pour être dans des conditions similaires au lot final,
- $D_{ch2} > 15 \text{ cm}$  pour isoler les événements diffusés de ceux provenant du faisceau,
- $y_{col} > 0$  pour rejeter la fraction provenant du faisceau des protons primaires.

Nous calculons alors un poids dépendant de la position du train pour laquelle l'événement est généré pour que la répartition des événements par station soit identique dans le Monte-Carlo et les données. Nous sommes alors en mesure de calculer la fraction d'événements attendus dans les lots de candidats  $\pi^+\pi^-$  et  $\pi^0\pi^0$  sélectionnés pour mesurer  $\mathcal{R}$ . Celles-ci sont données dans le tableau 8.2.

### 8.2.3 Kaons produits dans l'absorption du faisceau primaire

Ces événements correspondent aux désintégrations des kaons produits lors de l'absorption du faisceau de proton et qui ont survécu à la traversée du reste de l'absorbeur. Nous avons aussi simulé ce processus pour déterminer la correction qu'il entraîne sur le résultat brut. Pour calculer les fractions d'événements provenant de ce processus dans les lots de l'analyse, nous

Source	Fraction dans les $\pi^+\pi^-$	Fraction dans les $\pi^0\pi^0$	Correction sur $\mathcal{R}$ .
Diffusion sur le collimateur	$0.49\% \pm .05\%$	$0.26\% \pm .03\%$	$-.23\% \pm .02\%$

Tableau 8.2: Correction due à la diffusion sur le collimateur (les erreurs données sont statistiques)

Source	Fraction dans les $\pi^+\pi^-$	Fraction dans les $\pi^0\pi^0$	Correction sur $\mathcal{R}$
Kaons secondaires issus de l'absorbeur	$0.10\% \pm .002\%$	$0.08\% \pm .002\%$	$-.02\% \pm .004\%$

Tableau 8.3: Correction due à la production de  $K_S^0$  dans l'absorbeur (les erreurs données sont statistiques)

devons normaliser cette simulation. Pour cela avec le lot expérimental utilisé dans cette partie nous comptons pour chaque station le nombre d'événements satisfaisant aux mêmes critères sur  $D_{target}$  et  $D_{ch2}$  que précédemment, et à :

- $y_{col} \in [-5 \text{ cm}, -1 \text{ cm}]$ , pour augmenter la fraction d'événements provenant de l'absorption des protons par rapport aux événements diffusés sur le collimateur.

A ce nombre, pour soustraire la contribution du processus précédemment étudié nous soustrayons le nombre d'événements dans les mêmes conditions mais situés dans l'intervalle symétrique en  $y_{col}$ . Les événements simulés sont alors pondérés pour présenter la même répartition par station que les données. Les fractions de ces événements dans les lots finals sont finalement données par le tableau 8.3.

### 8.2.4 Conclusions

Nous avons résumé les corrections dues à ces processus sur le tableau 8.4. Pour illustrer la compréhension de ces phénomènes, il serait souhaitable d'isoler purement chaque composante. Ceci est toutefois difficile, surtout pour les deux plus importantes. Nous avons construit la distribution de la variable  $D_{target}$ , en rejetant les événements avec  $y_{col} < -5 \text{ cm}$  mais sans coupure sur  $D_{ch2}$  pour les données et les différents Monte-Carlo, et celle de  $D_{ch2}$  pour les mêmes échantillons en ajoutant la coupure sur  $D_{target}$ , qui sont présentées sur la figure 8.4. La figure 8.4 présente également la distribution de  $R_{COG}$  pour les événements neutres pour lesquels la décision de l'AFBI (qui coupe sur cette quantité) avait été ignorée. Ces trois distributions illustrent la bonne compréhension des queues dues aux différents phénomènes, dans les deux modes. Par contre le détail des distributions pour les bons événements n'est pas parfaitement reproduit par la simulation ; les formes de ces distributions sont en effet déterminées par des paramètres géométriques imparfaitement mesurés sur notre appareillage. Mais le niveau des coupures est tel que ces différences n'ont qu'une influence négligeable sur notre connaissance des acceptances.

L'erreur systématique sur la correction déterminée dans cette partie a été estimée en faisant varier différents paramètres des simulations ; elle vaut .1 % .

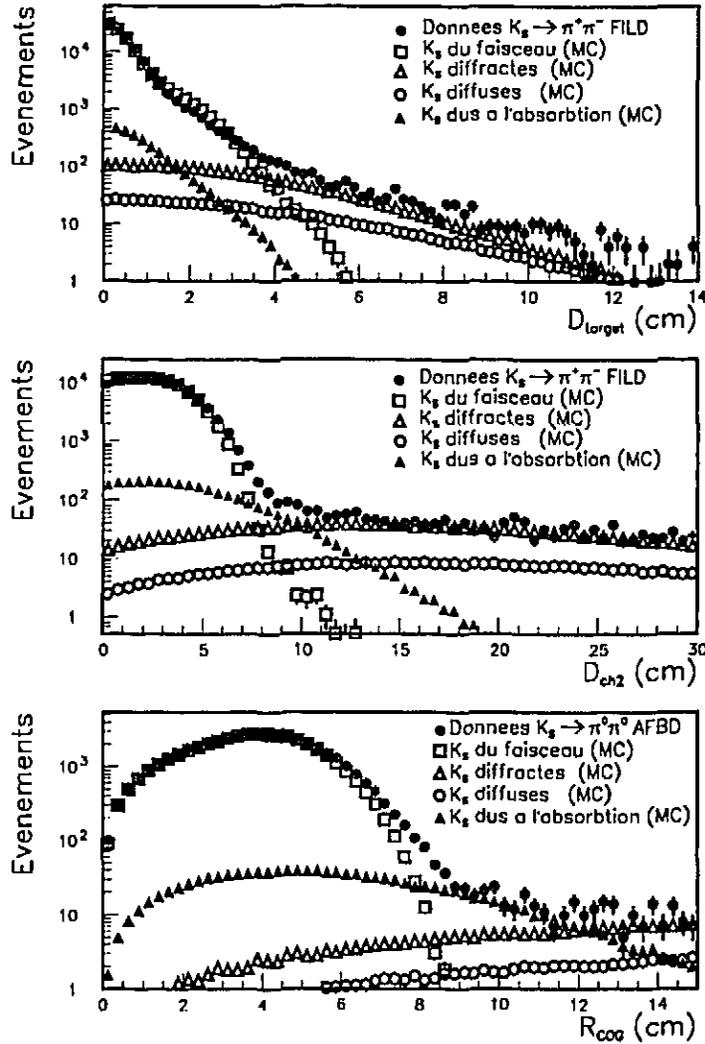


Figure 8.4: Distributions de  $D_{target}$  et de  $D_{ch2}$  pour les événements FILD du mode  $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ , et de  $R_{COG}$  pour les événements AFBD du mode  $K_S^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ , et des différents processus simulés. Pour les deux premières figures, nous avons sélectionné les événements tels que  $y_{col} > -5\text{cm}$ ; pour la distribution de  $D_{ch2}$  la coupure standard  $D_{target} < 5\text{cm}$  a en outre été faite.

Source	Correction sur $\mathcal{R}$
Diffraction dans le plomb de l'AKS	$-.12\% \pm .01 \%$
Diffusion sur le collimateur	$-.23\% \pm .02 \%$
Kaons secondaires issu de l'absorbeur	$-.02\% \pm .004 \%$
Total	$-.37\% \pm .02\%$

Tableau 8.4: Corrections dues aux  $K_S^0$  étrangers au faisceau (les erreurs données sont statistiques)

## Chapitre 9

# Corrections pour les effets des particules fortuites

L'objet de cette correction est d'évaluer l'influence sur la mesure de  $\mathcal{R}$  des effets étrangers aux faisceaux de kaons. Ces effets peuvent prendre deux aspects bien différents. Il peut s'agir d'une activité aléatoire dans nos détecteurs où de particules issues indirectement du faisceau ou de faisceaux voisins voire même de particules du rayonnement cosmique. Un événement satisfaisant toutes les coupures de l'analyse sera par exemple très probablement rejeté si un photon ou une trace supplémentaire venait à s'y superposer. D'autre part un événement proche du seuil d'une des coupures et satisfaisant toutes les autres peut sous l'effet d'une fluctuation due au bruit d'un détecteur être accepté ou rejeté par la coupure en question. Il nous faut évaluer aussi précisément que possible ces pertes et/ou ces gains dans chacune des catégories entrant dans le calcul de  $\mathcal{R}$ . La méthode standard de l'expérience est d'enregistrer par des déclenchements spéciaux l'activité extérieure aux événements puis d'examiner ensuite l'effet de la superposition de cette activité sur les bons événements[23]. Nous présenterons dans ce chapitre les caractéristiques ainsi que les résultats obtenus par cette méthode. Le système des Zero-Cross TDC peut également être utilisé pour étudier l'effet des particules supplémentaires, pour peu qu'elles ne coïncident pas exactement temporellement avec le déclenchement dû au bon événement. Ceci fait l'objet d'une partie ultérieure de ce rapport.

Pour évaluer cette correction, nous avons utilisé les déclenchements aléatoires. Ceux-ci sont a priori adaptés à cette étude car ils ne contiennent que du bruit, ou éventuellement la signature d'une particule fortuite. Lors de la reconstruction de chaque événement de physique, nous construisons également un événement mixte en additionnant aux énergies de chaque canal l'énergie dans le canal correspondant du déclenchement aléatoire qui l'a précédé. De même, nous superposons les informations provenant des chambres à fils. L'événement "hybride", dit superposé, qui est ainsi obtenu est reconstruit par le même algorithme que les événements ordinaires. Auparavant, toutefois, nous simulons dans le programme une suppression des canaux vides aussi proche que possible de celle qui est appliquée en ligne sur les déclenchements. En comparant cet échantillon d'événements superposés avec celui des événements originaux, nous pouvons calculer combien ont été perdus (ou gagnés) dans l'opération. L'argument pour calculer la correction à appliquer sur le résultat est que la différence entre le lot d'événements superposés et le lot original est la même que celle qui existe entre le lot d'événements qui ont survécu aux critères de sélection et le lot de ceux qui auraient dû y parvenir en l'absence de toute activité extérieure. Ceci est justifié si les conditions suivantes sont remplies :

- Les déclenchements aléatoires représentent précisément l'activité supplémentaire présente dans les événements de physique.

- Le nombre de déclenchements aléatoires est suffisant
- L'effet de cette activité est petite, de telle sorte qu'une sorte de linéarisation puisse être (au moins approximativement) correcte. En effet, les événements superposés peuvent être considérés comme des événements auxquels l'activité supplémentaire a été ajoutée deux fois. Nous supposons que la différence entre les événements où cette activité est présente une fois et ceux où elle l'est deux fois est la même qu'entre les événements où l'activité est absente et ceux où elle est présente.

Nous allons présenter deux vérifications du premier point puis ensuite les résultats obtenus concernant cette correction.

## 9.1 Représentativité des déclenchements aléatoires

Nous avons mentionné au chapitre 3.3.5 que la décision d'enregistrer un déclenchement aléatoire était basée sur l'activité du faisceau. Par rapport aux données enregistrées antérieurement des précautions supplémentaires ont été prises en 1989, en fixant le délai entre la décision et l'enregistrement de manière à réaliser ce dernier à la même phase (par rapport aux cycles de l'accélérateur) que la décision. Notons qu'en plus d'une éventuelle activité suscitée dans les détecteurs par une ou plusieurs particules, les déclenchements aléatoires contiennent le plus souvent le résultat des fluctuations des signaux des canaux des détecteurs sous l'effet des bruits.

Nous pouvons a posteriori vérifier que des quantités caractéristiques de l'activité présentent des distributions similaires pour les déclenchements aléatoires et les événements de physique. Deux des quantités adaptées sont le temps depuis le début du déversement,  $T_{BUR}$ , et l'intensité instantanée du faisceau. Au long du déversement le taux des événements n'est pas constant. La comparaison des distributions du temps depuis le début du déversement est donc une vérification indirecte du point qui nous occupe. Son intérêt est qu'elle est basée sur un compteur indépendant de ceux qui mesurent l'intensité instantanée. Nous comparons par exemple les distributions de l'intensité pour trois catégories: les candidats  $\pi^+\pi^-$ , les candidats  $\pi^0\pi^0$  et les déclenchements aléatoires sur la figure 9.1. L'accord entre celles-ci est bon, justifiant l'utilisation que nous faisons des déclenchements aléatoires (la même conclusion est atteinte lorsqu'on étudie  $T_{BUR}$ ).

## 9.2 Correction de la mesure de $\mathcal{R}$

Avant d'exposer comment nous déterminons la correction à appliquer sur notre mesure de  $\mathcal{R}$ , quelques caractéristiques de l'effet des accidentelles seront étudiées. Nous examinerons pour ce faire les pertes et gains d'événements après superposition du fait de chacune des coupures de détection.

### 9.2.1 Effets nets des accidentelles

Les comparaisons pour les quatre catégories des lots d'événements originaux et superposés montrent que les variations relatives des lots analysés n'excèdent pas 5%. Ces variations sont les sommes algébriques des nombres d'événements perdus (pertes) et de ceux qui sont gagnés (gains). Nous avons étudié de quelles coupures proviennent ces pertes et ces gains d'événements. Pour ce faire, nous avons sélectionné les événements satisfaisant tous les critères de sélection avant superposition et déterminé quelle(s) coupure(s) rejettent l'événement après superposition le cas échéant. Nous avons inversement sélectionné les événements qui après superposition satisfont tous les critères alors que l'événement correspondant avant superposition a été rejeté, le cas

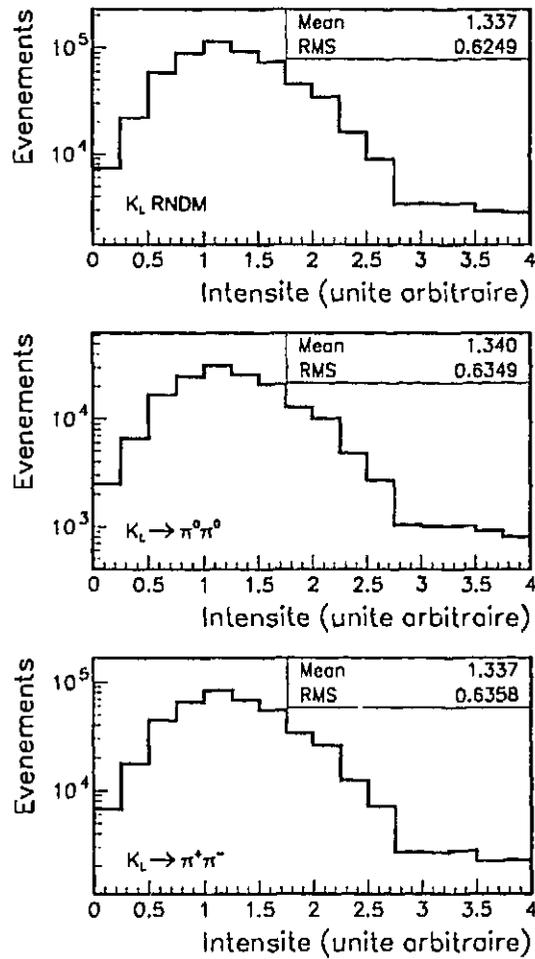


Figure 9.1: Distributions de l'intensité instantanée du faisceau de  $K_L^0$ , mesurée pour des candidats  $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$  et  $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$  et pour des déclenchements aléatoires.

Lot	$K_L^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ (173528 événements)			$K_S^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ (382100 événements)		
	pertes	gains	effet net	pertes	gains	effet net
$E_{\gamma_8} < 2.5 \text{ GeV}$	957	56	$-(0.52 \pm 0.03)\%$	1984	104	$-(0.49 \pm 0.02)\%$
$E_{\gamma} > 3 \text{ GeV}$	708	582	$-(0.07 \pm 0.03)\%$	1248	944	$-(0.08 \pm 0.02)\%$
$N_{Impact}^{WCI} = 0$	925	0	$-(0.53 \pm 0.03)\%$	3274	0	$-(0.86 \pm 0.03)\%$
$R_{ellipse} < 1$	2411	1084	$-(0.76 \pm 0.05)\%$	3474	1432	$-(0.53 \pm 0.03)\%$
$E_K \in [60, 180]$	382	286	$-(0.06 \pm 0.02)\%$	224	148	$-(0.02 \pm 0.01)\%$
$Z_K \in [2.1, 48.9]$	1521	1504	$-(0.01 \pm 0.05)\%$	1780	1718	$-(0.02 \pm 0.03)\%$
Écriture sur les MINI-DST1	1999	95	$-(1.10 \pm 0.04)\%$	2990	164	$-(0.74 \pm 0.03)\%$
Total	8471	3611	$-(2.80 \pm 0.10)\%$	14316	4562	$-(2.55 \pm 0.06)\%$

Tableau 9.1: Nombres d'événements  $\pi^0\pi^0$  perdus et gagnés et pertes nettes dues aux principales coupures de sélection, dans chacun des deux faisceaux

échéant. Nous donnons dans les tableaux 9.1 (pour les  $\pi^0\pi^0$ ) et 9.2 (pour les  $\pi^+\pi^-$ ) les nombres d'événements perdus et gagnés et les effets nets pour les principales coupures, dans chacune des quatre catégories. Le résultat de la somme algébrique de ceux-ci pour une catégorie donnée n'est pas forcément égal au nombre total donné dans ces tableaux. En effet, certains événements sont rejetés par plus d'une coupure, d'où un comptage multiple dans les Tableaux 9.1 et 9.2.

Nous pouvons faire quelques remarques à propos des valeurs données dans ces deux Tableaux. L'effet moyen de la superposition de déclenchements aléatoires est dû en partie au bruit de l'appareillage et en partie à l'activité due aux particules fortuites. Pour une partie des coupures, les effets nets que nous avons déterminé sont petits, quand bien même les pertes et les gains dues à celles-ci peuvent être substantiels. C'est là le signe que les effets des bruits dominent, et que la distribution de la quantité sur laquelle nous coupons est lentement variable au voisinage de la coupure (le lecteur intéressé par la démonstration de ce point se reportera à l'Annexe A). Par contre l'effet net des coupures sur les impacts supplémentaires dans la première chambre présente une asymétrie par rapport au faisceau. Fort heureusement, cette asymétrie est annulée par la symétrie de cet effet entre les deux modes. D'autre part, les coupures sur les photons supplémentaires n'ont pas le même effet net pour les candidats  $\pi^+\pi^-$  et  $\pi^0\pi^0$ . Nous voyons là un effet de coupures effectuées en amont de notre analyse, lors de l'écriture des MINI-DST, qui sont plus strictes pour les photons supplémentaires des candidats  $\pi^+\pi^-$ . Par contre, les effets des photons supplémentaires sont symétriques par rapport au faisceau.

Nous pouvons vérifier ces observations (dissymétrie des activités des chambres entre les faisceaux, relative symétrie pour ce qui est des effets des photons additionnels) à l'aide des déclenchements aléatoires. Nous avons étudié ceux-ci, en les soumettant d'une part aux algorithmes de reconstructions des impacts dans les chambres et des photons de la reconstruction des désintégration en deux pions, et également à une recherche plus sommaire de pics dans les calorimètres. Un pic dans le LAC est ici défini comme une voie du LAC d'énergie supérieure à  $300 \text{ MeV}$  dont les deux voisines ont des énergie inférieure et inférieures à  $100 \text{ MeV}$ . Pour le HAC ces seuils valent respectivement  $900$  et  $300 \text{ MeV}$ . Nous présentons dans le Tableau 9.3 les fractions des déclenchements aléatoires qui satisfont divers critères, soit sur les chambres soit sur les calorimètres. Les taux des activités calorimétriques donnés dans ce Tableau s'entendent en

Lot	$K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ (455664 événements)			$K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ (945768 événements)		
	pertes	gains	effet net	pertes	gains	effet net
Coupure						
$N_{\text{impact}}^{\text{WCI}} = 2$	2536	0	$-(0.56 \pm 0.02)\%$	8236	6	$-(0.87 \pm 0.02)\%$
$E_{\pi_1}/E_{\pi_2} < 2.5$	4167	3863	$-(0.07 \pm 0.03)\%$	7364	6482	$-(0.09 \pm 0.03)\%$
Amas d'énergie supplémentaire	419	312	$-(0.02 \pm 0.01)\%$	970	646	$-(0.03 \pm 0.01)\%$
Photon supplémentaire	2472	812	$-(0.36 \pm 0.02)\%$	5150	1818	$-(0.35 \pm 0.02)\%$
Réjection des $e$	2893	3010	$+(0.03 \pm 0.03)\%$	4862	5018	$+(0.02 \pm 0.02)\%$
$M_{\pi\pi}$	9735	4532	$-(1.14 \pm 0.04)\%$	14076	6922	$-(0.76 \pm 0.03)\%$
$E_K \in [60, 180]$	404	308	$-(0.02 \pm 0.01)\%$	378	324	$-(0.01 \pm 0.01)\%$
Ecriture sur les MINI-DST	5845	153	$-(1.25 \pm 0.03)\%$	7296	262	$-(0.74 \pm 0.02)\%$
Total	27226	12801	$-(3.17 \pm 0.07)\%$	46058	21278	$-(2.62 \pm 0.05)\%$

Tableau 9.2: Nombres d'événements  $\pi^+\pi^-$  perdus et gagnés et pertes nettes dues aux principales coupures de sélection, dans chacun des deux faisceaux

l'absence d'autre activité dans les chambres (pas d'impact dans la première chambre). Il existe en effet une corrélation entre les deux types d'activités dont nous avons voulu nous abstraire: 18 % des événements avec un impact dans la première chambre ont au moins un photon; cette fraction vaut 53% pour les événements avec deux impacts au moins. Nous pouvons noter à partir du Tableau 9.3 d'une part la plus grande fréquence en  $K_S^0$  de déclenchements avec une activité dans les chambres à fils, ce qui est cohérent avec l'asymétrie entre les pertes dues aux impacts supplémentaires dans la première chambre que nous avons signalée. De plus, numériquement, les fréquences des déclenchements aléatoires avec un impact dans la première chambre et les pertes de candidats  $\pi^+\pi^-$  ou  $\pi^0\pi^0$  dues à la coupure sur cette quantité sont en bon accord. Par contre, il est plus difficile d'extrapoler de la fréquence des déclenchements aléatoires comportant un photon la fraction d'événements perdus du fait des coupures sur les photons supplémentaires, dans le mode  $\pi^+\pi^-$  comme dans le mode  $\pi^0\pi^0$ . En effet, d'une part il existe une corrélation entre la présence d'un "photon" et celle d'un impact dans la première chambre. D'autre part, dans la plupart des catégories des photons supplémentaires sont présents dans les événements, qu'ils proviennent des bruits de fond physiques ( $\pi^0\pi^0\pi^0$  ou  $\pi^+\pi^-\pi^0$ ) ou de fluctuations des gerbes hadroniques mal identifiées. Les fluctuations sur les énergies et positions de ces "particules" lors de la superposition sont à la source d'une fraction des pertes et de gains, pas complètement négligeable et difficile à estimer. L'étude de ces pertes avec les ZFDC fait l'objet du chapitre 21. Enfin, en ce qui concerne l'activité plus complexe dans les calorimètres, l'asymétrie est inversée: le taux est plus important en  $K_L^0$  qu'en  $K_S^0$ . L'asymétrie croît d'ailleurs avec la complexité des événements (grand nombre de photons ou de pics)<sup>1</sup>.

Remarquons enfin que les fréquences des déclenchements aléatoires avec une activité complexe sont en accord satisfaisant avec les fractions d'événements perdus lors de la sélection des

<sup>1</sup> La fréquence importante de déclenchements aléatoires avec un ou plusieurs pics dans le HAC dans le faisceau de  $K_L^0$  est due au bruit cohérent présent dans ce faisceau, qui du fait des critères de définition d'un "pic" très larges arrive à simuler de tels pics

Caractéristique	Faisceau de $K_L^0$	Faisceau de $K_S^0$
Impacts dans WC1		
1	$(.52 \pm .01)\%$	$(.80 \pm .02)\%$
2	$(.17 \pm .01)\%$	$(.13 \pm .01)\%$
$\geq 3$	$(.10 \pm .01)\%$	$(.19 \pm .01)\%$
Amas dans WC1		
1	$(.25 \pm .01)\%$	$(.43 \pm .01)\%$
2	$(.15 \pm .01)\%$	$(.24 \pm .01)\%$
3	$(.15 \pm .01)\%$	$(.22 \pm .01)\%$
$\geq 4$	$(.76 \pm .01)\%$	$(1.08 \pm .02)\%$
Photons		
1	$(.71 \pm .01)\%$	$(.64 \pm .02)\%$
2	$(.24 \pm .01)\%$	$(.20 \pm .01)\%$
3	$(.14 \pm .01)\%$	$(.08 \pm .01)\%$
$\geq 4$	$(.13 \pm .01)\%$	$(.04 \pm .01)\%$
"Pics" dans le LAC		
1	$(.49 \pm .01)\%$	$(.65 \pm .02)\%$
2	$(1.02 \pm .02)\%$	$(.90 \pm .02)\%$
3	$(.39 \pm .01)\%$	$(.36 \pm .01)\%$
$\geq 4$	$(1.30 \pm .02)\%$	$(.69 \pm .02)\%$
"Pics" dans le HAC		
1	$(1.29 \pm .02)\%$	$(.25 \pm .01)\%$
2	$(.57 \pm .01)\%$	$(.30 \pm .01)\%$
$\geq 3$	$(.21 \pm .01)\%$	$(.13 \pm .01)\%$
Activité "complexe"		
$\geq 2$ impacts dans WC1 ou $\geq 2$ photons		
	$(.94 \pm .03)\%$	$(.70 \pm .02)\%$

Tableau 9.3: Fractions des déclenchements aléatoires présentant une activité dans divers détecteurs, dans les deux faisceaux

candidats $\pi^+\pi^-$		
Cause de réjection	Faisceau $K_L^0$	Faisceau $K_S^0$
Réjection des photons (2-dim)	$-(.70 \pm .12)\%$	$-(.47 \pm .06)\%$
Autres coupures calorimétriques	$-(.45 \pm .10)\%$	$-(.38 \pm .06)\%$
Coupure utilisant les WC	$-(.17 \pm .05)\%$	$-(.13 \pm .04)\%$
candidats $\pi^0\pi^0$		
Cause de réjection	Faisceau $K_L^0$	Faisceau $K_S^0$
Réjection des photons (nombre $\geq 2$ )	$-(.74 \pm .17)\%$	$-(.46 \pm .08)\%$
Réjection des photons (énergie $\geq 10$ GeV)	$-(.08 \pm .06)\%$	$-(.06 \pm .03)\%$
Autres coupures calorimétriques	$-(.07 \pm .07)\%$	$-(.12 \pm .05)\%$
Coupure utilisant les WC	$-(.08 \pm .06)\%$	$-(.06 \pm .03)\%$

Tableau 9.4: Effets nets des critères d'écriture des MINI-DST, lors de la superposition. La répartition entre les différentes familles de coupures est, comme pour les Tableaux 9.1 et 9.2, légèrement redondante.

lots analysés (lors de l'écriture des MINI-DST). Les déclenchements aléatoires plus complexes (avec plus d'un photon par exemple) empêchent en effet l'écriture de l'événement après superposition sur les MINI-DST. Les coupures appliquées pour écrire les MINI-DST que nous avons analysées produisent également une asymétrie en  $K_L^0$ . Ces coupures comprennent pour les candidats  $\pi^0\pi^0$ , des critères topologiques (4 ou 5 photons, moins de 2 traces), des coupures lâches sur l'énergie totale, la position de la désintégration, les masses des paires de photons et l'énergie du photon supplémentaire. Pour écrire les événements chargés, nous demandons deux traces, appliquons des coupures lâches sur la position du vertex, le rapport des énergies des traces et l'énergie totale, et imposons des critères de réjection des traces électroniques et des photons supplémentaires conservatifs. Nous avons étudié les pertes et les gains dûs à ces coupures en séparant celles qui sont sensibles à l'activité dans les chambres à fils de celles qui sont plus sensibles aux accidentelles dans les calorimètres. Nous avons analysé 3 minipériodes, à partir des DST, pour avoir accès à cette répartition. Le support de cette analyse étant plus large que celui des analyses usuelles, un certain nombre de corrections fines comme l'ajustement de l'échelle d'énergie des neutres ou des positions précises des détecteurs et de la cible ne sont pas effectuées. Les coupures et les lots utilisés sont toutefois assez proches des lots finals pour justifier la correction des résultats obtenus, présentés sur le Tableau 9.4. Les pertes plus importantes pour les candidats  $\pi^+\pi^-$  que pour les  $\pi^0\pi^0$  à l'écriture des MINI-DST proviennent de la réjection des événements comportant un photon. En effet, à la suite de la superposition d'un déclenchement aléatoire, le résultat de la reconstruction des photons peut être assez différent de l'original : les fluctuations des gerbes hadroniques peuvent être proches des seuils de reconstruction des photons. L'addition du bruit provenant du déclenchement aléatoire peut faire passer ce seuil. La coupure appliquée à ce niveau est suffisamment proche de la coupure finale pour qu'un événement original puisse être accepté alors que le résultat de la superposition sera rejeté. Surtout, les photons isolés (situés à plus de 50 cm des traces) causent la réjection de l'événement dès que leur énergie est supérieure à 5 GeV alors que pour les candidats  $\pi^0\pi^0$ , le seuil correspondant est 10 GeV : la fraction des événements avec un photon accidentel rejetés à ce niveau est donc plus importante parmi les candidats  $\pi^+\pi^-$  que parmi les  $\pi^0\pi^0$ .

Nous pouvons enfin noter l'existence d'une asymétrie entre les pertes accidentelles en  $K_L^0$  et en  $K_S^0$  dues à la coupure sur la masse invariante  $\pi^+\pi^-$ . De manière similaire, il apparaît une asymétrie due à la coupure sur  $R_{ellipse}$  pour les neutres. Ces deux coupures sont de natures similaires, dans les deux cas il s'agit de couper autour d'un pic grossièrement gaussien. Pour rejeter au mieux les bruits de fond ces coupures sont toutes deux strictes. De ce fait, les effets nets qu'elles produisent sont les plus sensibles aux bruits. Nous avons mis en évidence une source de bruit cohérent, qui affecte une fraction plus importante des événements enregistrés en  $K_L^0$  qu'en  $K_S^0$ ; son étude fait l'objet de la partie IV.

Nous résumons les valeurs des variations nettes des quatre catégories dans le Tableau 9.5. L'effet des accidentelles sur la mesure de  $\mathcal{R}$  peut être estimé en effectuant la double différence

Mode	Pertes - gains
$K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$	$(3.17 \pm .07)\%$
$K_L^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$	$(2.80 \pm .10)\%$
$K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$	$(2.62 \pm .05)\%$
$K_S^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$	$(2.55 \pm .06)\%$

Tableau 9.5: Valeurs des variations des nombres d'événements dans chaque catégorie due à la superposition de déclenchements aléatoires

des valeurs du Tableau 9.5, qui fournit:  $-(0.30 \pm .14)\%$  (l'erreur indiquée est purement statistique). Nous avons toutefois déterminé cette correction d'une manière plus précise, exposée au paragraphe suivant, qui tient compte des variations des fractions des bruits de fond résiduels et également plus robuste statistiquement. Cette correction semble provenir de trois sources: les coupures d'écriture des MINI, pour environ  $-(.15 \pm .06)\%$ , la coupure sur  $R_{ellipse}$  pour  $+(.26 \pm .06)\%$  et la coupure sur la masse  $\pi^+\pi^-$  pour  $-(.38 \pm .05)\%$ .

### 9.2.2 Détermination de la correction

Pour calculer la variation du résultat due aux effets des particules fortuites, nous calculons les nombres de candidats perdus et gagnés dans la superposition dans chacune des boîtes utilisées dans la mesure de  $\mathcal{R}$ . Au moyen de celles-ci nous corrigeons les nombres d'événements dans chaque boîte. Ceci nous permet de calculer une valeur de  $\mathcal{R}$  corrigée pour les effets étrangers aux événements. La différence entre les valeurs corrigées et non corrigées vaut :

$$\delta(\mathcal{R})_{sup} = -(.26 \pm .14)\% \text{ (stat.)}$$

Par rapport à la valeur donnée au paragraphe précédent, ce dernier résultat a l'avantage d'une part que les effets des accidentelles sur les bruits de fond sont pris en compte, et les biais statistiques sont mieux traités dans le même temps par la procédure de calcul de  $\mathcal{R}$ .

L'étude systématique de cette correction repose principalement sur des études concernant des coupures sensibles aux particules fortuites. Nous avons effectué une analyse complète en acceptant les événements chargés et neutres possédant un photon supplémentaire d'énergie inférieure à  $5 \text{ GeV}$  (la coupure habituelle est fixée à  $2.5 \text{ GeV}$ ). Nous acceptons ainsi plus d'événements avec un photon supplémentaire mais aussi plus d'événements provenant des bruits de fond comprenant des photons. Le résultat final varie de  $.014\% \pm .009\%$ . De même une analyse effectuée en acceptant les événements (chargés et neutres) ayant un point supplémentaire reconstruit dans la première chambre a montré une variation négligeable du résultat. Cette coupure élargie

accepte d'une part des événements comportant une particule chargée fortuite, et d'autre part des événements physiques où un des photons s'est converti avant la première chambre, ou comportant une désintégration de Dalitz d'un des  $\pi^0$  (où l'état final  $e^+e^-\gamma$  comporte une paire electron-positron de faible masse et non séparée). Nous avons également vérifié la stabilité du résultat lorsque les coupures sur  $R_{ellipse}$  ou la masse  $\pi^+\pi^-$  sont élargies. Nous avons mentionné qu'elles sont à l'origine des principales contributions à la correction pour les effets des accidentelles. Lorsque le niveau de la coupure sur  $R_{ellipse}$  passe de 1 à 2, la variation sur la valeur de  $\mathcal{R}$  mesurée est d'environ .02% après correction pour les effets des accidentelles ; cette correction est approximativement doublée. Nous avons par ailleurs essayé divers niveaux élargis pour la coupure sur la masse  $\pi^+\pi^-$  ; la variation du résultat final après correction est environ  $(.10 \pm .03)\%$  pour une coupure à  $2.5 \sigma$  alors que la correction accidentelle se réduit à environ .004%. C'est cette dernière variation qui domine l'erreur systématique sur cette correction qui a été conservativement estimée comme valant .15%.

## Chapitre 10

# Efficacités des composantes de l'expérience et vérifications diverses

Notre expérience n'étant pas idéale, les efficacités de ses différents éléments ne sont pas 100 %. Nous les avons surveillés avec soin car toute inefficacité présente dans un seul des faisceaux fausserait notre mesure de  $\mathcal{R}$ . Nous présentons ici deux vérifications importantes qui n'ont pas été évoquées auparavant, celle des efficacités des différentes composantes du déclenchement et celles de l'efficacité de l'anticompteur AKS.

### 10.1 Efficacité du déclenchement

Le déclenchement de NA31 a été présenté brièvement dans la section 3.4. Il est composé de plusieurs étapes ; chacune d'entre elles est vérifiée indépendamment. Le principe de ces mesures est identique pour chaque étape. Nous avons enregistré des catégories spéciales d'événements pour lesquels les décisions du déclenchement ont été ignorées mais enregistrées à partir d'un niveau déterminé. Nous avons ainsi enregistré des événements pour lesquels les conditions du prédéclenchement ont été affaiblies (*QD ET LACD*), des événements ayant satisfait pleinement ces conditions (*P01D*), des événements satisfaisant en outre un seuil sur l'énergie totale vue par les sommes rapides de 30 GeV (*LSTD*) et enfin des événements ayant satisfait le déclenchement synchrone (*AFBID*). Les deux premières catégories sont en fait utilisées pour mesurer les inefficacités des conditions sur les hodoscopes imposées pour le prédéclenchement. Nous n'utilisons les événements *P01D* que pour vérifier que la sélection d'événements *LSTD* ne biaise pas les lots finals. C'est cette catégorie qui mesure l'inefficacité du premier niveau du déclenchement.

Dans chaque cas, nous tenons compte de la possibilité d'observer des inefficacités différentes pour des événements appartenant aux bruits de fond résiduels, soustraits dans le calcul de  $\mathcal{R}$ . Pour cela, dans les lots utilisés pour mesurer les inefficacités une soustraction de fond est appliquée. Enfin, pour la fraction des données qui ont été enregistrées avec les ZTDC en fonctionnement, les temps des particules des éventuels événements produisant les inefficacités ont été examinés. En effet, pour ces événements le déclenchement, en particulier les sommes rapides, peut ne pas "voir" la (ou les) particules hors-temps.

Finalement, les inefficacités du déclenchement sont résumées par le tableau 10.1. Lors de cette analyse, nous avons mis en évidence une inefficacité du premier niveau de déclenchement pour les événements du bruit de fond  $\pi e \nu$ . C'est pourquoi pour mesurer son inefficacité pour les événements du signal  $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$  nous avons ajouté une coupure sur la hauteur du signal TRD à 700 unités. Nous avons identifié une inefficacité de la condition  $Qx$  sur l'hodoscope chargé.

Etape	$K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$	$K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$	$K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$	$K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$
Hodoscopes (types <i>QD</i> et <i>LACD</i> )	2084 (2) > 99.97%	57494 (143) (99.75 ± .02)%	75423 (2) > 99.99%	191823 (518) (99.73 ± .01)%
LST (type <i>P01D</i> )	0/757 > 99.70%	1816 (0) > 99.87%	2600 (1) > 99.85%	6386 (0) > 99.96%
1 <sup>er</sup> niveau (type <i>LSTD</i> )	4427 (1) > 99.99%	11218 (2) > 99.95%	15150 (3) > 99.95%	37382 (4) > 99.98%
AFBI/filtre (type <i>AFBID</i> )	10502 (1) > 99.96%	27654 (44) (99.84 ± .02)%	36992 (1) > 99.99%	91605 (257) (99.72 ± .02)%

Tableau 10.1: Efficacités des différentes étapes du déclenchement. Le cas échéant, nous avons indiqué les limites à 90% de confiance sur ces quantités.

Cette inefficacité est toutefois (dans les erreurs) identiques dans les deux faisceaux. Nous avons pu montrer que sa cause est une imperfection de la géométrie de l'hodoscope ; plus précisément deux des plaques de scintillateur ne sont pas parfaitement jointives, et les candidats  $\pi^+ \pi^-$  dont un impact est dans cet espace "mort" ne déclenchent pas. Cette inefficacité ne donne donc pas lieu à une correction sur le résultat.

Le niveau asynchrone du déclenchement s'est par contre révélé inefficace pour les désintégrations chargées, et ce de manière asymétrique entre les deux faisceaux. Nous avons pu constater que cette inefficacité est due à un mauvais fonctionnement lors de l'écriture de certains des bits signalant la réjection d'un événement par l'AFBI[21]. Aucune explication à ce phénomène n'a pu être avancée. Ceci se traduit par une correction sur  $\mathcal{R}$  qui vaut :

$$\delta(\mathcal{R})_{AFBI} = .13\%$$

Notons que la principale limitation statistique de ces mesures est l'efficacité de la sélection des événements *LSTD*. Cette limitation est plus réduite dans l'analyse combinée des données de 1988 et 1989 présentée par la collaboration. D'autre part, les nombres finis d'événements mis en jeu par ces différentes analyses sont à l'origine d'une erreur systématique (mais statistique par nature) sur l'efficacité du déclenchement qui est d'environ .1 % .

## 10.2 Efficacité de l'anticompteur AKS

L'anticompteur AKS définit le début de la zone d'étude pour chaque station. Rappelons qu'il est constitué de 8mm de plomb, pour convertir les photons et de deux couches de scintillateurs signalant les particules chargées. La première est utilisée comme un véto dans le déclenchement et la seconde pour mesurer l'efficacité.

Nous distinguons deux sources d'inefficacités, l'une de nature systématique et l'autre géométrique. L'anticompteur AKS ne rejette les événements qui se sont produits avant lui que si les particules qui le traversent y sont signalées. La probabilité que ceci n'ait pas lieu n'est pas nulle, et elle est un peu différente suivant qu'il s'agit de pions ou de photons. D'autre part, l'acceptance aux désintégrations situées en amont de l'AKS n'est pas la même pour les chargés et les neutres.

### 10.2.1 Inefficacité systématique

L'inefficacité discutée ici est celle qui est due à la réponse différente de l'anticompteur aux désintégrations se produisant en amont. Une simulation spéciale a été utilisée pour montrer qu'approximativement 8% d'événements  $\pi^+\pi^-$  se produisent dans cette zone et 5% des  $\pi^0\pi^0$ . Une catégorie spéciale d'événements a été enregistrée pour lesquels le signal du véto a été ignoré. À partir de ceux-ci nous pouvons calculer la fraction d'événements pour lesquels l'anticompteur a été inefficace, dont l'estimation conservative est d'environ 3%. Enfin nous tenons compte de la probabilité de l'absence de conversion des 4 photons d'un candidat  $\pi^0\pi^0$ , qui vient s'ajouter à l'inefficacité.

### 10.2.2 Inefficacité géométrique

La géométrie de l'AKS fait que les désintégrations  $\pi^+\pi^-$  qui se produisent entre la feuille de plomb et la fin des scintillateurs sont (aux inefficacités près) détectées. Par contre, les désintégrations neutres qui prennent naissance dans la même zone ne le sont pas. La correction due à cet effet est évaluée en comptant le nombre d'événements neutres qui peuvent avoir eu lieu dans cet intervalle (par simulation). Cet effet se trouve être l'effet dominant dans l'inefficacité de l'anticompteur AKS.

### 10.2.3 Correction totale

La correction totale sur notre résultat découlant des effets présentés ci-dessus est :

$$\delta(\mathcal{R})_{AKS} = .13\%$$

## 10.3 Inefficacité des chambres à fils

Les chambres à fils peuvent se montrer inefficaces pour deux raisons, soit des fils morts (par exemple cassés) soit une saturation de l'électronique de lecture qui n'accepte que 8 amas par plans. La première source a un effet symétrique en  $K_S^0$  et en  $K_L^0$ ; la seconde est plus asymétrique, car une saturation peut avoir lieu lorsqu'une particule accidentelle se superpose à l'événement. Elle est donc implicitement corrigée par la méthode de superposition; toutefois la superposition a posteriori peut ne pas reproduire totalement l'effet de la lecture des chambres. Les études de ce point nous ont conduits à ajouter à l'erreur systématique sur  $\mathcal{R}$  une contribution de .1% due à cette source.

## Chapitre 11

# Conclusion : mesure de $\mathcal{R}$

Nous sommes maintenant arrivés au point où il serait possible de calculer le résultat final de l'analyse des données de 1989 corrigé pour les effets décrits dans les paragraphes précédents. Le tableau 11.1 donne un résumé des contributions à l'erreur systématique sur  $\mathcal{R}$ .

Avant de présenter notre mesure de  $\mathcal{R}$ , nous discuterons les erreurs systématiques liées aux échelles d'énergie. Dans les chapitres suivants, nous présenterons d'une part les vérifications concernant la correction pour les particules perdues et d'autre part notre analyse des conséquences sur les données du système de fonctionnement de la partie analogique de l'électronique des calorimètres.

### 11.1 Incertitudes sur les échelles d'énergies

L'égalisation des échelles d'énergies des événements chargés et neutres a été présenté dans la section 5.3. Elle est réalisée en calculant la position de l'anticompteur dans ces deux modes dans le faisceau de  $K_S^0$  et en imposant que la position déterminée à partir des neutres soit égale à celle mesurée à partir des chargés par un facteur d'échelle appliqué sur les énergies des photons. Le même facteur est appliqué aux données de la même minipériode prise en  $K_L^0$ . La précision de cet ajustement pour les neutres est d'environ 5 cm sur une distance de vol de 100 m en moyenne, soit .05 % en valeur relative.

Comme les spectres des  $\pi^+\pi^-$  et des  $\pi^0\pi^0$  d'une part, des  $K_L^0$  et des  $K_S^0$  d'autre part ne sont pas identiques, une erreur lors de cet ajustement pourrait modifier la valeur de  $\mathcal{R}$  mesurée. Cette incertitude peut se présenter soit comme une différence entre les énergies des deux modes dans un des deux faisceaux, soit comme une différence entre les mesures d'énergie dans un même mode mais entre les deux faisceaux, soit enfin comme une combinaison de ces deux effets. Nous avons étudié séparément les deux effets "élémentaires". Pour vérifier la compatibilité entre les échelles d'énergies des deux modes nous avons vérifié la compatibilité des mesures des positions de l'AKS dans chaque mode dans différents intervalles d'énergie et de position (pour différents groupes de stations). Ceci nous assure de l'absence d'une déviation systématique entre les deux modes. Dans le faisceau  $K_L^0$  de plus, deux études indépendantes nous ont permis une vérification directe que l'échelle neutre est compatible avec celle des  $K_S^0$ . Le principe en est identique, il s'agit de sélectionner une catégorie d'événements pour lesquels la position de la désintégration peut être déterminée indépendamment par les chambres à fils d'une part et le LAC (par le biais de la reconstruction neutre) d'autre part. La première des deux catégories utilisées est constituée des événements provenant du mode de Dalitz  $K_L^0 \rightarrow e^+e^-\gamma$ . La position du vertex pour ces événements peut en effet être calculée de la même manière que pour les  $\pi^0\pi^0$ , en utilisant les énergies et positions des électrons et du photon dans le LAC. En moyenne la position ainsi

Source	Incertitude systématique
Soustraction des bruits de fond des chargés	.06 %
Soustraction des bruits de fond des neutres	.12 %
Corrections par Monte Carlo	.10 %
Correction des effets accidentelles	.14%
Inefficacité des chambres à fils	.10 %
Inefficacité de l'AKS	.05%
Inefficacité du déclenchement	.10 %
Echelle d'énergie, calibration et stabilité des calorimètres	.13%
Incertitude totale	.30 %

Tableau 11.1: Résumé des différentes contributions à l'incertitude systématique sur  $\mathcal{R}$ .

déterminée est compatible avec celle qui est mesurée par les chambres (la différence moyenne est  $12 \pm 10.5\text{cm}$ ). L'autre catégorie utilisée est constituée d'événements  $\pi^+\pi^-\pi^0$  pour lesquels les deux photons ont été détectés. Pour ceux-ci il nous est alors possible soit d'estimer la position de la désintégration en imposant à la masse invariante de la paire de photons d'être celle du  $\pi^0$  soit à l'inverse de calculer cette masse invariante en supposant que la désintégration s'est déroulée à la position indiquée par les chambres. C'est la seconde possibilité qui présente la meilleure résolution; la différence moyenne qui a été mesurée est  $20 \pm 12\text{cm}$ . Dans les deux cas, une inadéquation du coefficient correctif calculé en  $K_S^0$  serait signalée par une différence qui n'est pas observée. Elles se traduisent par une erreur sur l'échelle d'énergie de respectivement  $(.12 \pm .11)\%$  et  $(.20 \pm .12)\%$ .

D'autre part, à partir des données nous avons évalué l'effet d'une modification de l'échelle d'énergie en  $K_L^0$  par rapport aux  $K_S^0$ . L'effet principal provient des neutres. En modifiant l'énergie des photons en  $K_L^0$  de .1 % la valeur de  $\mathcal{R}$  mesurée varie de .02 %; l'incertitude sur le résultat final liée à un tel effet est dès lors négligeable. Nous avons d'autre part évalué à partir des données l'effet d'une modification de l'échelle d'énergie des neutres par rapport à celle des chargés. Une augmentation de .1% de l'énergie des photons mesurés dans les deux faisceaux modifie la mesure de  $\mathcal{R}$  de .12%. Cette valeur est le résultat de la différence des spectres des  $K_L^0$  et des  $K_S^0$  étudiés par l'expérience à laquelle se combinent les différences entre les acceptances des deux modes dans chaque faisceau. Pour la mesure effectuée à partir des données de 1986 la même déviation était de .3%. Nous avons par rapport à cette mesure d'une part apporté une modification sensible aux systèmes de production des faisceaux de  $K_L^0$  et de  $K_S^0$  pour obtenir des spectres plus proches l'un de l'autre. Ceci a permis de ramener la déviation de .3% à .22% environ. D'autre part nous avons utilisé une méthode de pondération a posteriori des événements pour diminuer encore cette valeur jusqu'à .12%.

Nous avons en effet remarqué que l'effet dominant provient de la différence entre les distributions des positions des désintégrations en  $K_L^0$  et en  $K_S^0$ . En effet, la distribution de la position des désintégrations pour les  $K_L^0$  neutres est approximativement plate, ce qui n'est pas le cas pour les  $K_S^0$ . L'effet d'une modification de l'échelle d'énergie des neutres est une variation relative identique de la mesure de la position de la désintégration, d'où une asymétrie entre  $K_L^0$  et  $K_S^0$  produite par cette altération. Nous avons enfin remarqué que la source principale de la différence entre les distributions des positions des désintégrations mesurées en  $K_L^0$  et en  $K_S^0$  réside dans l'acceptance moyenne faible aux dernières positions du train en  $K_S^0$ . Pour

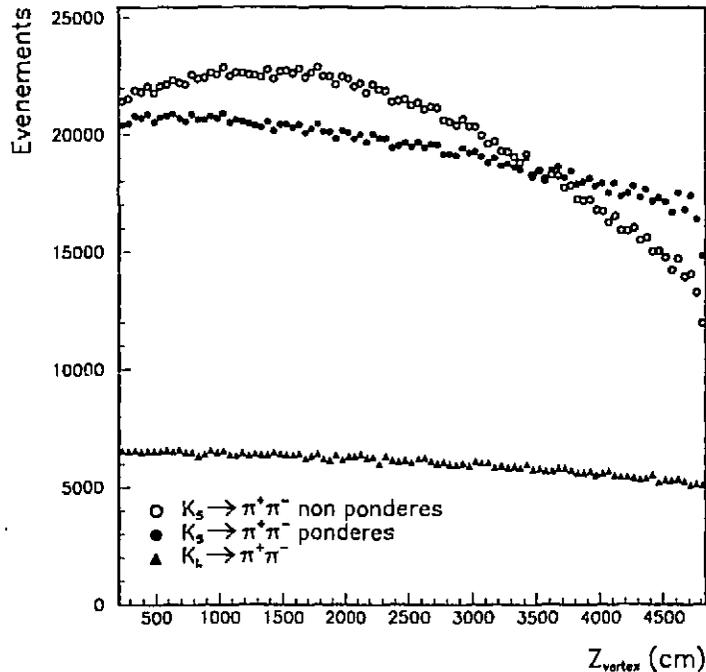


Figure 11.1: Distributions de  $Z_{vortex}$  les événements du mode  $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$  avant et après pondération comparées avec la même distribution pour les candidats  $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ .

réduire cet effet, nous avons donc calculé pour chaque minipériode un jeu de poids dépendant de la position du train de manière à rendre les distributions des positions des désintégrations dans les deux faisceaux aussi proches que possible. Nous avons pour déterminer ces poids utilisés les distributions des  $\pi^+ \pi^-$ , insensibles aux différences d'échelle d'énergie. L'effet de la pondération est illustré par la figure 11.1; nous pouvons y vérifier que la distribution des  $K_S^0$  est plus compatible avec celle des  $K_L^0$  après pondération qu'avant. L'effet de la statistique limitée enregistrée dans les dernières stations est toutefois encore sensible dans les dernières boîtes. La mesure de  $\mathcal{R}$  est désormais effectuée avec les événements  $K_S^0$  ainsi pondérés. Nous avons vérifié que l'effet de cette pondération sur la valeur mesurée est petit (un peu inférieur à .03 %); après pondération la sensibilité à une différence d'échelle d'énergie entre chargés et neutres est ramenée à la valeur annoncée de .12 %.

Compte tenu de l'incertitude de .05 % sur la mesure de l'échelle d'énergie neutre, l'erreur systématique sur  $\mathcal{R}$  due à une différence entre les échelles des  $\pi^+ \pi^-$  et  $\pi^0 \pi^0$  est donc estimée à .06%; pour tenir compte des non-linéarités résiduelles, ainsi que des variations avec  $T_{AM}$  des constantes de calibrations dont l'analyse fait l'objet de la seconde partie de ce rapport, cette valeur est majorée. L'incertitude prise en compte pour le résultat final est fixée à .13 %.

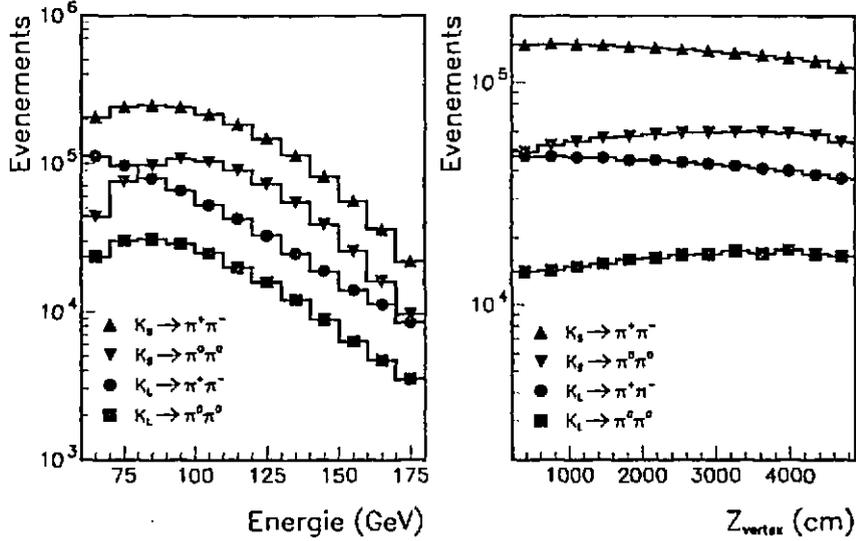


Figure 11.2: Distributions de l'énergie et de la position du vertex reconstruits pour les quatre lots de l'analyse, les  $K_S^0$  ayant été pondérés.

## 11.2 Conclusion : résultat de cette analyse

Nous pouvons maintenant calculer notre résultat. Nous partons du résultat brut, calculé après la pondération des  $K_S^0$ , qui vaut :

$$\mathcal{R}_{brut\ pond.} = .9830 \pm .0029$$

Nous présentons sur la figure 11.2 les distributions des énergie et position du vertex pour chacun des lots ayant conduit à cette mesure. Nous y apportons les diverses corrections rencontrées précédemment, dont la liste est donnée ci-dessous :

- Correction d'acceptance :

$$\delta\mathcal{R}_{Accept.} = .46\%$$

- Processus diffractifs dans le faisceau de  $K_S^0$  :

$$\delta\mathcal{R}_{K_S^0\ diffr.} = -.37\%$$

- Effets des accidentelles et des bruits expérimentaux :

$$\delta\mathcal{R}_{Accid.} = -.26\%$$

- Inefficacité de l'AFBI :

$$\delta\mathcal{R}_{AFBI} = .13\%$$

- Inefficacité de l'AKS :

$$\delta\mathcal{R}_{AKS} = .43\%$$

La correction totale sur le résultat brut est donc  $\delta\mathcal{R}_{total} = .39\%$ . Nous avons présenté les variations de ce résultat en fonction du numéro de la mini-période et de l'énergie et de la position du vertex, après les corrections d'acceptance et des effets des accidentelles sur la figure 11.3. Dans tous les cas,  $\mathcal{R}$  est compatible avec une constante. Finalement, compte tenu de tout ce qui précède, le résultat de l'analyse des données enregistrées en 1989 par NA31 présentée dans ce rapport est donc :

$$\mathcal{R}^{89} = .9869 \pm .0029 \pm .0030$$

soit pour  $\mathfrak{R}(\epsilon'/\epsilon)$  :

$$\mathfrak{R}(\epsilon'/\epsilon) = (2.18 \pm 0.48 \pm .50) \cdot 10^{-3}$$

La première erreur est statistique et la seconde systématique.

La partie clôturant cet ouvrage comporte une comparaison de ce résultat avec les mesures les plus récentes du même paramètre et présentera les perspectives futures de ce domaine.

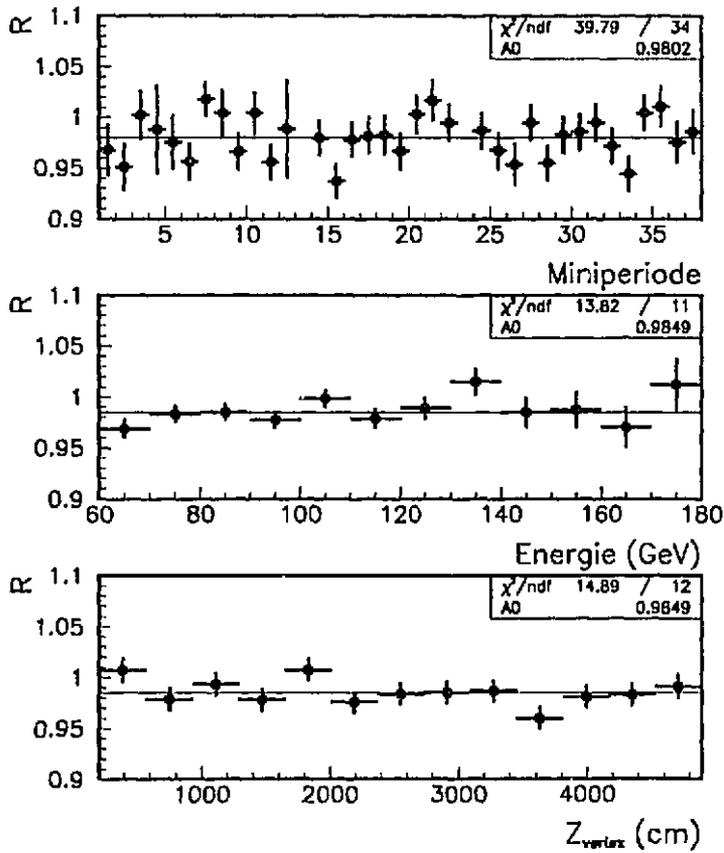


Figure 11.3: Valeurs de  $\mathcal{R}$  mesurées en fonction du numéro de minipériode, de l'énergie et de la position du vertex. Dans ces deux derniers cas le résultat est corrigé d'acceptance.

### Partie III

## Problèmes liés à la mémoire analogique

## Chapitre 12

# Introduction générale

Nous avons décrit dans les parties précédentes le dispositif expérimental et l'analyse des données de NA31 prises en 1989. Dans les chapitres qui forment cette partie, nous allons décrire des vérifications systématiques centrées sur le fonctionnement d'une partie du système d'acquisition des informations calorimétriques. Ce système est schématisé sur la figure 12.1. Les signaux sont

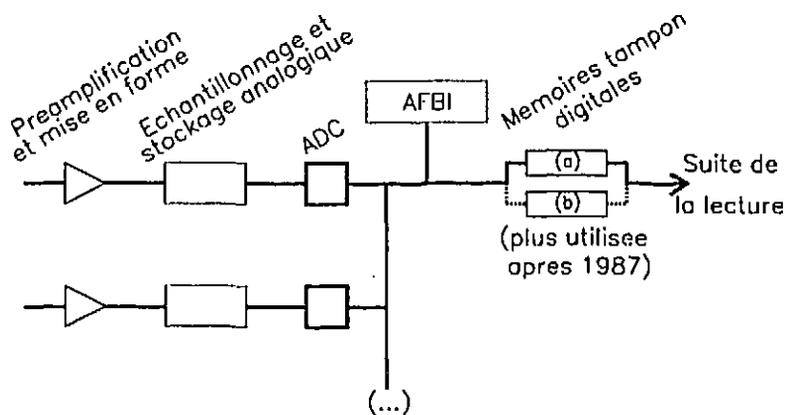


Figure 12.1: Schéma de l'acquisition des signaux des calorimètres (et du TRD). Les différentes étapes sont indiquées ; on notera que pour les données de 1988 et 1989 seule une mémoire tampon digitale a été utilisée.

tout d'abord amplifiés et mis en forme, puis échantillonnés à 3 instants différents. Ces trois mesures peuvent être isolées tant que les parties amont ne sont pas disponibles. Par rapport à la prise de données initiale de 1986, la logique de lecture des calorimètres a changé. Initialement en effet, grâce aux deux mémoires tampons digitales, le système avait la possibilité de traiter en parallèle deux événements après la décision de l'AFBI. Dès celle-ci un nouvel échantillonnage était alors possible. Toutefois, la gestion de ces deux mémoires digitales s'est montrée imparfaite, dans environ un déclenchement pour 10000, en provoquant l'écriture des informations de deux déclenchements consécutifs dans la même mémoire. Pour éviter ce mélange il a été décidé de simplifier le système, en n'utilisant qu'une seule des deux mémoires digitales. Au lieu d'attendre

dans la seconde mémoire digitale la libération du système, les informations calorimétriques d'un événement ont séjourné pour les données de 1988 et 1989 dans les capacités de la carte d'échantillonnage, dont un schéma est donné par la figure 12.2. Celle-ci a donc été utilisée donc comme une mémoire analogique. Précisément, ce que nous appelons mémoire analogique dans la suite est l'ensemble des capacités  $C_H$ ,  $C_A$ ,  $C_B$  et  $C_C$  indiquées sur la figure 12.2.

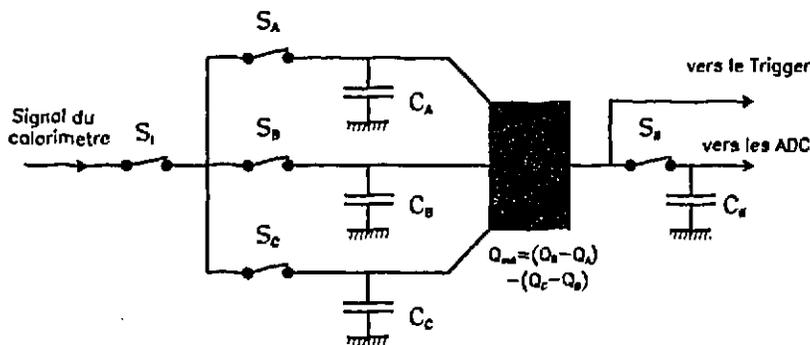


Figure 12.2: Schéma des circuits d'échantillonnage des signaux des calorimètres

Nous allons tout d'abord décrire le fonctionnement des cartes d'échantillonnage lors de la prise des données de 1989, en insistant sur les interactions entre le déclenchement de l'appareillage et la lecture des cartes. Nous définirons ensuite la quantité que nous allons utiliser tout au long de cette partie, le *Temps dans la Mémoire Analogique*, ou  $T_{AM}$ . Dans le second chapitre, nous décrirons comment les informations analogiques sont modifiées lorsqu'elles séjournent dans la mémoire analogique. La taille de cette modification est inférieure à 1 coup d'ADC, ce qui est bien inférieur au bruit par canal; elle ne peut être mise en évidence qu'à l'aide d'une grande statistique. Ce point explique l'absence d'études "in situ" très poussées lors de la mise en évidence de ces variations. D'autre part, l'aspect tardif de la mise en évidence de la complexité du phénomène n'a pas non plus permis de test avec l'appareillage; toutefois sa phénoménologie détaillée dans le chapitre 14 nous permet sinon d'envisager un modèle pour son origine du moins d'en appréhender certaines caractéristiques.

L'étude des effets des variations des énergies mesurées si l'événement a attendu fait l'objet du chapitre suivant. Cette variation de l'énergie calorimétrique se traduit par des variations de quantités cinématiques reconstruites, et utilisées dans la sélection des événements, comme les masses invariantes. Nous présenterons également certaines des mesures de l'effet que la variation de l'énergie calorimétrique, quand elle est mémorisée, peut introduire sur la mesure de  $\mathcal{R}$ . La plus grande partie de ces effets sur les grandeurs cinématiques reconstruites a pu être corrigée lors de la reconstruction. L'effet de cette correction sur la mesure de  $\mathcal{R}$  a également été évalué; il est de l'ordre de  $2 \cdot 10^{-3}$ . Nous montrerons également que lors de la superposition des bons événements avec des déclenchements aléatoires ces effets sont pris en compte et donc que la correction obtenue ainsi incorpore déjà ces effets de variation de l'énergie, en plus de la correction due aux effets des particules accidentelles.

Ayant ainsi démontré que les effets de la variation de l'énergie suscitée par son séjour dans la mémoire analogique sont d'une part petits et d'autre part corrigés lors de la mesure de  $\mathcal{R}$ , nous vérifierons directement que cette mesure est insensible à une coupure sur  $T_{AM}$ . A

---

priori en effet, les distributions de  $T_{AM}$  doivent être identiques pour modes chargés et neutres comme le sont par exemple les distributions de l'intensité instantanée du faisceau. Cette vérification a en fait révélé une différence entre les distributions de  $T_{AM}$  pour les différents échantillons. Nous présenterons des comparaisons entre les différents lots de données enregistrées, pour rechercher ailleurs d'autres manifestations du problème rencontré dans cette analyse. Les méthodes développées dans l'étude de la perturbation nous permettront toutefois de caractériser le lot dont l'asymétrie est issue. Les caractéristiques de la perturbation des pieds-taux que nous avons mis en évidence nous permettront d'exclure qu'elle soit la source de l'asymétrie des distributions de  $T_{AM}$ . Nous n'avons pu d'autre part mettre en évidence aucune perte d'événements reliée à un des critères de sélections qui ne soit pas indépendante de  $T_{AM}$ . La complexité de l'asymétrie qui sera mise en lumière est telle qu'un scénario l'expliquant est finalement difficile à imaginer. Le compteur mesurant  $T_{AM}$  n'a toutefois pas été contrôlé en détail lors de la prise des données. Les vérifications a posteriori de son fonctionnement qui ont été effectuées n'ont révélé aucune contradiction avec par exemple les informations d'autres compteurs. Nous serons finalement conduits à affirmer que la coupure sur  $T_{AM}$  peut ne pas être valide plutôt qu'à l'existence d'un biais réel dans nos données.

## Chapitre 13

# Description du fonctionnement des cartes d'échantillonnage

Nous décrivons tout d'abord la logique de la commande des cartes d'échantillonnage par le déclenchement, aux divers stades de celui-ci. Nous définirons ensuite le Temps dans la Mémoire analogique, noté  $T_{AM}$ . Nous présenterons la manière dont il a été mesuré pendant la prise des données de 1989. Nous décrivons enfin sa distribution dans chaque faisceau, ainsi que les variations de celle-ci suivant les conditions de la prise des données.

### 13.1 Relations entre les cartes d'échantillonnage et le système de déclenchement

Les composants du système de déclenchement émettent un certain nombre de signaux provoqués par le traitement d'un événement, et que nous allons rappeler ici. L'acceptation par le premier niveau engendre le signal  $T$ , celle du second niveau le signal  $W$ . Ces deux signaux sont séparés par un délai fixe, d'environ  $4 \mu s$  qui permet entre autres d'effectuer l'échantillonnage des signaux calorimétriques. La lecture des informations calorimétriques par les ADC est commandée par le signal  $STEC$ . La fin du traitement d'un déclenchement peut avoir diverses raisons (rejection à divers niveaux, fin de l'écriture dans la mémoire digitale, rarement dépassement d'un temps d'attente,...), nous avons regroupé les différents signaux possibles sous une dénomination commune  $END$ .

Lors du déclenchement, la décision d'échantillonner les signaux des calorimètres coïncide avec l'émission du signal  $T$ . Des signaux générant l'ouverture des interrupteurs  $S_A$ ,  $S_B$  et  $S_C$  puis  $S_I$  sont alors envoyés vers les cartes d'échantillonnage. Ces signaux sont séparés par des délais fixes et de ce fait, les charges des capacités  $C_A$ ,  $C_B$  et  $C_C$  mesurent la charge à trois instants différents. La charge mesurée par la carte sera finalement :

$$Q_{out} = (Q_B - Q_A) - (Q_C - Q_B)$$

Cette opération a pour but de soustraire le piedestal et les variations lentes de charge de la mesure de la hauteur maximale du signal ; ce dernier objectif est en fait atteint en pondérant les trois mesures. La charge résultante  $Q_{out}$  est transmise sur la capacité  $C_{II}$  sur laquelle elle est digitisée par les ADC. Le résultat de la digitisation est écrit dans la mémoire digitale et utilisée par le module espion AFBI. L'ouverture de  $S_I$ ,  $S_A$ ,  $S_B$  et  $S_C$  isole (doublement) le circuit, et donc conserve l'information que ce dernier contient.

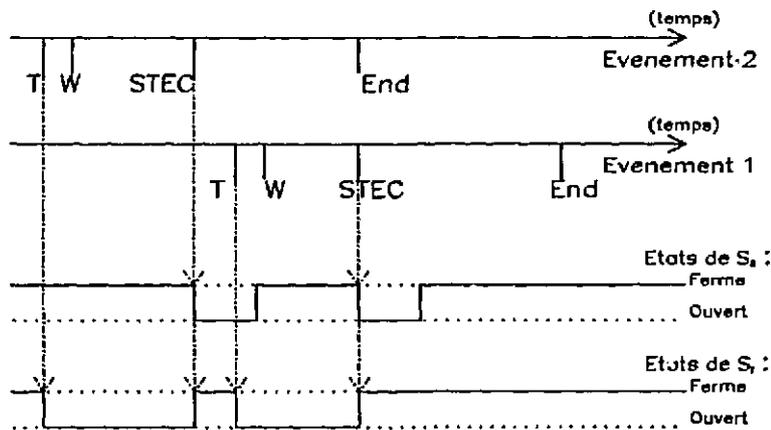


Figure 13.1: Diagramme présentant la séquence temporelle des opérations sur les interrupteurs des cartes d'échantillonnage résultant de l'enregistrement de deux événements. L'ordre temporel des signaux du déclenchement correspondant à ceux-ci (l'événement 1 suit temporellement l'événement 2) est indiqué en haut ; des flèches en pointillés indiquent quelles opérations sur les cartes sont commandés par ces signaux. Dans la situation présentée ici, l'événement 1 a attendu dans la mémoire analogique. L'échelle des temps n'a pas été respectée ; en particulier, la différence entre  $T$  et  $W$  a été exagérée.

Le circuit décrit sur la figure 12.2 est capable de stocker les informations de deux événements. Celle du premier (dans l'ordre temporel) réside sur  $C_{II}$ , isolée de l'amont par l'ouverture de  $S_{II}$ . Celle du second est stockée sur  $C_A$ ,  $C_B$  et  $C_C$ , et elle est isolée par  $S_{II}$  vers l'aval et  $S_A$ ,  $S_B$ ,  $S_C$  et  $S_I$  vers l'amont.  $S_{II}$  est ouvert par  $STEC$ , qui ferme également  $S_I$  : le système de déclenchement est ainsi réouvert et capable de traiter immédiatement un autre événement. Nous avons indiqué sur la figure 13.1 la séquence temporelle des signaux du déclenchement, pour deux événements consécutifs, ainsi que les états des interrupteurs des cartes d'échantillonnage.

## 13.2 Le Temps dans la Mémoire Analogique

Le temps d'attente dans la mémoire analogique, que nous appellerons  $T_{AM}$ , est en fait l'intervalle temporel séparant  $W$  et  $STEC$ , comme le montre d'ailleurs la figure 13.1. C'est de cette manière que nous l'avons mesuré. Un compteur destiné à mesurer ce temps de stockage avait été ajouté entre les prises de données de 1987 et 1988. Malheureusement, le fonctionnement du compteur a été aléatoire pendant la plus grande partie de la prise des données de 1988 ; c'est donc seulement pour les données de 1989 que des vérifications ont pu être possibles. De plus, pendant les premières semaines de la prise des données en 1989, le fonctionnement du compteur a été ajusté à plusieurs reprises, pour n'être fixé après vérification que pour les minipériodes postérieures à la minipériode 9 (dans cette minipériode, seule la partie prise en faisceau de  $K_L^0$  a pu être utilisée). Sauf mention spéciale, nous n'utiliserons donc dans la suite que des événements appartenant à ces minipériodes.

Du schéma de fonctionnement que nous avons donné dans la section précédente nous pouvons

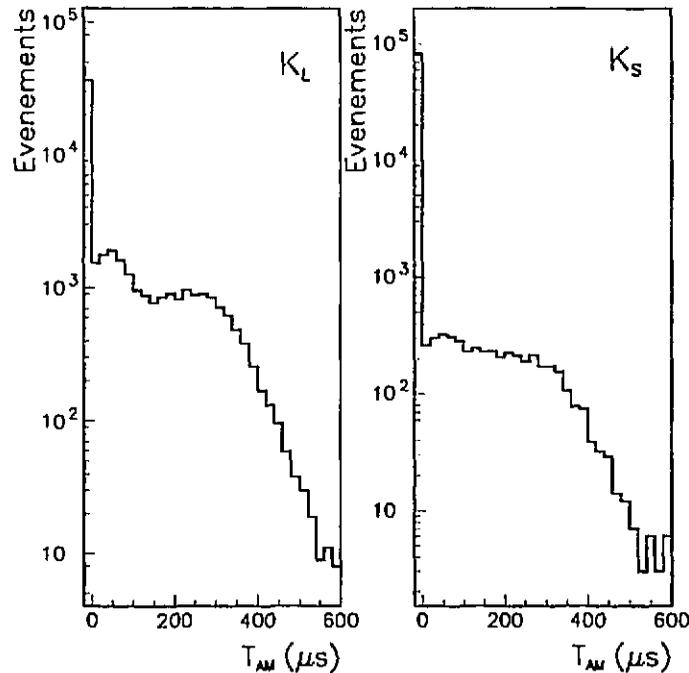


Figure 13.2: Distributions de la variable  $T_{AM}$  dans chaque faisceau. Le premier bin, positionné à  $T_{AM} < 0$ , contient en fait les événements avec  $T_{AM} = 0$ .

déduire que plus le taux d'événements sera important plus sera grande la fraction de ceux-ci dont les informations calorimétriques devront être conservées pendant un temps non nul dans la mémoire analogique. Nous avons d'ailleurs constaté que parmi les données de 1989 la fraction des événements qui ont attendu dans la mémoire analogique était d'environ 40% en faisceau  $K_L^0$  et 10% en  $K_S^0$ . Cette observation est cohérente avec le point précédent, puisque les intensités des deux faisceaux sont différentes. En effet, elles sont ajustées pour que les taux de comptage simple dans les détecteurs soient identiques ; mais la cible est plus rapprochée de ceux-ci en faisceau de  $K_S^0$ . Il en résulte donc dans ce faisceau un plus grand taux de particules résiduelles de l'absorption par rapport au flux des kaons. La figure 13.2 présente les distributions de  $T_{AM}$  en faisceau de  $K_L^0$  et de  $K_S^0$ . Nous pouvons remarquer la différence entre les fractions d'événements avec  $T_{AM} = 0$  dans chaque faisceau et la forme complexe avec deux "bosses" de la distribution elle-même. Cette distribution peut être intuitivement justifiée. En effet, supposons que les événements arrivent à un taux moyen constant et occupent le système pendant un temps constant  $T_{total}$ . Dans cette hypothèse il est facile de voir que l'intervalle temporel  $\delta$  séparant deux événements a une distribution exponentielle. D'autre part quand un événement arrive avec un délai  $\delta$  il prend une valeur de  $T_{AM}$  égale à :  $T_{AM} = T_{total} - \delta$  si  $\delta < T_{total}$ . La distribution de  $T_{AM}$  est donc obtenue à partir de celle de  $\delta$  en tronquant au dessus de  $T_{total}$  et en inversant l'axe des abscisses. La forme complexe de cette distribution (i.e. les bosses) s'explique alors qualitativement par la très grande diversité du temps de traitement des événements par notre système de déclenchement et d'acquisition :  $T_{total}$  non seulement n'est pas constant, mais varie entre une centaine de  $\mu s$  pour les événements rejetés par l'AFBI jusqu'à un millier pour les évé-

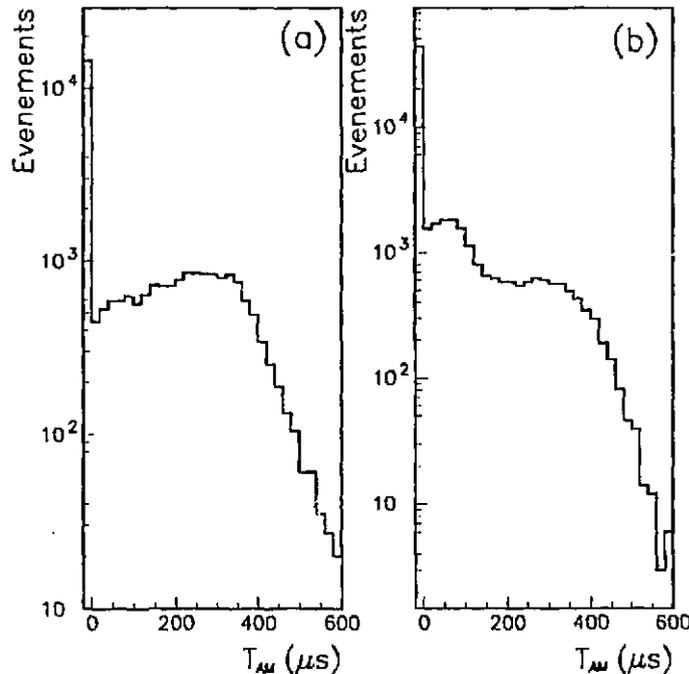


Figure 13.3: Distributions de la variable  $T_{AM}$  dans le faisceau de  $K_L^0$ , pour les événements pour lesquels le déclenchement précédent a été écrit sur bande (a), ou rejeté (b). Le premier bin, positionné à  $T_{AM} < 0$ , contient en fait les événements avec  $T_{AM} = 0$ .

nements de calibration. La bosse autour de  $100 \mu s$  dans la distribution de  $T_{AM}$  en  $K_L^0$  est donc constituée d'événements suivant des déclenchements rejetés par l'AFBI. Nous avons d'ailleurs directement vérifié ce point : la figure 13.3 compare les distributions de  $T_{AM}$  en  $K_L^0$  pour les événements suivant un déclenchement écrit sur bande et ceux pour lesquels ce déclenchement a été rejeté. Cette réjection peut avoir pour origine l'AFBI ou le filtre 168/E, c'est pourquoi les deux bosses sont présentes sur la figure 13.3-b. La différence entre les formes des distributions en  $K_L^0$  et en  $K_S^0$  entre 0 et  $200 \mu s$  s'explique ainsi par la différence de fréquence des événements rejetés par l'AFBI, qui sont beaucoup plus fréquents en  $K_L^0$  qu'en  $K_S^0$ . Cette différence de fréquence a pour conséquence des hauteurs relatives des bosses différents dans chaque faisceau.

Les fractions d'événements avec  $T_{AM} = 0$ , dans chaque faisceau, ont d'autre part fluctué au cours de la prise des données, du fait de modifications de paramètres du déclenchement et du faisceau. Nous avons représenté sur la figure 13.4 les variations des fractions d'événements avec  $T_{AM} = 0$  dans chaque faisceau en fonction du numéro de la minipériode. Nous pouvons constater, spécialement en  $K_L^0$ , une variation de quelques pourcents mais significative de cette fraction entre le début et la fin de la prise des données. Une des explications est l'introduction à partir de la minipériode 22 d'un nouveau système de déclenchement utilisant le TRD. Cette logique rejetant plus efficacement en ligne les événements du mode  $\pi e \nu$  nous a permis d'augmenter l'intensité du faisceau de  $K_L^0$ .

La différence générale entre ces fractions dans les deux faisceaux, et leurs variations au cours de la prise des données rendent nécessaire la vérification du fonctionnement du système, par

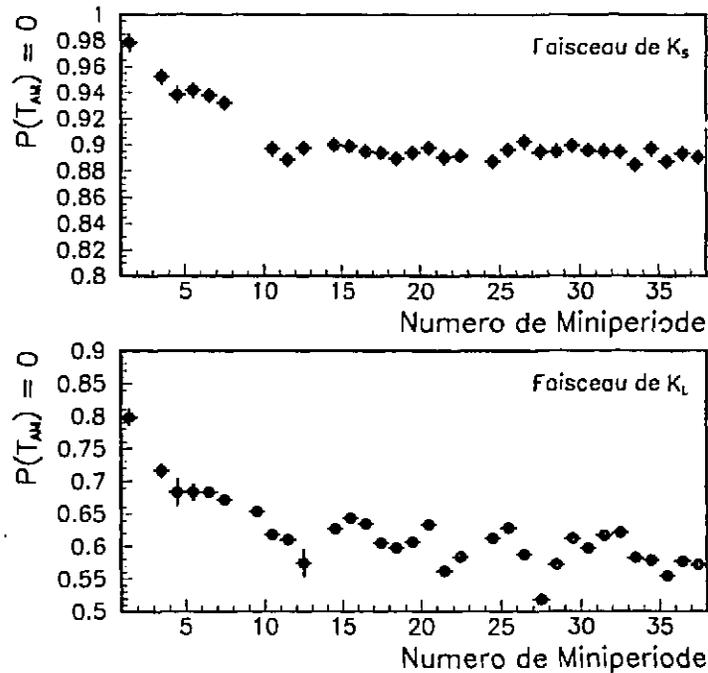


Figure 13.4: Fractions d'événements avec  $T_{AM} = 0$  dans chaque faisceau en fonction du numéro de la minipériode. La dispersion des valeurs dans le faisceau de  $K_L^0$  reflète la plus grande variabilité des conditions du faisceau et des paramètres du déclenchement: à une intensité égale, nous acceptons plus ou moins de déclenchements jusqu'au niveau asynchrone suivant les minipériodes.

exemple l'absence de fuite des capacités de stockage. En effet, d'éventuels défauts pourraient entraîner une différence entre les données prises en  $K_S^0$  et en  $K_L^0$  et donc fausser la valeur de  $\mathcal{R}$  mesurée par NA31. Nous voudrions toutefois rappeler qu'historiquement, les problèmes que nous allons traiter dans cette partie n'ont été étudiés en détail qu'après l'analyse préliminaire des données de 1989, lors de vérifications systématiques détaillées de la stabilité du résultat. A ce moment, l'expérience était déjà en cours de démontage, et des tests directs, sur l'électronique par exemple, étaient déjà de ce fait presque impossibles.

La question que nous nous sommes posée au départ était de savoir si les énergies calorimétriques étaient modifiées lors de leur stockage dans la mémoire analogique. La réponse à cette question s'étant avérée être positive, nous avons alors été conduits d'une part à étudier plus en détail cette perturbation, pour essayer d'en déterminer le mécanisme. D'un autre côté nous avons essayé de déterminer et éventuellement de réduire les effets de ces perturbations sur notre résultat.

## Chapitre 14

# Etude de la perturbation des informations calorimétriques

Chronologiquement, la première manifestation de cette perturbation est apparue lors de la détermination des constantes de calibration des calorimètres. Lors de la calibration du LAC pour les données de 1988, nos experts avaient noté l'apparition d'un décalage entre les pieds-taux des canaux du LAC pour une même minipériode entre les lots de  $K_L^0$  et  $K_S^0$ . Un bruit cohérent additionnel affectant uniquement les données prises en faisceau de  $K_L^0$  avait également été mis en évidence. Ceci nous avait conduit à la décision d'utiliser des jeux de calibration différents pour les données prises en faisceau de  $K_S^0$  et de  $K_L^0$ . Lors de la même opération pour les données de 1989, la source de ce bruit additionnel a pu être définitivement localisée au niveau de la mémoire analogique grâce au bon fonctionnement du compteur mesurant  $T_{AM}$ .

### 14.1 Perturbations des constantes de calibrations

Rappelons d'abord brièvement comment les constantes de calibration des calorimètres sont déterminées dans NA31. Deux quantités sont nécessaires pour passer du nombre de coups enregistrés par un des ADC dans un des canaux d'un calorimètre à l'énergie qui y a été réellement déposée, dans l'hypothèse simplificatrice où la relation entre ces deux quantités est linéaire. L'ordonnée à l'origine, représentant la réponse en l'absence de charge déposée est appelée piedestal, et la pente est appelée sensibilité.

#### 14.1.1 Détermination des constantes de calibrations

##### 14.1.1.a Les pieds-taux

Les pieds-taux sont déterminés à partir de déclenchements aléatoires, pour lesquels en principe le détecteur est vide. On élimine en fait événement par événement les dépôts d'énergie dus aux particules fortuites, voire même l'événement entier si celles-ci y occupent trop de canaux, et on fait la moyenne canal par canal des valeurs lues ce qui fournit le piedestal du canal considéré. Il faut remarquer que les mêmes événements sont utilisés pour ce calcul et pour l'étude de l'effet des particules fortuites, en les superposant aux événements de physiques.

##### 14.1.1.b Les sensibilités

Pour déterminer la sensibilité de chaque canal, nous utilisons des événements où une charge connue est injectée dans le canal considéré. Ces événements sont enregistrés à intervalles réguliers

lors de la prise des données. On n'injecte pas la charge dans tous les canaux à la fois : seul un canal sur quatre se voit injecter la charge, dans un demi-plan sur deux. Donc en fait, cette catégorie comprend 8 configurations qui sont déclenchées à tour de rôle. Après élimination, événement par événement, d'éventuelles contaminations par des particules fortuites, et en utilisant les pedestaux déjà déterminés, nous avons accès à la sensibilité de chaque canal en moyennant la hauteur de signal qui lui correspond.

### 14.1.2 Variation des constantes de calibration en fonction du temps dans la mémoire analogique

Lors de leur détermination pour les données de 1989 nous avons mis en évidence une variation des constantes de calibration en fonction de  $T_{AM}$ . Les variations moyennes des pedestaux et des sensibilités, calculées par rapport aux valeurs utilisées pour la reconstruction des données sont données sur les figures 14.1 et 14.2 respectivement.

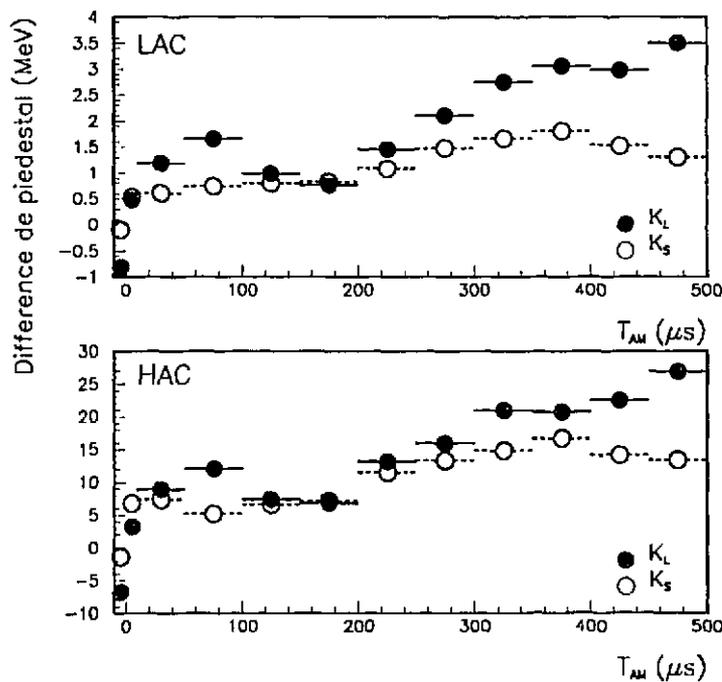


Figure 14.1: Variations des moyennes des pedestaux des calorimètres en fonction de  $T_{AM}$  dans chacun des deux faisceaux, calculées par rapport aux pedestaux moyens utilisés dans la reconstruction.

Ces variations sont d'amplitudes différentes suivant le faisceau pour lequel elles ont été déterminées. Les formes de ces variations paraissent elles-aussi différentes, encore que présentant des points communs comme le "creux" au voisinage de  $200 \mu s$ . Ces formes semblent d'autre part complexes. Toutefois, la charge mesurée est une fonction complexe des charges déposées sur les capacités  $C_A$ ,  $C_B$  et  $C_C$  ; des variations différentes de certaines d'entre-elles peuvent alors avoir un effet difficile à prédire sur le résultat.

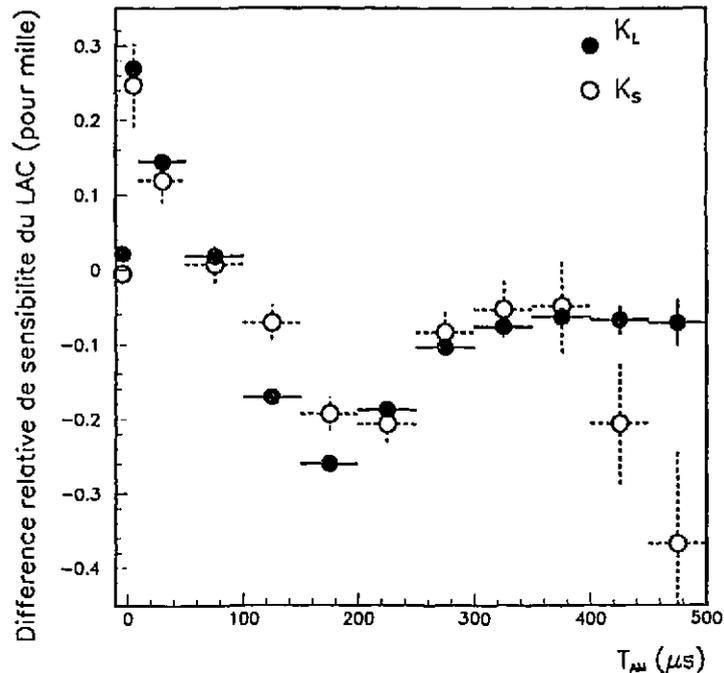


Figure 14.2: Variations relatives des sensibilités moyennes du LAC en fonction de  $T_{AM}$  dans chacun des deux faisceaux.

Nous pouvons en outre remarquer que les événements qui ne séjournent pas dans la mémoire analogique n'en sont pas moins à un certain niveau mal calibrés. Nous avons en effet calculé les pedestaux en ignorant leurs variations, or ils augmentent avec  $T_{AM}$ . Pour les événements avec  $T_{AM} = 0$  le pedestal qui a été utilisé est donc un peu trop important; il est au contraire légèrement insuffisant pour les événements qui ont attendus.

L'amplitude de la variation des pedestaux dans le faisceau  $K_L^0$  est de l'ordre d'un demi coup ADC, soit environ  $4 \text{ MeV}$  pour un canal. Ceci peut être comparé au bruit moyen par canal, qui vaut environ  $16 \text{ MeV}$ . Dans l'expérience, les  $K_L^0$  qui ont une énergie moyenne de l'ordre de  $100 \text{ GeV}$ , produisent dans leurs désintégrations en deux  $\pi^0$  des photons dont l'énergie vaut en moyenne  $25 \text{ GeV}$ . Les dépôts d'énergie de ces photons dans le calorimètre électromagnétique occupent par projection et par demi-calorimètre au maximum 15 canaux. La gamme de variation d'énergie des photons résultant de la variation des pedestaux est donc de l'ordre de 1% au maximum. D'autre part, la variation relative maximale de la sensibilité moyenne du LAC dans la mémoire analogique est d'environ .5 pour mille. Cet effet semble négligeable devant la variation des pedestaux dans la gamme d'énergie de l'expérience, sur laquelle nous nous concentrerons dans la suite. Enfin, les variations des pedestaux dans le faisceau de  $K_S^0$  sont inférieures à celles observées dans le faisceau de  $K_L^0$ . Nous nous concentrons plus sur ces dernières, en effet leur amplitude plus importante, et la statistique plus importante à  $T_{AM} > 0$  disponible rendra plus facile la mise en évidence des caractéristiques fines de la perturbation.

### 14.1.3 Cohérence et uniformité du phénomène

Nous avons mentionné que ces études tirent leur origine dans l'observation d'une augmentation du bruit cohérent dans le LAC. La nature cohérente de la perturbation des pieds-taux peut être prouvée comme suit. Nous définissons événement par événement, pour les déclenchements aléatoires, la quantité suivante :

$$S_{LAC}^{alt} = \sum_{\text{canal } i} (-1)^i c_i$$

Si tous les canaux sont perturbés de la même manière, alors  $S_{LAC}^{alt}$  doit rester en moyenne constante quelque soit la valeur de  $T_{AM}$ . La figure 14.3 montre en effet que cette somme alternée reste en moyenne constante en fonction du temps dans la mémoire analogique, en  $K_L^0$  comme en  $K_S^0$  : la cohérence du phénomène est ainsi directement mise en évidence.

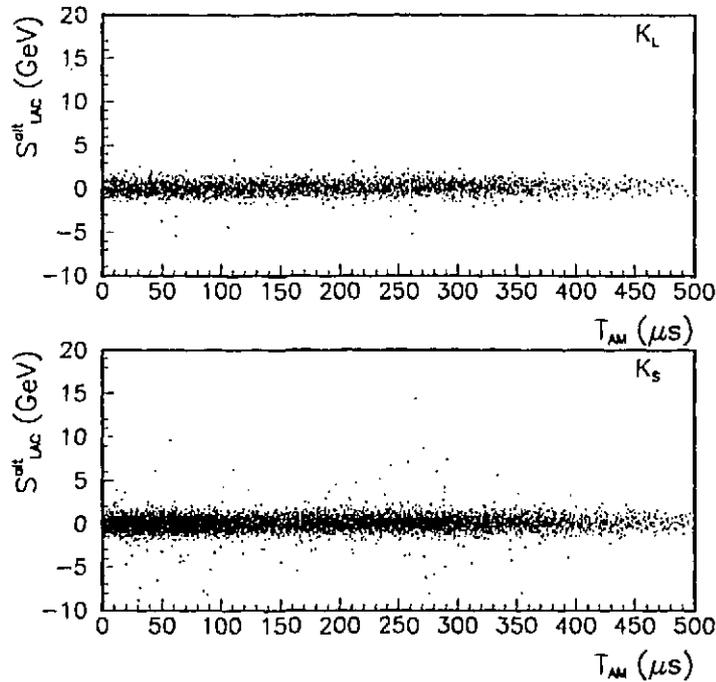


Figure 14.3: Variation de  $S_{LAC}^{alt}$  en fonction de  $T_{AM}$  pour les déclenchements aléatoires enregistrés dans chaque faisceau.

Si la perturbation est cohérente, elle n'en est pas pour autant uniforme. Nous avons mis en effet en évidence une variation de l'amplitude des variations de pieds-taux en fonction de la position du canal. La figure 14.4 montre les pieds-taux moyens pour un demi-plan du LAC en fonction du numéro du canal. Il apparaît une modulation de ces variations. Celle-ci présente une période voisine de 24, ce qui semble montrer une relation entre la perturbation et la position de la voie sur la carte d'échantillonnage (il y a 24 voies par carte). D'autre part, à cette modulation sur 24 voies vient s'en ajouter une autre, qui fait apparaître des groupes de 96 voies et qui indique une perturbation variable d'une carte d'ADC à l'autre. Notons que les effets liés aux particules fortuites du faisceau présentent une modulation donnée par la position du canal par rapport au

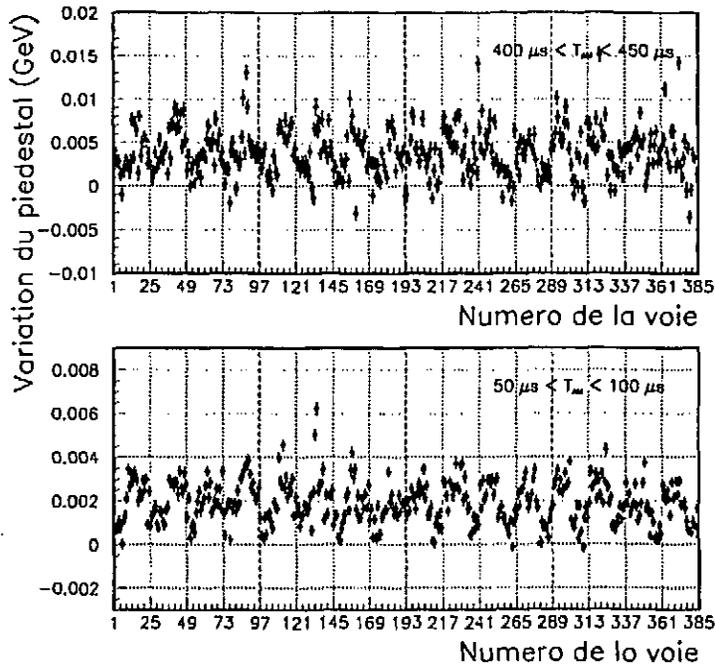


Figure 14.4: Variations des pedestaux individuels par rapport à leurs valeurs calculées à  $T_{AM} = 0$ , pour deux intervalles de  $T_{AM}$ , dans le faisceau de  $K_L^0$ . Nous avons séparé les blocs de 24 et 96 voies par des lignes verticales.

centre de ce faisceau, sur la figure 14.4 celui-ci est situé aux canaux 96 et 288. La période 24 est donc bien spécifique de la perturbation et d'elle seule.

## 14.2 Une approche plus détaillée du phénomène

Un progrès important dans la compréhension de la variation des pedestaux a été réalisé en utilisant une autre variable que la moyenne des pedestaux individuels. En effet, nous avons démontré que le phénomène présente un caractère cohérent. Il est donc dans ce cas avantageux de considérer la somme des énergies de canaux du LAC et d'en étudier les variations plutôt que de considérer les pedestaux individuels. On gagne ainsi sur la résolution de la description du phénomène un facteur qui vaut  $\sqrt{N_{canaux}}$ . Le LAC ayant 1536 canaux, ce facteur vaut donc environ 40 ce qui permet donc un gain substantiel.

Sur la figure 14.5 nous avons présenté la distribution de l'énergie totale dans le LAC,  $E_{LAC}$ , en fonction du temps passé dans la mémoire analogique, pour des événements pris en faisceau  $K_S^0$  et  $K_L^0$ . Ces figures appellent plusieurs commentaires. En premier lieu, nous pouvons remarquer la présence de bifurcations dans l'évolution de l'énergie en fonction de  $T_{AM}$ . Celles-ci pourraient indiquer que  $T_{AM}$  n'est pas la seule variable dont dépend la perturbation.

D'autre part, nous avons comparé les distributions de l'énergie totale, en faisceau  $K_L^0$  et  $K_S^0$  pour les événements avec  $T_{AM} = 0$  sur la figure 14.6. Les valeurs moyennes de ces deux distributions apparaissent comme différentes. En effet, la différence entre le pedestal moyen

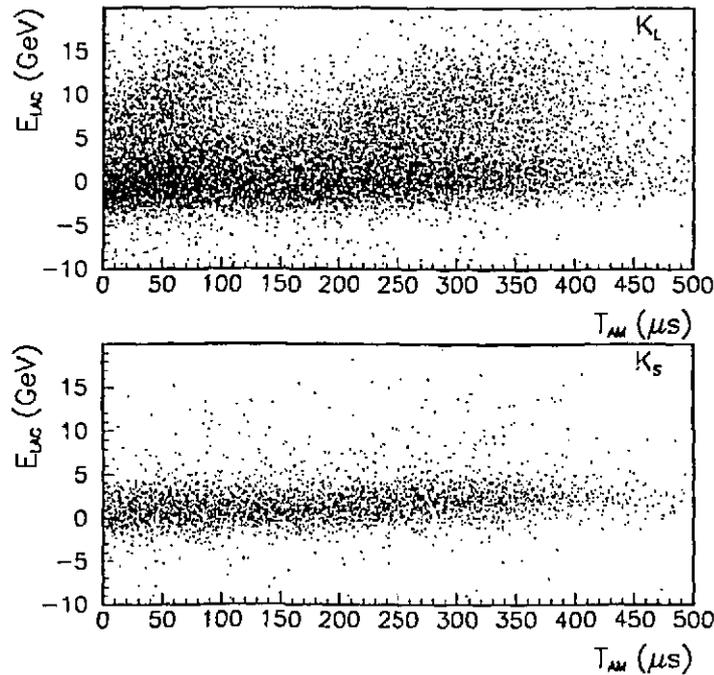


Figure 14.5: Variation de l'énergie totale dans le LAC,  $E_{LAC}$ , en fonction de  $T_{AM}$  pour les déclenchements aléatoires dans chaque faisceau.

et sa valeur réelle à  $T_{AM} = 0$  n'est pas la même en faisceau de  $K_L^0$  et en faisceau de  $K_S^0$ . La différence la plus importante entre ces deux distributions est la présence pour les événements du faisceau de  $K_L^0$  d'une fraction d'événements avec une énergie totale comprise entre 0 et 6 GeV nettement plus élevée que dans le faisceau de  $K_S^0$  dans l'intervalle d'énergie correspondant (entre 2 et 8 GeV environ). Nous pouvons donc en conclure que les événements aléatoires avec  $T_{AM} = 0$  sont aussi perturbés, ou tout du moins qu'il le sont dans une fraction plus importante dans le faisceau de  $K_L^0$  que le lot semblable dans le faisceau de  $K_S^0$ .

En même temps qu'elles posent de nouveaux problèmes, les distributions montrées sur la figure 14.5 permettent d'expliquer certaines de nos observations préalables. La présence des bifurcations explique la forme inhabituellement complexe des variations des pieds de base, qui apparaît comme une moyenne entre deux comportements antagonistes, l'un sans perturbation importante, l'autre constitué de deux branches qui semblent linéaires. D'autre part, il apparaît que l'aspect des variations de l'énergie totale est similaire dans les deux faisceaux. La différence entre les variations moyennes des pieds de base dans les deux faisceaux provient d'une répartition différente des événements entre les catégories perturbée et non perturbée. La fraction relative des événements perturbés plus faible en faisceau de  $K_S^0$  qu'en  $K_L^0$  explique en effet que l'énergie totale moyenne (représentée par le pied de base moyen) varie moins en  $K_S^0$  qu'en  $K_L^0$ . Dans la suite, nous nous concentrerons plus spécialement sur les événements enregistrés en  $K_L^0$ , sauf mention spéciale.

Nous pouvons enfin remarquer que la première des deux "branches" perturbées s'arrête après 150  $\mu s$  environ. Ce temps est du même ordre que la durée caractéristique prise par le module

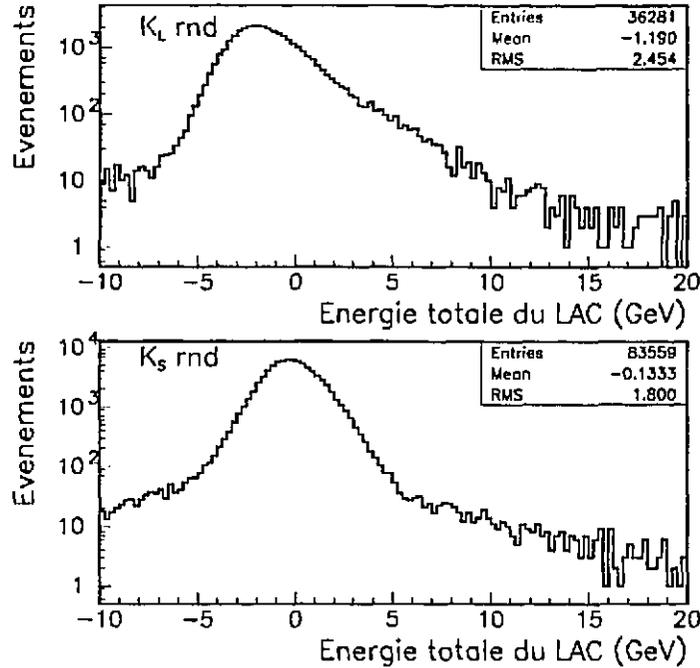


Figure 14.6: Distributions de l'énergie totale du LAC pour les déclenchements aléatoires enregistrés en  $K_L^0$  et en  $K_S^0$  n'ayant pas attendu dans la mémoire analogique.

AFBI pour traiter un événement. D'autre part les événements situés dans la première branche perturbée ( $T_{AM} < 150\mu s$ ) apparaissent plus rares en  $K_S^0$  qu'en  $K_L^0$ . Or le taux de réjection du module AFBI est plus important en  $K_L^0$  qu'en  $K_S^0$ , puisqu'il est destiné à rejeter en ligne les événements des modes  $\pi e \nu$  et  $\pi^0 \pi^0 \pi^0$  principalement, présents uniquement en  $K_L^0$ . Ces deux observations nous ont conduits à penser que les événements de la première branche perturbée ont été précédés par un déclenchement rejeté au niveau du module AFBI.

### 14.3 Examen d'autres catégories d'événements

Les variations d'énergie dans la mémoire analogique que nous observons pour les événements aléatoires sont complexes, et nous pouvons légitimement nous poser la question de savoir si elles ne seraient pas spécifiques de ce mode de déclenchement, d'une manière ou d'une autre. Nous avons pour y répondre examiné d'une part les événements de physique, et d'autre part une autre catégorie d'événements de calibration. Par analogie avec ce qui précède, nous avons essayé, dans ces deux cas, de construire une variable qui reflète avec une suffisamment bonne résolution les variations des pedestaux.

#### 14.3.1 Aspects de la perturbation dans les événements $\pi^+ \pi^-$ et $\pi^0 \pi^0$

Les quantités physiques mesurées dans l'expérience qui dépendent des informations calorimétriques sont affectées par ces variations, certaines directement comme les énergies calorimétriques,

d'autres moins directement par exemple les masses invariantes des  $\pi^0$  pour les déclenchements neutres et la masse invariante du système  $\pi^+\pi^-$  pour les chargés,

Toutefois, pour mettre en évidence en particulier les bifurcations de la variation de l'énergie en fonction de  $T_{AM}$  ces variables ne permettent pas d'obtenir la résolution suffisante. Dans le cas des énergies calorimétriques, elles varient clairement trop d'un événement à l'autre par rapport aux variations de l'ordre de 1 % au maximum qu'introduisent les variations des pieds-taux. En ce qui concerne les quantités reconstruites, la situation est un peu différente. Elles sont basées sur des mesures utilisant un nombre de canaux petit devant leur nombre total. Par exemple pour les neutres, 200 canaux du LAC environ (et 100 pour les chargés) sur le total de 1536 sont utilisés en moyenne donc la cohérence apporte un gain en définition 3 fois moins important environ que dans le cas de l'énergie calorimétrique totale des événements aléatoires. De plus il faut tenir compte des résolutions intrinsèques sur les mesures de ces quantités et de leur sensibilités aux variations des pieds-taux. Par exemple, pour la masse invariante du système  $\pi^+\pi^-$  la résolution est d'environ 20 MeV, soit environ 4% en valeur relative. La variation relative d'énergie due à la perturbation est inférieure à 1%. Si nous tenons compte de la perte en définition sur la perturbation déjà mentionnée et de la répartition des événements entre perturbés et non perturbés, nous voyons qu'il n'est pas possible de mettre en évidence en utilisant ces quantités la structure complexe de la perturbation. Nous reviendrons au chapitre suivant sur les conséquences de ces variations pour la mesure de  $\mathcal{R}$ .

Ces différents facteurs rendent nécessaire l'utilisation d'une autre quantité, si elle existe. Dans le même esprit que pour les déclenchements aléatoires, nous avons étudié les variations de l'énergie résiduelle dans les événements de physique. Celle-ci constitue une information biaisée par rapport à l'énergie totale des événements aléatoires, dans la mesure où pour les événements de physique a lieu une suppression en lignes des canaux vides. Néanmoins, par exemple autour des gerbes à cause de la logique de voisinage de la suppression de canaux vides, une fraction assez importante des canaux sont lus sans avoir été réellement touchés. La somme des énergies de ces canaux est appelée énergie non assignée.

Les variations de cette quantité en fonction du temps dans la mémoire analogique sont indiquées sur la figure 14.7, pour laquelle nous avons sélectionné des événements neutres satisfaisant les coupures de l'analyse ce qui limite la fraction des événements avec un photon supplémentaire non reconstruits, provenant principalement du mode  $\pi^0\pi^0\pi^0$ . L'aspect de ces distributions est fortement semblable à celles obtenues pour les déclenchements aléatoires, mais l'identification de bifurcations est plus difficile, du fait du grand nombre de canaux non lus.

### 14.3.2 Aspects de la perturbation sur d'autres événements de calibration

Nous avons toutefois à notre disposition une autre catégorie d'événements de calibrations qui nous a permis d'aller plus loin. Il s'agit des événements pour lesquels on injecte une charge déterminée dans certains canaux du LAC, utilisés pour calculer les sensibilités de ceux-ci. Nous les appellerons les événements Capal. Nous avons déjà brièvement rappelé l'existence de huit dispositions alternées des canaux où la charge est injectée. Pour chaque disposition, en fait, la moitié du calorimètre est vide, aux particules fortuites près. La charge est injectée dans chaque cas à partir d'une capacité différente, mais connue, et varie donc d'un cas à l'autre.

Nous avons alors défini deux variables caractérisant le contenu du LAC, la première, notée  $E_{vide}^{tot}$  est l'énergie totale dans les parties vides du calorimètre, l'autre est l'énergie totale injectée, que nous avons appelée  $E_{inj}^{tot}$ . Nous avons dans la suite corrigé les valeurs de  $E_{inj}^{tot}$  pour les variations dues aux différences entre les capacités dont les charges sont injectées dans les différentes catégories.  $E_{vide}^{tot}$  est une somme sur 768 canaux,  $E_{inj}^{tot}$  porte sur 192 canaux seulement. La figure 14.8 nous indique que les variations de  $E_{vide}^{tot}$  en fonction de  $T_{AM}$  sont identiques à ce que nous

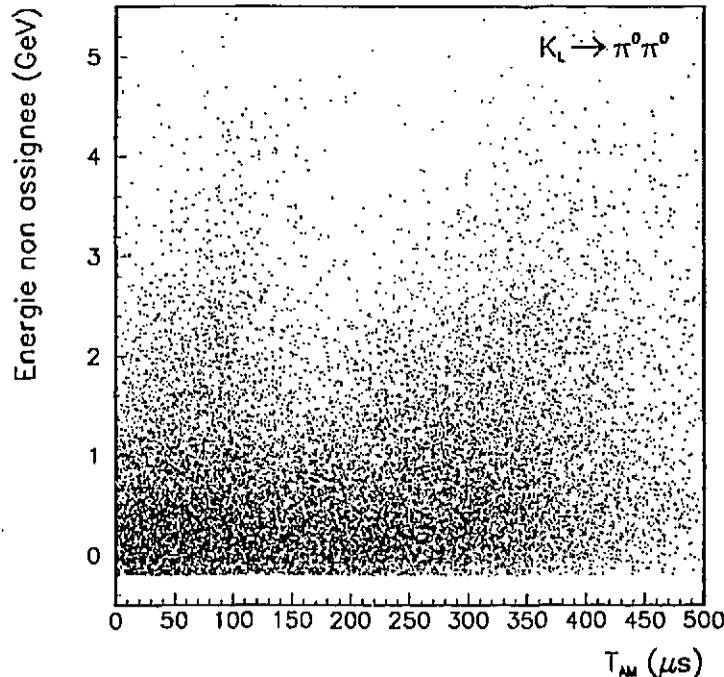


Figure 14.7: Distributions de l'énergie non assignée du LAC en fonction de  $T_{AM}$  pour les candidats  $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$  de l'analyse.

avons constaté dans le cas des déclenchements aléatoires.

Seules les valeurs moyennes des énergies diffèrent quelque peu ; ceci est dû à des phénomènes de diaphonie lors de l'injection de la charge. De plus si nous représentons ces deux variables l'une en fonction de l'autre, comme sur la figure 14.9, nous pouvons vérifier directement, événement par événement que pour les événements où le piedestal est perturbé la perturbation est également présente pour les canaux où une énergie est déposée : les événements pour lesquels  $E_{tot}^{vide}$  est perturbé présentent également une valeur de  $E_{tot}^{inj}$  supérieure à la moyenne. De plus les déviations de ces deux quantités par rapport à leur moyennes sont dans le rapport attendu de 4 (c'est-à-dire 768/192).

Ceci démontre que la perturbation des énergies que nous avons mise en évidence à partir de l'étude des déclenchements aléatoire, pour complexe qu'elle soit n'en affecte pas moins toutes les catégories d'événements de la même manière. Après des investigations infructueuses pour tenter de comprendre le phénomène à partir du fonctionnement des cartes d'échantillonnage, nous avons été conduits à nous intéresser à l'étude des variations d'énergie en conjonction avec les informations sur l'état du système qu'on peut déduire lorsqu'on a accès aux informations du déclenchement précédent.

#### 14.4 Analyse avec le (les) déclenchement(s) précédent(s)

Nous avons mentionné que l'explication de la présence de bifurcations dans l'évolution de l'énergie en fonction de  $T_{AM}$  pourrait par exemple nécessiter d'autres variables que  $T_{AM}$ . C'est

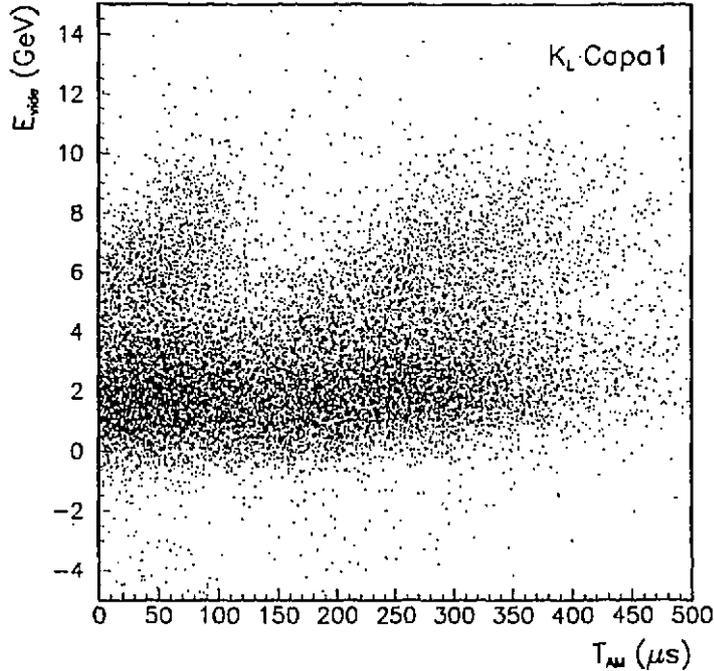


Figure 14.8: Variations de  $E_{vide}$  (énergie dans les parties vides du LAC pour les déclenchements Capa1) en fonction de  $T_{AM}$ , pour les événements Capa1 enregistrés en  $K_L^0$ . On remarque la même structure que celle exhibée par la figure 14.5.

à partir de la connaissance de quantités relatives à l'événement lui-même et simultanément à celui (ou ceux) qui le précède que nous avons pu mieux comprendre la perturbation. Dans un premier temps, nous allons présenter les différentes quantités que nous avons pu utiliser.

#### 14.4.1 Les différents compteurs du déclenchement

Un certain nombre d'informations périphériques sont enregistrées lors de l'acquisition d'un événement. Parmi ces compteurs, deux ont été très importants pour l'expérience : ceux qui permettent une mesure de l'intensité instantanée du faisceau. Comme nous l'avons expliqué précédemment, il s'agit de deux compteurs, l'un mesurant le temps écoulé depuis le précédent signal  $T$ , noté dans la suite  $T_{SLE}$ , et l'autre comptant pendant cet intervalle les coups dans un hodoscope placé en aval dans le faisceau.

De plus, lors de la prise des données de 1989, le système assurant la surveillance du déclenchement a été élargi par la mise en fonctionnement progressive de plusieurs autres compteurs. L'un s'est montré d'une importance capitale pour la suite. Il comptait le nombre de signaux  $W$  émis depuis le début du déversement, que nous noterons  $N_W$  dans la suite. L'importance de ce compteur pour nous est que dans la chaîne d'acquisition des données, les événements sont ultérieurement mélangés par rapport à l'ordre chronologique de leur enregistrement. De manière simplifiée, plusieurs événements sont stockés dans une mémoire temporaire, en attendant la décision du dernier niveau du déclenchement, qui peut arriver plus ou moins vite suivant la complexité de ceux-ci, puis transférés si celle-ci est positive dans une seconde mémoire LIFO.

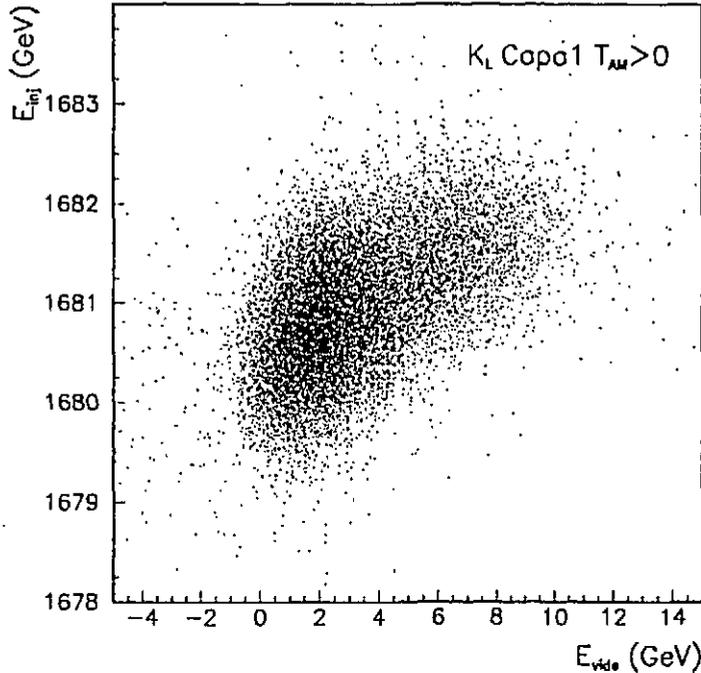


Figure 14.9: Distribution de l'énergie totale injectée  $E_{inj}$  en fonction de  $E_{vide}$  pour les déclenchements Cap01 enregistrés en  $K_L^0$ , ayant attendu dans la mémoire analogique. On remarque que les déviations par rapport à leurs moyennes des deux quantités sont corrélées, ce qui indique qu'elles ont une origine commune. Pour la branche avec les grandes valeurs de  $E_{vide}$  (entre 8 et 10 GeV), les déviations de  $E_{vide}$  et  $E_{inj}$  sont dans un rapport approximativement égal à 4 entre elles.

Nous ne pouvons donc savoir quel est l'événement (accepté) qui précède un événement donné qu'en ordonnant déversement par déversement les événements suivant  $N_W$  qui est bien sur croissant pendant un déversement.

Entre deux événements écrits sur bande peut bien sur s'être intercalé un (ou plusieurs) déclenchement ayant atteint le niveau  $W$  mais rejeté par la partie asynchrone du déclenchement. Ceci est signalé par un décalage supérieur à l'unité entre les valeurs de  $N_W$  pour ces deux événements. La distribution des valeurs que prend cette différence, notée  $\Delta(N_W)$  dans la suite, est donnée par la figure 14.10. A partir de cette figure, nous pouvons déterminer qu'environ 30% des événements sont précédés par un  $W$  accepté (et donc écrit sur bande).

Pour les analyses utilisant le ou les événement(s) précédent(s) nous avons dû traiter l'ensemble des données correspondant aux minipériodes 9 à 12, 14 à 22 et 24 à 37, à partir des données brutes (soit environ 3000 cassettes IBM 3480). Nous avons ordonné les événements dans chaque déversement suivant  $N_W$ , puis retranscrit sur une liste séparée des informations (des différents compteurs comme  $T_{AM}$ ,  $T_{SLE}$ ,  $N_W$ , les numéros des événements,...) pour chaque événement ainsi que pour les deux qui le précèdent dans le déversement. Par simplicité, nous n'avons écrit ces informations que pour les événements écrits dans les MINI-DST, et les déclenchements aléatoires. Nous avons pour faire les analyses relu simultanément ces listes et les MINI-DST ; la

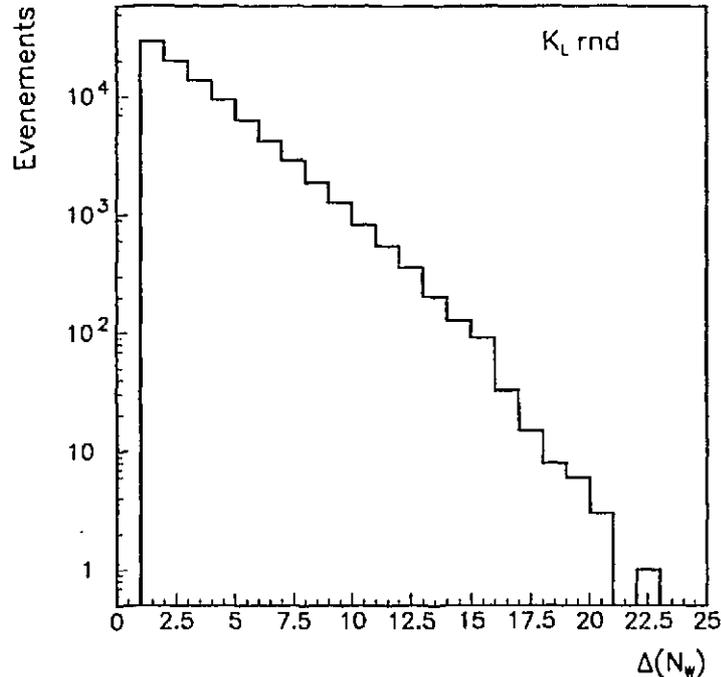


Figure 14.10: Distribution de  $\Delta(N_w)$  pour les déclenchements aléatoires enregistrés en  $K_L^0$

présence d'informations redondantes a vérifié la cohérence de la méthode. La connaissance des mesures des compteurs pour le (ou les) déclenchements précédant un événement étudié nous a permis de contraindre le fonctionnement du système. Nous avons ainsi pu mettre en évidence de nouvelles caractéristiques de la perturbation des énergies dans la mémoire analogique. Pour conduire cette analyse il a été tout d'abord nécessaire d'introduire plusieurs nouvelles variables.

#### 14.4.2 Définitions de nouvelles variables

La connaissance d'informations concernant le déclenchement nous a permis de montrer tout d'abord que le temps mis par le système pour traiter un événement, noté  $T_{total}$ , est proportionnel à la taille de la mémoire occupée par les informations relatives à ce déclenchement. Ce temps total correspond au maximum qu'un déclenchement ultérieur pourrait attendre dans la mémoire analogique. Ce comportement est indiqué par la figure 14.11 où nous avons présenté la distribution de  $T_{AM}$  en fonction du nombre de mots écrits sur la bande pour l'événement précédent (qui mesure la longueur de mémoire occupée par celui-ci). Ce point peut être expliqué si l'étape limitante (ou les étapes limitantes) du traitement de l'événement est le transfert ou l'écriture de ces mots dans ou vers la mémoire digitale de l'acquisition. Nous avons à partir de cette figure déduit que la relation empirique permettant de calculer  $T_{total}$  à partir du nombre de mots  $N_{mots}$  est dans une bonne approximation linéaire :

$$T_{total} = \alpha * N_{mots} + \beta$$

Nous avons examiné en fixant la longueur du déclenchement précédent, la distribution de  $T_{AM}$ , présentée sur la figure 14.12. Les événements avec les plus grandes valeurs de  $T_{AM}$  corres-

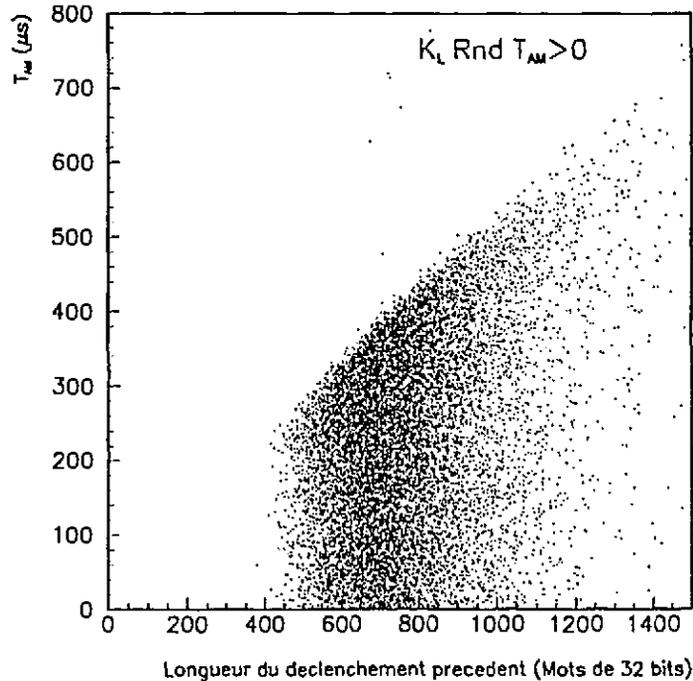


Figure 14.11: Distributions de  $T_{AM}$  en fonction de la longueur du déclenchement précédent, pour les déclenchements aléatoires enregistrés en  $K_L^0$  tels que  $\Delta(N_W) = 1$  et ayant attendu dans la mémoire analogique.

pondent à ceux qui sont arrivés un temps très court après le début de la digitisation de l'événement précédent. Inversement, ceux qui ont des valeurs de  $T_{AM}$  proches de 0 sont arrivés après un délai comparable au temps de traitement de l'événement précédent. En inversant l'axe temporel de cette distribution, nous retrouvons en fait une forme exponentielle, caractéristique de l'intervalle séparant deux occurrences d'un phénomène dont le taux est constant.

Les paramètres  $\alpha$  et  $\beta$  peuvent être déterminés en examinant des distributions similaires à celle de la figure 14.12 pour différentes valeurs de  $N_{mots}$ , et en déterminant les valeurs maximales que prend  $T_{AM}$ . Nous avons ainsi mesuré les valeurs suivantes :

$$\alpha \approx .5\mu s/mot$$

$$\beta \approx 20\mu s$$

La précision sur ces valeurs est difficile à estimer. Cette méthode présente en effet des inconvénients d'ordre systématiques et statistiques. En effet, si nous utilisons une sélection large sur  $N_{mots}$ , la précision statistique sur le maximum de  $T_{AM}$  est meilleure mais par ailleurs elle est systématiquement biaisée par la distribution de  $N_{mots}$  dans l'intervalle considéré : il est difficile de savoir à quelle valeur de  $N_{mots}$  le maximum correspond. Par ailleurs, une sélection sur un intervalle plus étroit pour pallier à l'inconvénient évoqué plus haut réduit trop la statistique pour que la détermination du maximum soit suffisamment précise. Nous avons toutefois pu examiner plus en détail la détermination de ces paramètres. Pour cela, il est nécessaire de définir de nouvelles variables.

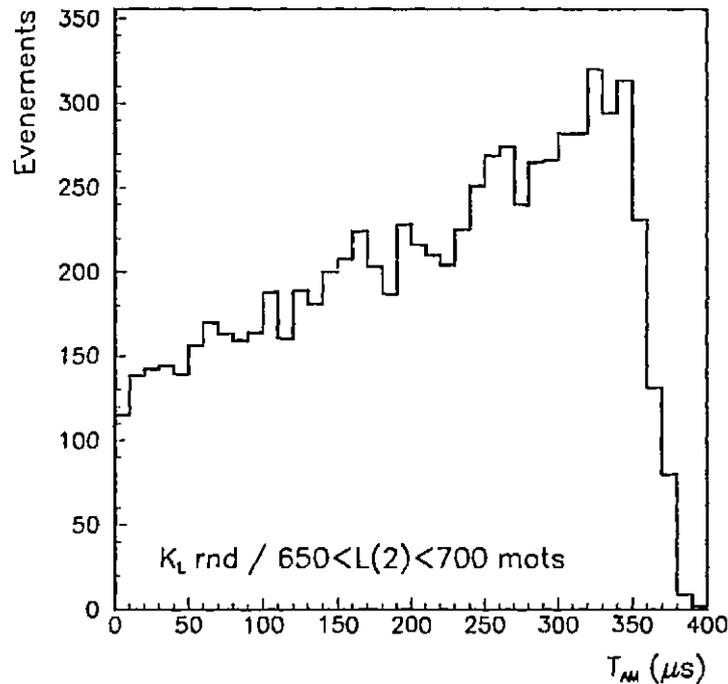


Figure 14.12: Distributions de  $T_{AM}$  pour les déclenchements aléatoires enregistrés en  $K_L^0$  tels que  $\Delta(N_W) = 1$  et pour lesquels la longueur de l'événement précédent (notée  $L(2)$ ) est comprise entre 650 et 700 mots.

Nous avons défini une nouvelle variable mesurant le temps écoulé entre l'émission de  $STEC$  pour un premier événement (qui commande la réouverture du déclenchement) et l'émission du signal  $W$  pour l'événement suivant (que nous étudions). Cette variable sera notée  $T_{STEC}$ . Appelons (1) l'événement étudié et (2) le déclenchement qui le précède. La figure 14.13 donne un schéma de la chronologie des signaux pour trois déclenchements consécutifs sur lequel les différentes variables temporelles ont été également indiquées. L'intervalle séparant  $W$  et  $STEC$  pour (1) est  $T_{AM}(1)$ ; d'autre part  $STEC$  pour (1) est synchronisée de  $END$  pour (2). Nous avons indiqué que l'on peut calculer l'intervalle de temps séparant  $END$  et  $W$  pour (2).  $T_{STEC}$  s'exprime donc simplement par :

$$T_{STEC}(1) = T_{total}(2) - T_{AM}(1)$$

Cette nouvelle variable peut être dans certaines circonstances comparée avec une autre quantité mesurée dans l'expérience: le temps écoulé depuis le précédent signal  $T$ ,  $T_{SLE}$ . Dans la situation du diagramme 14.13, si  $T_{AM}(2) > 0$  le système interdit les déclenchements ultérieurs, jusqu'à la fin du traitement de l'événement (3). Ensuite, entre autre, l'horloge mesurant  $T_{SLE}$  est libérée. Quand aucun déclenchement n'a atteint le niveau  $T$  entre les événements (2) et (1) considérés ici, nous pouvons écrire au décalage entre  $T$  et  $W$  près:  $T_{SLE}(1) = T_{STEC}(1)$ . Dans le cas contraire, cette égalité est remplacée par l'inégalité:  $T_{SLE}(1) < T_{STEC}(1)$ . Pour vérifier ces relations nous avons représenté sur la figure 14.14 les valeurs  $T_{STEC}(1)$  en fonction de  $T_{SLE}(1)$ . La concentration au voisinage de la première diagonale correspond au premier cas

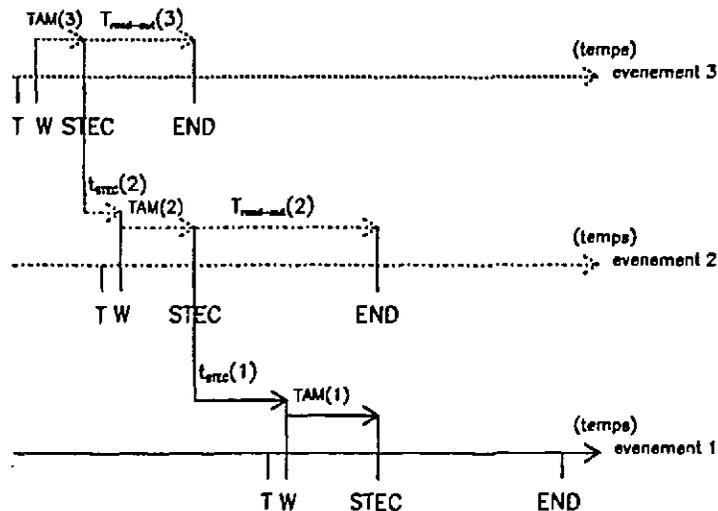


Figure 14.13: Schéma de la succession temporelle des signaux de notre système de déclenchement, pour trois déclenchements consécutifs (l'ordre temporel est 3 - 2 - 1). Les définitions des variables  $T_{AM}$  et  $STEC$  sont indiquées.

évoqué plus haut. Sur la même figure nous avons indiqué en fonction de  $T_{SLE}(1)$  et  $T_{STEC}(1)$  la fraction d'événements pour lesquels  $T_{SLE}(1) \approx T_{STEC}(1)$ .

Les variables  $T_{total}$  et  $T_{STEC}$  n'ont pas été mesurées dans l'expérience; c'est pourquoi nous sommes réduits à les calculer quand c'est possible. Nous montrerons en particulier que  $T_{STEC}(1)$  est une variable importante pour comprendre la perturbation de l'énergie. Le premier intérêt de la comparaison entre  $T_{SLE}$  et  $T_{STEC}$  est que  $T_{SLE}(1)$  est disponible aussi pour des événements avec  $\Delta(N_W) > 1$ , ou  $T_{AM}(1) = 0$ , situations dans lesquelles  $T_{STEC}(1)$  ne peut être déterminé. Nous pouvons alors retenir qu'un bin de  $T_{SLE}(1)$  contient environ 30% d'événements avec  $T_{STEC}(1) = T_{SLE}(1)$ , la fraction restante, 70% environ, étant constituée d'événements pour lesquels  $T_{STEC}(1) > T_{SLE}(1)$ . Nous avons maintenant défini les notions que nous allons utiliser dans la suite de notre étude. Nous avons tout d'abord utilisé cette relation entre  $T_{STEC}$  et  $T_{SLE}$  pour déterminer plus précisément les paramètres  $\alpha$  et  $\beta$ .

### 14.4.3 Détermination des paramètres $\alpha$ et $\beta$

Nous avons montré que, pour une fraction des événements,  $T_{SLE} = T_{STEC}$ . Nous pouvons réécrire cette équation :

$$T_{AM}(1) + T_{SLE}(1) = T_{total}(2)$$

Pour une valeur fixée de la longueur de l'événement (2) nous avons tracé la distribution de  $T_{AM}(1) + T_{SLE}(1)$  sur la figure 14.15, qui présente un pic pour les événements discutés ci-dessus et une distribution plus plate pour ceux entre lesquels un déclenchement supplémentaire s'est intercalé. La position d'un pic est plus facile à mesurer qu'un seuil, et la mesure est plus précise à statistique égale. Nous avons ajusté les paramètres de la définition de  $T_{STEC}$  à partir des positions moyennes des pics pour différentes valeurs de la longueur de l'événement (2). Les

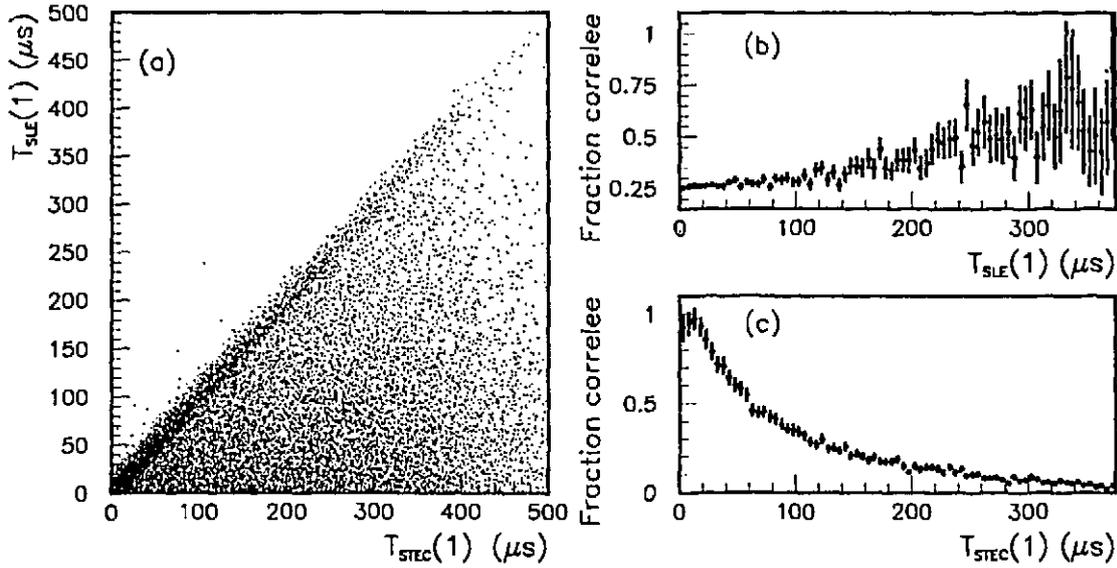


Figure 14.14: (a) Distributions de  $T_{STEC}(1)$  en fonction de  $T_{SLE}(1)$  pour les déclenchements aléatoires enregistrés en  $K_L^0$  tels que  $\Delta(N_W) = 1$  et  $T_{AM} > 0$ . En (b) et en (c) nous avons représenté la fraction des événements pour lesquels ces deux quantités sont comparables (c'est-à-dire leur différence vaut moins de  $15 \mu s$ ), notée fraction corrélée.

points de mesure présentés sur la figure 14.16 sont en bon accord avec une dépendance linéaire entre  $T_{STEC}$  et la longueur de l'événement (2).

Ceci nous fournit la mesure des paramètres recherchés suivante :

$$\alpha = (.508 \pm .004) \mu s / \text{mot}$$

$$\beta = (20.5 \pm 1.6) \mu s$$

Nous avons de plus constaté dans le cas, peu probable, où (2) est un événement de calibration les valeurs des paramètres sont différentes :

$$\alpha' = (.30 \pm .01) \mu s / \text{mot}$$

$$\beta' = (481 \pm 14.) \mu s$$

Dans ces valeurs, comme précédemment, les erreurs données sont purement statistiques. Nous pouvons expliquer la différence avec les paramètres  $\alpha$  et  $\beta$  précédemment trouvés de la manière suivante. Le nombre de mots occupés par les informations d'un événement se décompose en différents blocs d'information correspondant aux différents détecteurs ou compteurs. Le bloc dominant est celui qui contient les mots des ADC pour les calorimètres, LAC et HAC, le second (par ordre d'importance) étant celui contenant les mots du TRD et des ZTDC. Pour les événements de calibration, tous les canaux des calorimètres sont écrits; il n'y a pas de suppression de canaux vides. Il en va de même pour le TRD. Par contre seuls les canaux des ZTDC ayant déclenché sont écrits, ce qui introduit une différence entre les différentes catégories de déclenchements de calibrations. En effet, pour les déclenchements aléatoires, peu de canaux du

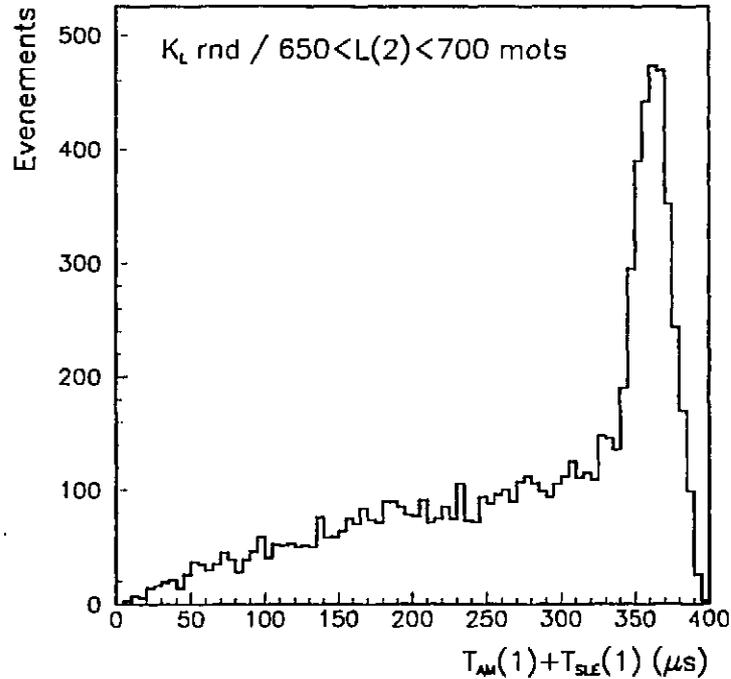


Figure 14.15: Distributions de  $T_{AM}(1) + T_{SLE}(1)$  pour les déclenchements aléatoires enregistrés en  $K_L^0$  tels que  $\Delta(N_W) = 1$  et pour lesquels la longueur de l'événement précédent (notée  $L(2)$ ) est comprise entre 650 et 700 mots.

calorimètres ont une énergie suffisante pour déclencher le canal des ZTDC correspondant. Au contraire, pour les événements CAPA 1, comme la charge est injectée dans un canal sur quatre, dans un demi calorimètre, la moitié des canaux des ZTDC du LAC sont en principe déclenchés. Enfin, pour les événements utilisés pour la calibration fine du HAC où une impulsion laser est envoyée dans chaque bande, tous les ZTDC du HAC sont déclenchés à leur tour. Il en résulte une longueur totale distribuée au voisinage des 3 valeurs correspondant aux trois cas évoqués ci-dessus (les fluctuations étant dues, dans les deux derniers cas, aux parties vides des calorimètres, où une accidentelle peut déclencher des canaux des ZTDC supplémentaires). Les variations du temps total d'écriture d'une catégorie à l'autre sont donc dues pour l'essentiel aux différences entre le nombre de mots provenant des ZTDC; c'est en fait le temps de lecture de ces mots qui est paramétrisé ici. Notons que pour les déclenchements aléatoires, pour lesquels le nombre de mot des ZTDC est minimal, les deux paramétrisations donnent des résultats compatibles (à  $5\mu s$  près). Nous utiliserons ces deux paramétrisations dans la suite suivant la longueur de l'événement (2).

La différence entre la valeur de  $\beta$  donnée ci-dessus et celle estimée au paragraphe précédent est d'origine systématique. En effet, nous avons utilisé ici un pic dont la largeur est d'environ 10 à  $20\mu s$  alors que nous utilisons un maximum, d'où un décalage du même ordre que la largeur du pic entre les deux mesures. Pour éviter de calculer des valeurs de  $T_{STEC}$  négatives de ce fait, nous avons ajouté  $10\mu s$  aux valeurs des intercepts donnés ci-dessus. Ce point montre bien qu'il existe une indétermination systématique de  $\beta$ . En effet, si nous représentons la distribution

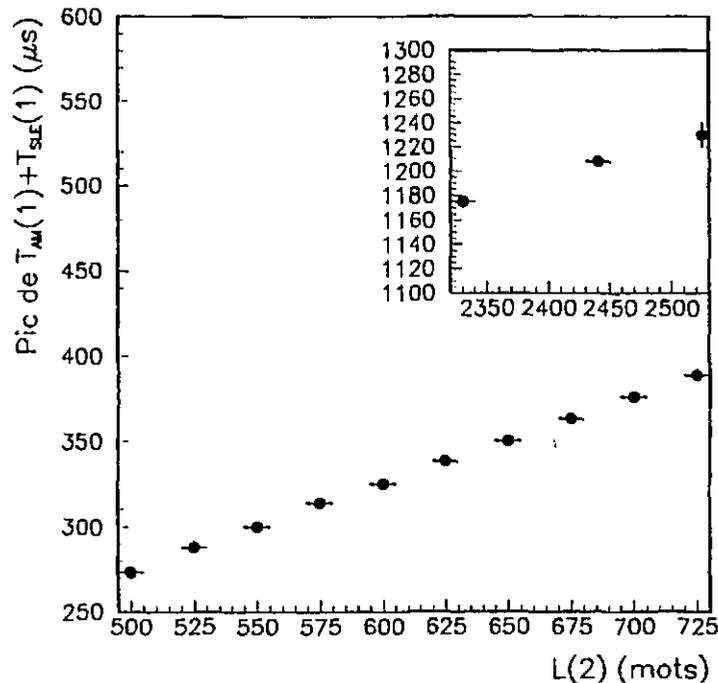


Figure 14.16: Positions du pic de la distribution de  $T_{AM}(1) + T_{SLE}(1)$  pour les déclenchements aléatoires enregistrés en  $K_L^0$ , tels que  $\Delta(N_W) = 1$  en fonction de la longueur de l'événement précédent (notée  $L(2)$ ). La partie correspondant aux événements de calibration est indiquée dans le coin supérieur droit.

de la différence entre  $T_{STEC}(1)$  et  $T_{SLE}(1)$ , nous observons un pic large compris entre  $-20$  et  $+20 \mu s$ . En fait, une réalité plus complexe est indiquée par la largeur de cette distribution. Nous avons réparti les événements en 4 catégories suivant que l'événement (2) a attendu ou non dans la mémoire analogique et que l'événement (3), qui le précède, a été accepté ou rejeté. Les distributions de  $T_{STEC}(1) - T_{SLE}(1)$  pour ces 4 catégories sont représentées sur la figure 14.17. Sur la figure 14.17-b, le pic de la distribution paraît décalé d'environ  $+10 \mu s$  apparaît par rapport à la figure 14.17-a. Un décalage d'environ  $-5 \mu s$  apparaît entre les pics des figures 14.17-a et c. Enfin, la figure 14.17-d présente deux pics. Si nous imposons en plus  $T_{AM}(2) > 250 \mu s$ , alors du fait de son temps de traitement nous pouvons affirmer que l'événement (3) est toujours rejeté par le filtre. Dans ce cas, comme l'indique la figure 14.17-d, seul le premier des deux pics subsiste. Nous pouvons également noter que dans ce cas, il est à une position similaire à celui de la la figure 14.17-b. Nous avons également observé une différence entre ces distributions suivant la nature de l'événement (2) (chargé ou neutre).

Nous pouvons interpréter ces différences complexes si nous considérons que le traitement de l'événement (2) comprend en plus des étapes dominantes produisant la dépendance avec  $N_{mots}$ , plusieurs autres étapes, dont chacune prend un temps variable suivant le type de l'événement. Les différentes sélections exposées ci-dessus mettent en lumière ces différences. Des exemples peuvent être le traitement par l'AFBI, les émulateurs 168/E puis l'écriture vers le VAX. Chacune peut prendre un temps qui varie ou non avec  $N_{mots}$  mais qui diffère suivant le type de l'événement

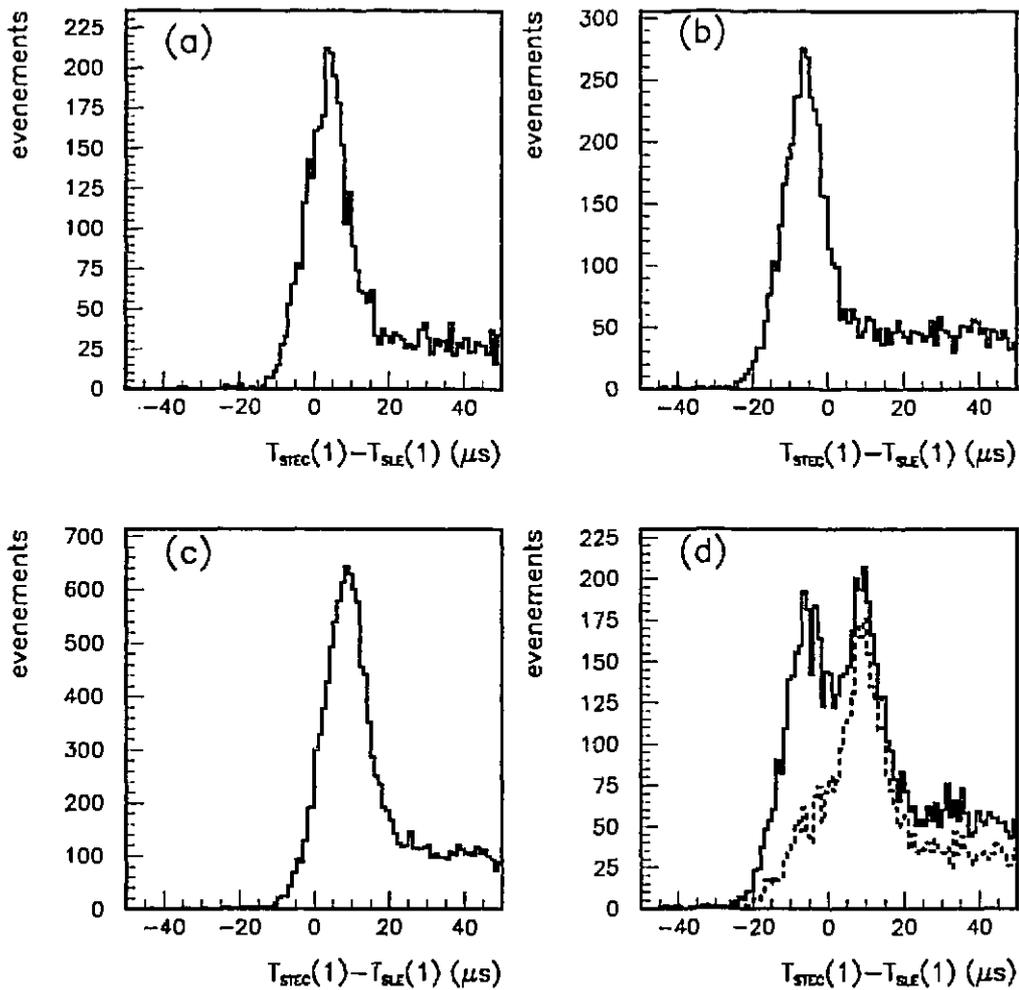


Figure 14.17: Distributions de  $T_{STEC}(1) - T_{SLE}(1)$  pour les déclenchements aléatoires enregistrés en  $K_L^0$  ayant attendu dans la mémoire analogique, précédés d'un déclenchement accepté ( $\Delta(N_W) = 1$ ) et tels que: (a) le déclenchement précédent est précédé lui-même par un déclenchement accepté et n'a pas attendu dans la mémoire analogique ( $T_{AM}(2) = 0$ ), (b) le déclenchement précédent est précédé lui-même par un déclenchement accepté et a attendu dans la mémoire analogique ( $T_{AM}(2) > 0$ ), (c) le déclenchement précédent est précédé un déclenchement rejeté et n'a pas attendu dans la mémoire analogique ( $T_{AM}(2) = 0$ ), (d) le déclenchement précédent est précédé par un déclenchement rejeté et a attendu dans la mémoire analogique ( $T_{AM}(2) > 0$ ); la courbe tiretée est obtenue lorsqu'on demande en plus  $T_{AM}(2) < 150 \mu s$ .

(2) (chargé, neutre, ...).

En conclusion nous avons pu déterminer les paramètres  $\alpha$  et  $\beta$  d'une manière bien définie, et avec une bonne précision statistique. Nous avons également rencontré une incertitude sur la détermination de  $T_{max}$  de nature systématique, indépendante de  $N_{mot}$ , et de l'ordre de  $20 \mu s$ , provenant des différentes natures possibles de l'événement (2). Nous avons cependant vérifié que cette indétermination est identique que l'événement (1) soit chargé, neutre ou encore un déclenchement aléatoire. La limitation qu'elle introduit sera donc plus réduite dans les études où l'on comparera les distributions de  $T_{STEC}$  (1) pour divers lots entre elles, que pour la résolution sur un phénomène variant avec  $T_{STEC}$  (1).

#### 14.4.4 Utilisation de ces informations pour une caractérisation de la perturbation de l'énergie

Lorsque le déclenchement précédent a été accepté, à partir des informations supplémentaires que celui-ci apporte nous avons été capables de mettre en évidence des aspects caractéristiques de la perturbation de l'énergie calorimétrique mise en évidence par le séjour des événements dans la mémoire analogique. Ceci fait l'objet d'une note interne donnée en référence, où plus de détails pourront être trouvés.

Nous avons tout d'abord pu vérifier directement que la première branche perturbée contient uniquement des événements qui suivent des événements rejetés, par son absence lorsque nous sélectionnons des événements avec  $\Delta(N_W) = 1$ , comme l'indique la figure 14.18.

Compte tenu des valeurs de  $T_{AM}$  (1) dans lesquelles cette première branche s'étend, nous pouvons démontrer qu'elle est constituée d'événements suivant un déclenchement rejeté par l'AFBI. Nous avons ensuite montré que l'existence d'une bifurcation sur ce diagramme s'explique par l'existence d'une variable gouvernant le phénomène autre que  $T_{AM}$  (1). En effet, l'énergie d'un événement n'est largement perturbée que si le déclenchement précédant cet événement a attendu dans la mémoire analogique; et de plus l'importance de la perturbation est croissante par rapport à  $T_{AM}$  (2). Les événements précédés par un déclenchement pour lequel  $T_{AM}$  (2)=0 constituent par ailleurs la branche peu perturbée du diagramme donnée en figure 14.18(b); ce point est illustré par la figure 14.19.

Nous avons d'autre part montré que l'utilisation de  $T_{STEC}$  (1) au lieu de  $T_{AM}$  (1) permet une meilleure définition de la perturbation. Les larges perturbations des informations calorimétriques d'un événement que nous avons pu observer apparaissent finalement comme résultant de la coïncidence de deux circonstances :

1. Le déclenchement correspondant à l'événement perturbé a eu lieu dans les quelques centaines de  $\mu s$  suivant le début de l'enregistrement des informations du déclenchement précédent, plus précisément:  $T_{STEC}$  (1) est inférieur à environ  $200 \mu s$ . La perturbation semble diminuer exponentiellement avec  $T_{STEC}$  (1);
2. Le déclenchement précédent a attendu dans la mémoire analogique, ce que nous pouvons écrire  $T_{AM}(2) > 0$ . Toutefois, lorsque  $T_{AM}$  (2)=0 le niveau de la perturbation varie de quelques  $GeV$  avec  $T_{STEC}$  (1) ce qui contraste avec les variations plus petites avec  $T_{AM}$  (2) pour  $T_{STEC}$  (1) supérieur à  $500 \mu s$ .

La figure 14.20 détaille la caractérisation de la perturbation de l'énergie calorimétrique, en donnant séparément les dépendances en fonction de chacun des deux paramètres  $T_{STEC}$  (1) et  $T_{AM}$  (2). Avant d'aller plus avant, nous voudrions tirer quelques conclusions de ces observations.

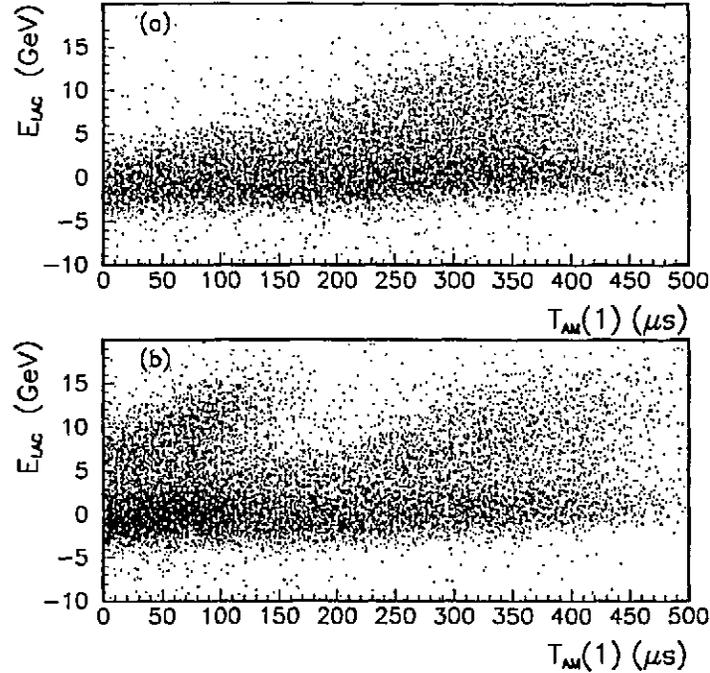


Figure 14.18: Variation de l'énergie totale dans le LAC,  $E_{LAC}$ , en fonction de  $T_{AM}$  pour les déclenchements aléatoires enregistrés dans le faisceau de  $K_L^0$  et : (a) précédés d'un déclenchement accepté ( $\Delta(N_W) = 1$ ), (b) précédés d'un déclenchement rejeté ( $\Delta(N_W) > 1$ ).

#### 14.4.5 Conséquences de ces caractéristiques

Nous pouvons d'ores et déjà noter que la condition 1 n'implique pas forcément que l'événement perturbé ait attendu dans la mémoire analogique. Ceci explique naturellement la présence d'événements perturbés avec  $T_{AM}(1) = 0$ . Nous avons vérifié ce point de plusieurs manières. Une approche directe est d'examiner les événements pour lesquels le déclenchement précédent a été accepté ayant  $T_{AM}(1) = 0$ . Nous pouvons remarquer en effet, sur la figure 14.21, que parmi ceux-ci ceux qui ont une énergie totale perturbée (c'est-à-dire de quelques  $GeV$ ) la plus grande fraction est précédée par un événement avec  $T_{AM}(2) > 0$ . De manière moins directe, mais possible sur un lot plus large, nous pouvons noter, comme l'indique la figure 14.22, que pour les événements ayant  $T_{AM}(1) = 0$  l'énergie totale moyenne varie en fonction de  $T_{SLE}(1)$ . Or c'est ce que nous attendrions en vertu de la corrélation entre  $T_{STEC}(1)$  et  $T_{SLE}(1)$ . D'autre part, nous avons déjà noté que lorsque la condition 2 n'est pas satisfaite, l'énergie peut quand même être perturbée. Ceci est indiqué par une des courbes de la figure 14.20. Cette variation n'est d'ailleurs pas autre chose que le reflet de la variation de l'énergie avec  $T_{AM}(1)$  que nous avons constatée sur la figure 14.19 (partie (a)). Nous pouvons d'autre part noter que même dans le cas où  $T_{AM}(2) = 0$ , nos conclusions sur  $T_{STEC}(1)$  comme variable déterminant la perturbation restent valables. La condition 1 apparaît donc comme nécessaire à l'apparition de variations de l'énergie, la condition 2 étant un facteur qui l'amplifie considérablement.

À la lumière de ces caractéristiques, il nous est maintenant également possible de comprendre la différence de fréquence des événements dont l'énergie est très perturbée dans les faisceaux de

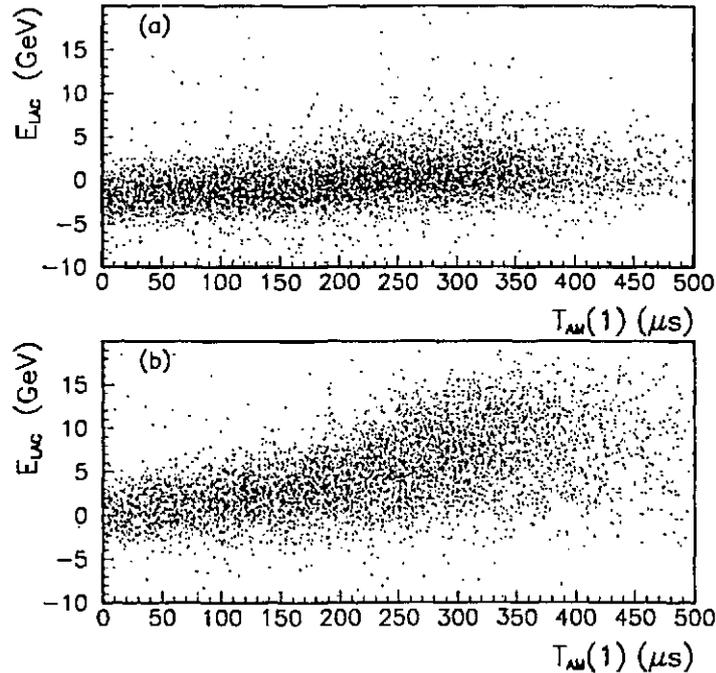


Figure 14.19: Variation de l'énergie totale dans le LAC,  $E_{LAC}$ , en fonction de  $T_{AM}$  pour les déclenchements aléatoires enregistrés dans le faisceau de  $K_L^0$  précédés d'un déclenchement accepté ( $\Delta(N_W) = 1$ ) tels que : (a) le déclenchement précédent n'a pas attendu dans la mémoire analogique ( $T_{AM}(2) = 0$ ), (b) le déclenchement précédent y a attendu ( $T_{AM}(2) > 0$ ).

$K_L^0$  et de  $K_S^0$ . En effet, pour que cette éventualité se présente, nous avons montré que deux conditions doivent être simultanément satisfaites. La probabilité que la condition 2 soit satisfaite est égale à la probabilité que  $T_{AM}(2) > 0$ . Elle peut s'exprimer également comme la probabilité que  $T_{STEC}(2) < T_{total}(3)$ . D'autre part, la probabilité que la condition 1 soit satisfaite est égale à la probabilité que  $T_{STEC}(1) < C$  où  $C$  de l'ordre de  $200 \mu s$ . Il apparaît donc que ces deux probabilités sont du même ordre de grandeur. De plus comme  $T_{total}$  est de l'ordre de  $600 \mu s$ , pour un événement "ordinaire", et dans les tous les cas supérieur à  $200 \mu s$ , nous pouvons même affirmer que la probabilité que la condition 1 soit satisfaite est inférieure à la probabilité d'observer  $T_{AM} > 0$ . Donc en fait la fraction des événements affectés par une perturbation importante des énergies est inférieure à ou de l'ordre du carré de la probabilité d'avoir  $T_{AM} > 0$ . Au vu des valeurs de cette probabilité dans les faisceaux de  $K_L^0$  et de  $K_S^0$ , nous pouvons ainsi expliquer la fréquence différente dans les deux faisceaux des événements avec une perturbation importante de l'énergie.

Grâce à nos observations, nous avons donc été en mesure de bâtir un schéma des caractéristiques de la perturbation de l'énergie dans la mémoire analogique. Nous avons pu cerner encore un peu mieux l'origine de la perturbation, ou du moins une origine possible, grâce à l'utilisation de  $T_{SLE}$ .

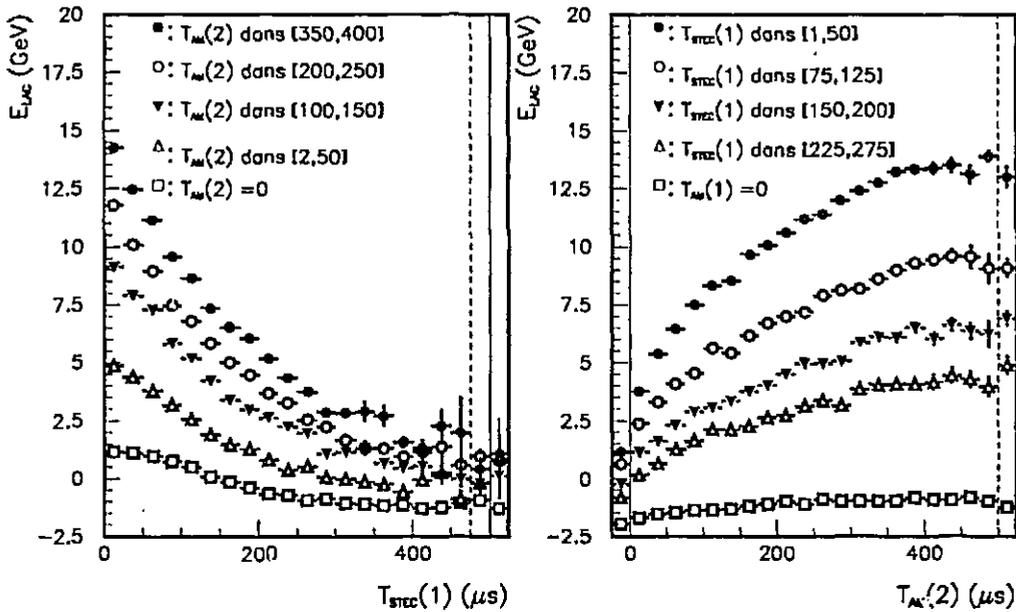


Figure 14.20: Variation de l'énergie totale dans le LAC,  $E_{LAC}$ , en fonction de  $T_{STEC}$  (1) et  $T_{AM}$  (2), l'autre paramètre étant fixé comme indiqué pour chaque courbe. Les boîtes isolées par des lignes tiretées contiennent les moyennes obtenues hors de l'intervalle. Les boîtes isolées par les lignes pleines contiennent les points obtenus avec les événements pour lesquels respectivement  $T_{AM}$  (1) ( $T_{AM}$  (2)) est nul.

#### 14.4.6 Isolation d'une source possible de perturbation

L'injection de charge lors du fonctionnement d'un interrupteur est un phénomène connu. En effet, nous utilisons en fait d'interrupteur un transistor dont la résistance est modifiée en appliquant une tension sur sa base, ce qui peut s'accompagner de petites fuites. Nous avons pu mettre en évidence un phénomène produisant une perturbation qui présente une certaine similarité avec cet effet. Plaçons nous en effet dans le cas de deux déclenchements acceptés consécutifs, pour lesquels  $\Delta(N_W) = 1$ . Nous avons remarqué que la perturbation est encore présente si  $T_{AM}$  (2) = 0. La figure 13.1 indiquait les états des interrupteurs de la carte d'échantillonnage en fonction du temps. Nous pouvons remarquer que même si  $T_{AM}$  (2) = 0 il existe un petit intervalle de temps (séparant  $T$  et  $W$ ) pendant lequel  $S_I, \dots, S_C$  sont maintenus ouverts.

Nous avons voulu étayer cette observation d'un lien possible entre les manœuvres des interrupteurs de la carte d'échantillonnage et la perturbation des charges (et donc des énergies) recueillies pour l'événement suivant. En effet, nous avons indiqué sur la figure 14.23 la succession des opérations résultant de la présence entre les deux événements acceptés d'un déclenchement rejeté mais ayant donné lieu à un échantillonnage. Plus précisément, un signal  $T$  a été émis, produisant l'échantillonnage, mais par la suite l'événement a été rejeté et les interrupteurs refermés. Grâce à la comparaison de  $T_{STEC}$  (1) et  $T_{SLE}$  (1) nous pouvons isoler les événements pour lesquels un tel déclenchement a eu lieu. En effet, si un signal  $T$  est émis le compteur mesurant

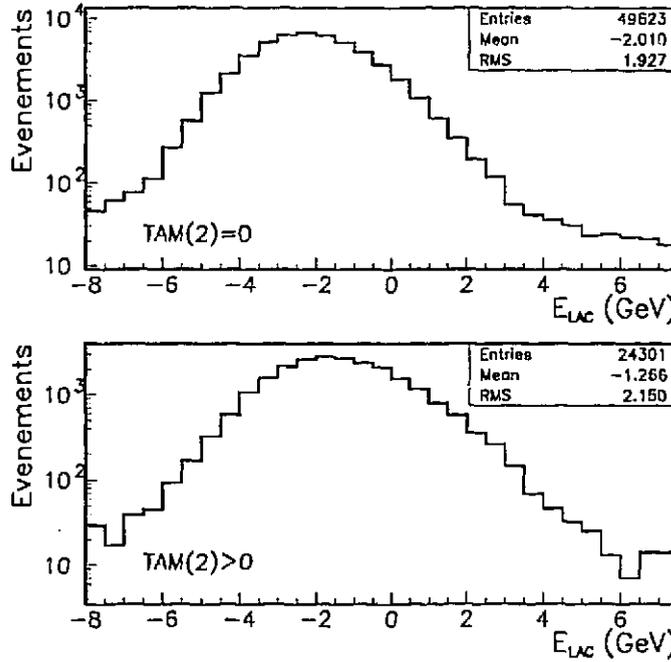


Figure 14.21: Distributions de l'énergie totale dans le LAC,  $E_{LAC}$ , pour les déclenchements aléatoires pour lesquels  $T_{AM}(1)=0$  et précédés par un déclenchement accepté tel que respectivement  $T_{AM}(2)=0$  (partie supérieure) et  $T_{AM}(2)>0$  (partie inférieure).

$T_{SLE}$  est remis à zéro. Donc les événements pour lesquels  $T_{SLE}(1) < T_{STEC}(1)$ , rangés dans la suite dans la catégorie (a), représentent le cas évoqué ici. Nous avons comparé sur la figure 14.24 les variations de l'énergie totale moyenne en fonction de  $T_{STEC}(1)$  dans la catégorie (a) et celle où  $T_{AM}(1) \approx T_{SLE}(1)$ , appelée catégorie (b). Pour obtenir une statistique suffisante dans chaque boîte de  $T_{STEC}(1)$  nous avons sélectionné les événements pour lesquels  $T_{AM}(2)=0$ . Il apparaît quelque soit  $T_{STEC}(1)$  une différence entre les niveaux de perturbation dans les deux situations: quand il y a eu un déclenchement rejeté entre les deux événements, la perturbation est, comme nous l'attendrions compte tenu de ce qui précède, plus importante.

Nous avons également obtenu une information sur la dépendance temporelle de cette perturbation additionnelle en étudiant sa dépendance avec  $T_{SLE}(1)$ . Pour obtenir une précision statistique significative, nous avons étudié suivant  $T_{SLE}(1)$  les variations de  $\langle \delta E_{LAC} \rangle_{(a)} = \langle E_{LAC} - \langle E_{LAC}(T_{STEC}(1)) \rangle_{(b)} \rangle_{(a)}$ . Nous combinons ainsi pour les événements de la catégorie (a) les différentes boîtes suivant  $T_{STEC}(1)$  pour améliorer la statistique (ceci n'est possible que lorsque  $T_{STEC}(1)$  est supérieur à  $30 \mu s$ ). La figure 14.24 indique que ces variations d'énergies moyennes semble présenter suivant  $T_{SLE}(1)$  une décroissance de forme similaire à celle que nous avons observé en fonction de  $T_{STEC}(1)$ . L'amplitude des variations est de l'ordre de  $1 GeV$ .

Nous allons maintenant nous tourner vers les éventuelles implications des caractéristiques que nous avons observées sur un hypothétique scénario physique complet du phénomène.

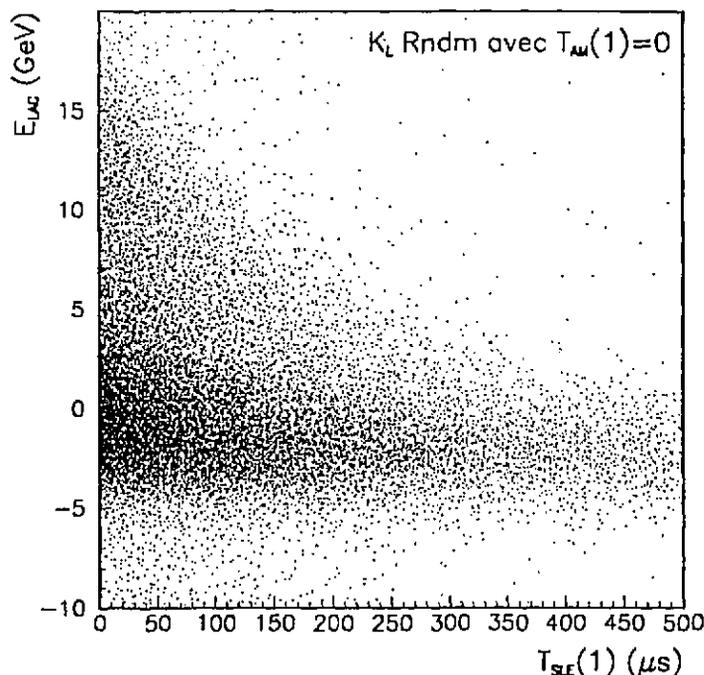


Figure 14.22: Distribution des valeurs de l'énergie totale dans le LAC,  $E_{LAC}$ , en fonction de  $T_{SLE}(1)$  pour les déclenchements aléatoires tels que  $T_{AM}(1)=0$ .

## 14.5 Implications sur un scénario

Nous avons donc trouvé quelles sont les variables qui déterminent le niveau de la perturbation et expliqué sa complexité lorsqu'on l'examine sous le seul aspect de sa dépendance avec  $T_{AM}(1)$ . Nous n'avons pas encore examiné quels pourraient être la localisation dans notre appareillage et le phénomène physique qui expliquerait cette perturbation.

Il est naturel de la localiser au niveau des cartes d'échantillonnage, puisque son niveau a montré une dépendance par rapport à la position de la voie sur cette carte. D'autre part, les grandeurs qui déterminent la perturbation correspondent à des différences temporelles entre des changements dans l'état des cartes. Le point crucial déterminant si un événement est perturbé ou non est le temps qui le sépare du précédent signal *STEC*. Par ailleurs la taille de cette perturbation dépend également du temps séparant ce signal *STEC* du signal *W* l'ayant provoqué. Des indices qui pourraient permettre de remonter à la cause de la perturbation sont les valeurs des temps caractéristiques du phénomène. Les courbes présentées sur la figure 14.20 ont une forme proche des variations en fonction du temps exponentielles de la charge sur un condensateur, soit quand on le charge soit quand on le décharge. Nous avons ajusté sur chacune des courbes une forme générale donnée par :

$$E_{LAC}^{tot} = a + b * e^{-t/\tau}$$

Les valeurs du paramètre  $\tau$  résultant de ces ajustements sont données sur la figure 14.25 en fonction des valeurs des paramètres ayant servis à l'établissement des courbes. De celles-la nous

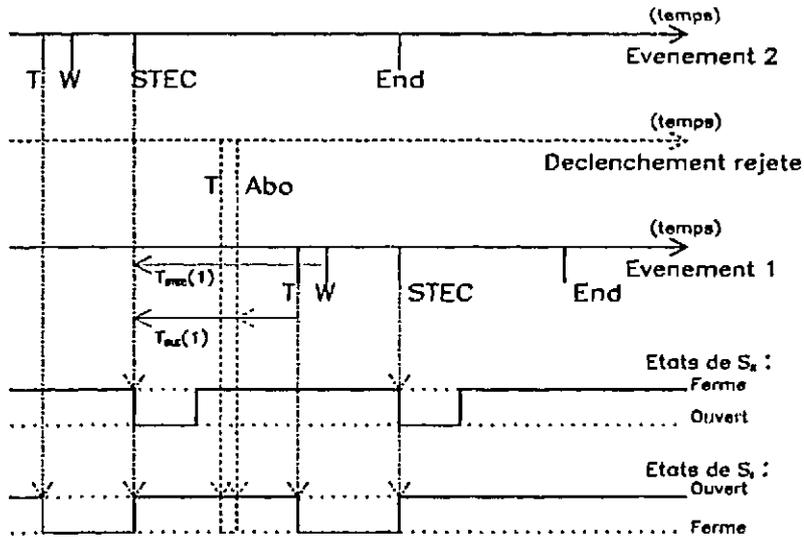


Figure 14.23: Diagramme présentant la séquence temporelle des opérations sur les interrupteurs des cartes d'échantillonnage et comparant les valeurs des variables  $T_{STEC}(1)$  et  $T_{SLE}(1)$  suivant qu'un déclenchement produisant un signal d'échantillonnage des calorimètres mais pas de signal  $W$  (cas représenté par les tirets épais) s'est intercalé ou non. Dans la situation présentée ici, l'événement 1 a attendu dans la mémoire analogique. L'échelle en ce qui concerne les temps des différents signaux n'a pas été respectée; en particulier, la différence entre chaque  $T$  et  $W$  a été exagérée.

pouvons conclure que le temps "de décroissance" de la perturbation semble croître entre 150 et 200  $\mu s$  en fonction de  $T_{AM}(2)$ , encore que la signification statistique de cette variation soit limitée. Nous pouvons également noter que les variations présentées sur la figure 14.24 sont également compatibles avec ce type de paramétrage. La valeur du temps caractéristique que l'on peut ajuster à partir de cette figure est du même ordre que les précédentes, mais moins précise statistiquement. Les valeurs du temps "de montée" de la perturbation, quant à elles, semblent en moyenne plus élevées que les précédentes, comprises entre 200 et 300  $\mu s$ . Une variation en fonction de  $T_{STEC}(1)$  n'est pas exclue mais la précision et le nombre de mesures sont insuffisants pour permettre une conclusion à ce sujet. Toutefois, de telles valeurs des temps caractéristiques (de l'ordre de 200  $\mu s$ ) ne peuvent être déduites des caractéristiques connues ou mesurées des composants électroniques de la carte.

L'observation présentée dans la section 14.4.6 tend à indiquer que l'origine de la perturbation semble localisée dans le fonctionnement des interrupteurs  $S_I$ ,  $S_A$ ,  $S_B$  et  $S_C$ . Il est naturel de supposer qu'il s'agit bien d'une autre manifestation de ce qui induit les perturbations substantielles de l'énergie calorimétrique étudiées dans cette partie (ou au moins que l'idée qui a conduit à cette mise en évidence est correcte). Une "charge" semblerait être injectée lors de la manipulation des interrupteurs, en quantité croissante avec le temps pendant lequel ceux-ci sont maintenus ouverts, qu'elle a été "conservée" dans le système pour venir s'ajouter aux informations calorimétriques du déclenchement suivant. Il semblerait alors que la perturbation puisse apparaître comme une charge qui s'accumulerait, pendant l'intervalle séparant l'ouverture et la

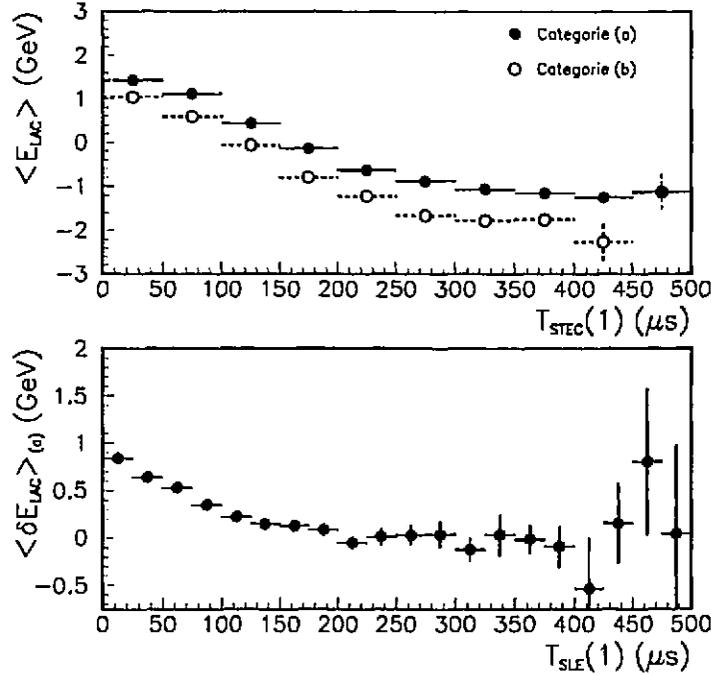


Figure 14.24: Comparisons des variations de l'énergie totale moyenne dans le LAC,  $\langle E_{LAC} \rangle$ , en fonction de  $T_{STEC}(1)$  pour les déclenchements aléatoires enregistrés dans le faisceau de  $K_L^0$  précédés d'un événement accepté avec  $T_{AM}(2)=0$  appartenant aux catégories (a), pour lesquels un déclenchement rejeté s'est intercallé ( $T_{AM}(1) < T_{SLE}(1)$ ) et (b), pour lesquels  $T_{AM}(1) \approx T_{SLE}(1)$  (partie supérieure). Distribution de la variation moyenne d'énergie  $\langle \delta E_{LAC} \rangle_{(a)}$  (voir texte) en fonction de  $T_{SLE}(1)$  pour les événements de la catégorie (a) (partie inférieure).

fermeture de  $S_I$  (ou de  $S_A$ ,  $S_B$  et  $S_C$ ), sur les capacités  $C_A$ ,  $C_B$  et  $C_C$ , du fait par exemple de parasites affectant la "terre" des cartes. Le fait que le niveau de la perturbation serait en fait déterminée par la différence en temps séparant  $T$  et  $STEC$  pour l'événement (2) expliquerait la dépendance de cette perturbation par rapport  $T_{AM}(2)$ , et aussi l'existence d'une perturbation même pour les événements pour lesquels  $T_{AM}(2)=0$ . La décharge aurait lieu jusqu'à ce que les interrupteurs  $S_I$ ,  $S_A$ ,  $S_B$  et  $S_C$  soient ouverts lors de l'échantillonnage du déclenchement suivant. Rappelons que si les charges des capacités  $C_A$ ,  $C_B$  et  $C_C$  varient, sous l'influence d'une perturbation extérieure, toutes de la même façon, la charge mesurée se sera pas affectée. Par contre, une perturbation ayant cette caractéristique pourrait introduire des charges en amont des cartes d'échantillonnage, c'est à dire perturber les mesures pour le déclenchement suivant.

## Conclusions

Il nous apparaît difficile d'aller plus loin vers une mise en évidence directe de la cause des perturbations des énergies. En effet le problème semble se déplacer vers des domaines que seuls des tests directs de l'appareillage pourraient atteindre. Comme nous l'avons déjà mentionné, le démontage de celui-ci n'a pas permis une telle analyse. Néanmoins, nous avons été capables de

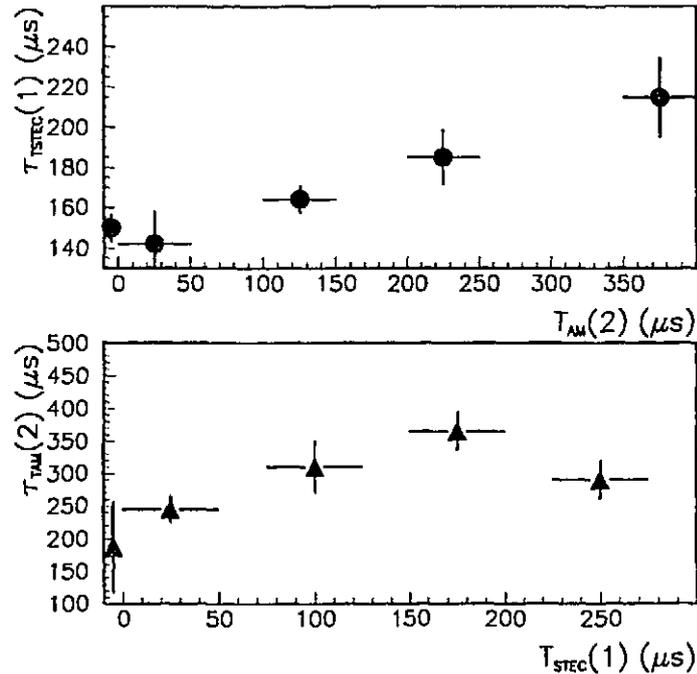


Figure 14.25: Valeurs des temps caractéristiques ajustés à partir des courbes présentées sur la figure 14.20, en fonction des valeurs de  $T_{STEC}(1)$  et  $T_{AM}(2)$ .

mettre en évidence des caractéristiques de la perturbation, lesquels nous ont permis d'expliquer sa complexité et les différences qu'elle présente dans les deux faisceaux de l'expérience. En tout état de cause, nos observations tendraient à indiquer que la perturbation semble intimement liée au fonctionnement des interrupteurs des cartes d'échantillonnage. Faute de pouvoir aller plus loin vers une explication, nous allons maintenant nous préoccuper des conséquences de la perturbation sur la reconstruction et la mesure des événements physiques, et éventuellement sur le résultat de l'expérience. Lors de cette analyse, la connaissance détaillée de ses caractéristiques sera d'une grande importance.

## Chapitre 15

# Conséquences des perturbations des énergies dans l'analyse de NA31

Au niveau de la mesure de l'énergie, l'effet d'un séjour dans la mémoire analogique peut être avec une bonne approximation réduit à une variation de piedestal. Nous avons déjà mentionné qu'en moyenne, les événements qui n'attendent pas ont une énergie légèrement sous-estimée du fait du piedestal moyen utilisé, au contraire des événements qui ont attendu pour lesquels l'énergie est surestimée. Nous allons maintenant examiner des conséquences plus ou moins simples de ces effets. Diverses manifestations le long de l'analyse des données de la perturbation des énergies ont été mises en évidence, à plusieurs niveaux. Après en avoir discuté les principales, nous présenterons les méthodes qui ont été employées pour réduire ces effets.

### 15.1 Effets des perturbations au niveau du déclenchement

Les perturbations que nous avons décrites dans le chapitre 14 interviennent après l'échantillonnage des calorimètres, sur les informations énergétiques lues lors de la digitisation. Par construction, seuls les niveaux asynchrones du déclenchement pourraient donc être d'une quelconque manière affectés. Nous avons donné lors de la présentation générale de l'analyse de  $\mathfrak{N}(\varepsilon'/\varepsilon)$  les valeurs de (in)efficacités des deux niveaux concernés, l'AFBI et les émulateurs 168/E. Ces inefficacités sont calculées en examinant les décisions de ces processeurs sur un lot d'événements pour lesquels ces décisions ont été ignorées. Les valeurs de ces inefficacités sont très petites, de l'ordre de 0.1 à 0.2 % suivant les modes, ce qui nous permet d'exclure une grande asymétrie entre celles-ci pour les événements qui attendent et ceux qui n'attendent pas. De plus, nous avons directement vérifié que les inefficacités de ces deux niveaux sont statistiquement compatibles dans ces deux sous-ensembles.

Par ailleurs, le filtre effectue des opérations nouvelles par rapport à l'AFBI seulement pour les événements reconnus comme chargés, en utilisant les mesures des chambres à fil. Seul en fait l'AFBI utilise les informations énergétiques. Nous avons pu en fait montrer que le fonctionnement du second niveau de déclenchement introduit une asymétrie entre les événements qui attendent et ceux qui n'attendent pas. En effet, l'AFBI utilise dans son fonctionnement les informations que lui fournit le module "espion" FBAP. Or dans ce module on effectue une calibration instantanée des énergies des canaux, à l'aide de mesures effectuées en dehors des déversements du SPS. C'est donc à partir de valeurs légèrement biaisées en fonction de  $T_{AM}$  que l'AFBI va décider de la sélection. Rappelons que les critères que l'AFBI utilise sont basés sur des quantités dont le calcul, qui a été expliqué au chapitre 3.4.2, utilise tous les canaux des calorimètres digitisés, après réjection des canaux vides. Les critères de détection des événements

neutres sont :

- $E_{LAC} > 44 \text{ GeV}$
- $d_{\text{vol}} > 64 \text{ m}$
- Barycentre de l'énergie dans le LAC à moins de  $15 \text{ cm}$  de l'axe du faisceau dans chaque projection

Pour les événements chargés, les critères sont les suivants :

- $E_{\text{totale}} > 35 \text{ GeV}$
- $E_{HAC} > 1.6 \text{ GeV}$
- Dans chaque quadrant :  $\frac{E_{LAC \text{ avant}}}{E_{LAC \text{ arrière}} + E_{HAC}} < 4$  ou  $E_{LAC \text{ avant}} < 5 \text{ GeV}$

La dernière quantité mentionnée est destinée à rejeter les désintégrations de type  $\pi e \nu$ . Le niveau choisi pour placer la coupure est optimisé pour ne pas rejeter de bons événements, mais se trouve "au milieu" de la distribution de ce rapport pour les événements  $\pi e \nu$ . Or elle présente des variations relatives sous l'effet d'un changement de piedestal. En général le nombre de canaux lus dans un quadrant pour les événements chargés est supérieur dans le LAC par rapport au HAC, d'un facteur approximativement égal à 4. Mais d'autre part, la sensibilité des canaux d'électronique est différente dans les deux calorimètres : environ  $8 \text{ MeV}$  par coup dans le LAC contre  $35 \text{ MeV}$  dans le HAC, et dans les deux cas la variation de piedestal est de l'ordre d'un coup d'ADC. En première approximation, si  $E_{LAC \text{ avant}}$ , calculé sur la moitié du LAC, varie de  $x$  sous l'effet de la perturbation,  $E_{HAC}$ , calculé pour la totalité du HAC, va donc varier de  $2x$ . La variation  $x$  est toujours négligeable devant les valeurs des énergies déposées dans chaque quadrant. Sous l'effet de la perturbation des piedestaux le rapport calculé par l'AFBI devient donc :

$$\frac{E_{LAC \text{ avant}} + x}{E_{LAC \text{ arrière}} + E_{HAC} + 3x} \approx \frac{E_{LAC \text{ avant}}}{E_{LAC \text{ arrière}} + E_{HAC}} \times \Phi(x)$$

avec :

$$\Phi(x) \approx 1 + x \left( \frac{1}{E_{LAC \text{ avant}}} - \frac{3}{E_{LAC \text{ arrière}} + E_{HAC}} \right) + \mathcal{O}((x/E)^2)$$

Il est aisé de vérifier qu'au voisinage de la coupure, la fraction décroît avec  $x$ . C'est pourquoi en définitive le module AFBI rejette moins efficacement les événements du bruit de fond  $\pi e \nu$  qui ont attendu dans la mémoire analogique que ceux qui n'ont pas attendu. Lorsque nous considérons les événements enregistrés sans tenir compte de la décision de l'AFBI, nous pouvons calculer la fraction des événements que l'AFBI aurait rejeté, en séparant les événements ayant attendu et les autres. Nous pouvons voir sur la figure 15.1 qu'en moyenne cette fraction est plus faible pour les événements ayant attendu. Elle varie avec le temps car des modifications ont été apportées aux paramètres du déclenchement. Cette asymétrie ne s'étend pas aux événements du signal  $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$  comme nous pouvons l'affirmer au vu des inefficacités de l'AFBI. Si tel n'était pas le cas en effet, nous aurions dû observer une inefficacité du déclenchement provenant de l'AFBI ce qui n'est pas le cas, au mauvais fonctionnement des bits près (celui-ci est d'ailleurs indépendant de  $T_{AM}$ ). Nous avons également vérifié que la coupure finale de l'analyse qui rejette les traces électroniques supprime cette asymétrie.

La conséquence principale de cet effet est la nécessité pour les études qui vont suivre de considérer des lots où la fraction des bruits de fond sera la plus basse possible, ce qui est le cas après les coupures finales de l'analyse. Si la fraction des (ou du) bruits de fond est l'ordre de

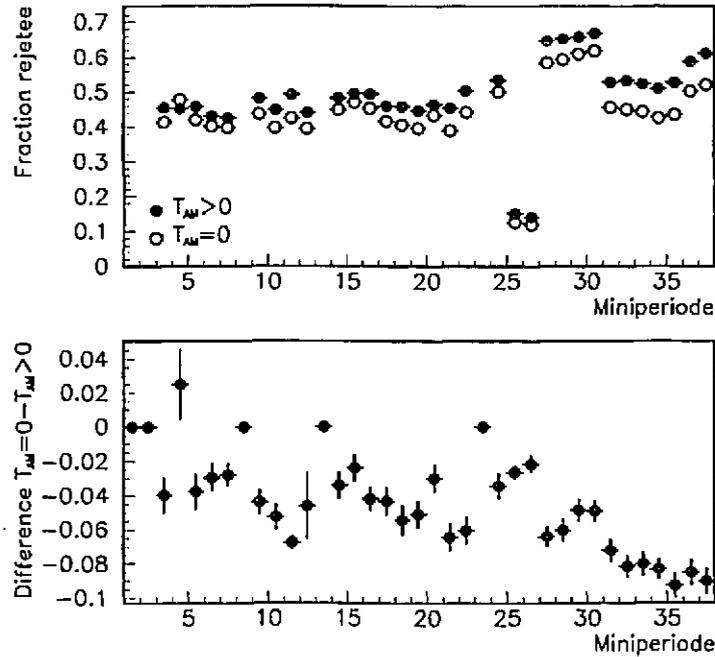


Figure 15.1: Fraction des événements qui auraient été rejetés par l'AFBI parmi ceux pour lesquels cette décision a été ignoré en fonction du temps (en minipériodes), pour les événements ayant attendu et les autres, et leur différence.

1%, une asymétrie relative de celle-ci de l'ordre de celle qu'entraîne l'AFBI a pour conséquence une asymétrie négligeable sur le résultat de l'analyse. Le problème qui s'est posé à nous ensuite a été de nous assurer que les perturbations que nous avons mises en évidence ne causent pas de biais appréciables tout d'abord au niveau de la reconstruction des événements. Nous aborderons ensuite les éventuels effets pour la sélection des événements.

## 15.2 Effets des perturbations pour la reconstruction

Naturellement, si les pieds-taux utilisés pour la calibration des énergies calorimétriques sont modifiés, le résultat de la reconstruction des énergies des particules sera lui aussi modifié. Il peut y avoir deux raisons à cette modification. En calculant par exemple l'énergie d'un pion de la même façon (même bandes utilisées, même pondération) les petites perturbations des énergies vont entraîner une variation du résultat. Mais du fait des modifications des énergies, l'algorithme de reconstruction peut choisir une méthode différente pour effectuer le calcul, ce qui introduit alors une autre source de différence, plus difficile à contrôler que la première. C'est à ce second aspect que nous allons nous consacrer ici ; le premier aspect sera traité au paragraphe suivant.

Une inspection minutieuse des programmes utilisés dans l'analyse des données nous a indiqué en effet un endroit où cet effet pouvait se produire. Lors de la reconstruction des pions chargés la définition des gerbes dans les calorimètres peut être différente suivant que les énergies dans les bandes ont été perturbées ou non. A partir des impacts des traces dans les chambres le

programme extrapole les points d'impacts dans les calorimètres et examine les bandes voisines pour déterminer celles dans lesquelles la gerbe a déposé son énergie. Pour gagner du temps et améliorer la résolution, du fait des importantes fluctuations latérales d'une gerbe hadronique à l'autre, le programme n'inclut dans le calcul de l'énergie du pion que les bandes d'énergie positive. Nous pouvons en conclure que pour des événements pour lesquels le piedestal est surestimé, les gerbes ainsi définies comporteront, par rapport au piedestal "correct", en moyenne moins de bandes. De même pour les événements dont le piedestal est sous-estimé, nous attendons des gerbes plus large en moyenne. Pour la reconstruction des gerbes électromagnétiques, la définition des gerbes par le programme repose sur des critères plus larges, et donc moins sensible aux déviations des piedestaux : l'énergie des gerbes est calculée en utilisant les bandes dont l'énergie est supérieure à un seuil correspondant à une fluctuation de 3 déviations standard en dessous du piedestal nominal.

Les effets de ces variations sont difficiles à estimer a priori. Pour vérifier qu'ils sont petits, une partie significative des données (les 8 dernières minipériodes) a été produite avec un programme modifié, sans exclure les bandes d'énergie négatives du calcul. Cette modification s'accompagne bien sûr d'une re-calibration de la coupure sur la masse invariante  $\pi^+\pi^-$ . La différence entre les nombres d'événements après les coupures de l'analyse de  $\mathcal{R}(\varepsilon'/\varepsilon)$  pour ces deux productions s'est révélée négligeable.

Une autre vérification de la stabilité de notre algorithme de reconstruction repose également sur la reproduction d'une partie des données. Pour effectuer ce test, nous avons déterminé un jeu de piedestaux calculés dans des intervalles de  $T_{AM}$ , canal par canal. Nous avons ensuite produit le même échantillon en utilisant événement par événement le piedestal correspondant à son  $T_{AM}$ . Dans ce cas, un éventuel biais de l'algorithme vis à vis d'une variation des piedestaux est réduit, en moyenne seulement du fait de la complexité de la perturbation des piedestaux. Néanmoins, nous avons pu montrer que les nombres d'événements dans chaque mode varient de manière négligeable. En conclusion, l'algorithme de reconstruction ne présente pas une sensibilité significative vis à vis des variations des piedestaux

### 15.3 Effets des perturbations pour la sélection des événements

Nous nous sommes assurés que notre programme de reconstruction traite de manières similaires les événements qui sont perturbés et ceux qui ne le sont pas. Il n'en reste pas moins que les variables énergétiques sont modifiées, de même que des grandeurs plus élaborées que nous calculons à partir de celles-ci, comme les barycentres, positions du vertex pour les  $\pi^0\pi^0$  ou les masses invariantes. Lorsque nous sélectionnons les événements pour calculer  $\mathcal{R}$  nous voulons être sûrs que du fait de la perturbation, qui diffère dans les deux faisceaux, nous ne biaisons pas les lots finaux. Pour vérifier ce point, nous allons dans un premier temps examiner les effets des diverses coupures de sélection sur deux lots constitués des événements qui attendent et de ceux qui n'attendent pas, en y recherchant d'éventuelles asymétries. Puis nous vérifierons le cas échéant que celles-ci sont bien des conséquences des variations des énergies calorimétriques, en étudiant par exemple les variations des quantités concernées suivant  $T_{AM}$ . Nous présenterons alors, en en précisant les performances, les moyens qui ont été adoptés pour d'une part réduire ces variations en moyennes, mais aussi corriger pour les asymétries qu'elles entraînent.

#### 15.3.1 Recherche de coupures "critiques"

Nous voulons isoler les coupures qui n'ont pas le même effet pour les événements avec  $T_{AM} = 0$  et les autres. Pour cela nous avons donc examiné une à une toutes les coupures de l'analyse, en

comparant les fractions d'événements qu'elles rejettent parmi les événements qui attendent et ceux qui n'attendent pas. Nous avons calculé pour ce faire les nombres d'événements acceptés par toutes les coupures ainsi que ceux rejetés par une coupure donnée, mais satisfaisante toutes les autres sauf dans les cas particuliers que nous allons expliquer. La raison pour suivre cette procédure est que nous voulons nous concentrer sur les événements qui constituent notre "signal",  $\pi^+\pi^-$  et  $\pi^0\pi^0$ . Nous avons en effet montré qu'il existe une asymétrie introduite pour des événements de bruit de fond au niveau du déclenchement de second niveau. Retirer simplement même seulement une seule de nos coupures peut toutefois accroître considérablement les fractions des bruits de fond, les amenant même à un niveau voisin de celui du signal. C'est le cas pour les chargés de la coupure sur la masse invariante du système  $\pi^+\pi^-$  ainsi que de la réjection des événements comportant un électron, et de la coupure sur la variable  $R_{ellipse}$  pour le mode  $K_L^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ . Nous avons alors sélectionné les événements  $\pi^+\pi^-$  ou  $\pi^0\pi^0$  par une première coupure plus large que la coupure finale, puis étudié parmi ceux-ci l'effet de la coupure finale. Par exemple, dans le cas de la coupure sur la masse  $\pi^+\pi^-$ , dont le niveau est fixé à  $2.1 \sigma$ , nous avons considéré comme "événements  $\pi^+\pi^-$ " ceux pour lesquels la masse est comprise entre 400 et 600 MeV. De manière similaire pour la réjection des électrons, nous avons coupé tout d'abord à 5 sur le rapport des énergies utilisé pour ce faire (la coupure finale est placée à 4). Enfin pour la coupure sur  $R_{ellipse}$  pour les événements  $\pi^0\pi^0$ , qui est placée à 1 pour la sélection finale, nous avons présélectionné les événements pour lesquels  $R_{ellipse} < 4$ .

Nous avons pour cette étude utilisé les événements des minipériodes postérieures à la minipériode 10. Les résultats sont donnés sur le tableau 15.1 pour le mode  $K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  et sur le tableau 15.2 pour le mode  $K_L^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ . Nous avons aussi indiqué en les distinguant les effets des coupures plus larges utilisées pour étudier les coupures "critiques".

Il nous faut aussi rappeler que ces études ont été effectuées à partir de données sur lesquelles des critères de sélection larges ont déjà été appliqués, rejetant pour l'essentiel les événements incompatibles avec les modes étudiés (nombre de photons différent de 4 ou 5 pour les neutres par exemple), présentant des problèmes de reconstruction (pas de vertex trouvé pour les chargés) ou enfin loin des coupures d'acceptance finales. Nous pouvons constater que la sélection "large" rejette les événements de manière très asymétrique suivant  $T_{AM}$ , pour les chargés et les neutres. Toutefois nous avons expliqué que cet effet est produit essentiellement par les événements appartenant aux bruits de fond, et rejetés par les sélections finales. Pour les événements appartenant à nos signaux, les variations sont beaucoup plus réduites. Nous pouvons toutefois isoler un certain nombre de coupures pour lesquelles les fractions rejetées à  $T_{AM} = 0$  et  $T_{AM} > 0$  sont différentes. Parmi ces variations il convient toutefois de ne considérer que ceux dont l'origine est la perturbation des énergies calorimétriques. En effet, certains pourraient par exemple trouver leur origine dans l'activité accidentelle, qui est reliée à l'intensité instantanée des faisceaux : en sélectionnant les événements ayant attendu, nous isolons un lot dont l'intensité moyenne est supérieure à celle des événements n'attendant pas. Cela pourrait être le cas de la coupure sur le nombre d'impacts dans la chambre 1, ou les coupures sur les photons supplémentaires.

Les effets les plus importants que nous pouvons constater sur les événements appartenant au signal proviennent de la coupure sur la masse de la paire  $\pi^+\pi^-$  pour les chargés, qui rejette 2 % de plus des événements à  $T_{AM} > 0$  et de la coupure sur  $R_{ellipse}$  pour les neutres, dont l'asymétrie est .6%. Nous nous sommes donc intéressés aux effets de la perturbation des énergies sur les masses invariantes des paires de photons ou de pions chargés.

### 15.3.2 Etude des variations des masses invariantes reconstruites

Du fait des perturbations étudiées au chapitre précédent, la masse  $\pi^+\pi^-$  pour les événements chargés et les masses des  $\pi^0$  pour les neutres sont modifiées ; de ce fait des événements perturbés

	$T_{AM} = 0$	$T_{AM} > 0$
Nombres d'événements de signal	273502	163752
Coupe	Fraction rejetée	
Nombre d'impacts dans la chambre 1	4.02% ± .04 %	4.19% ± .05%
Centre de gravité	.09% ± .01%	.09% ± .01%
Rapport des énergies des traces	12.59% ± .09 %	12.64% ± .07%
Acceptance de la chambre 1	.06% ± .01%	.06% ± .01%
Acceptance de la chambre 2	.90% ± .02%	.90% ± .02%
Acceptance du LAC	3.99% ± .04%	4.20% ± .05%
Support du LAC	.01% ± .01%	.01% ± .01%
Distance minimale d'approche	.03% ± .01%	.02% ± .01%
Amas d'énergie supplémentaires	.68% ± .02%	.74% ± .02%
Photons supplémentaires	6.16% ± .05%	6.73% ± .07%
$D_{target}$	.65% ± .02%	.80% ± .03%
Position du vertex	5.46% ± .05%	5.56% ± .06%
Energie totale	23.28% ± .10%	23.54% ± .13%
Réjection des muons	.45% ± .02%	.43% ± .01%
Coupe finale sur la masse $\pi^+\pi^-$	6.17% ± .05%	8.04% ± .07%
Réjection stricte des électrons	5.37% ± .06%	5.32% ± .05%
Réjection élargie des électrons	207.0% ± .48%	237.5% ± .70%
Coupe large sur la masse $\pi^+\pi^-$	24.23% ± .10%	26.86% ± .14%

Tableau 15.1: Etudes des effets des coupures sur les événements  $\pi^+\pi^-$ , pour les événements ayant attendu et les autres. Les valeurs données sont les fractions d'événements s'ajoutant aux bons événements lorsqu'on supprime la coupe indiquée et elle seule.

	$T_{AM} = 0$	$T_{AM} > 0$
Nombres d'événements de signal	96100	59144
Coupe	Fraction rejetée	
Nombre d'impacts dans la chambre 1	2.27% ± .05%	2.38% ± .06%
Energie du 5 <sup>ème</sup> photon	2.87% ± .07%	2.97% ± .07%
Centre de gravité	0.41% ± .02%	0.41% ± .03%
Acceptance du LAC	2.87% ± .07%	2.81% ± .05%
Distance entre photons	0.24% ± .02%	0.24% ± .02%
Energie totale	4.30% ± .09%	4.24% ± .07%
Réjection des muons	0.04% ± .01%	0.03% ± .01%
Position du vertex	10.1% ± .11%	9.93% ± .14%
Coupe finale sur $R_{ellipse}$	9.47% ± .10%	10.1% ± .14%
Coupe élargie sur $R_{ellipse}$	126.0% ± .54%	129.0% ± .71%

Tableau 15.2: Etudes des effets des coupures sur les événements  $\pi^0\pi^0$ , pour les événements ayant attendu et les autres. Les valeurs données sont les fractions d'événements s'ajoutant aux bons événements lorsqu'on supprime la coupe indiquée et elle seule.

peuvent être rejetés alors qu'ils ne l'auraient pas été, et réciproquement. Comme la perturbation reste petite en général devant les énergies des particules utilisées pour calculer ces quantités, nous pouvons attendre une dépendance approximativement linéaire des masses invariantes en fonction de la perturbation. Nous pouvons de plus comparer les distributions des masses  $\pi^+\pi^-$ , en séparant les événements avec  $T_{AM} = 0$  et ceux avec  $T_{AM} > 0$ , données sur la figure 15.2. Nous

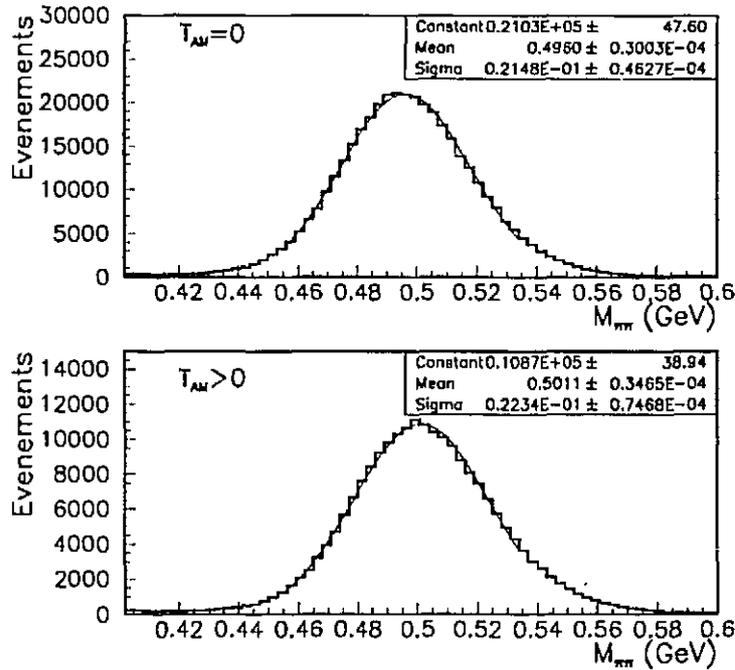


Figure 15.2: Distributions de la masse invariante  $\pi^+\pi^-$  pour les candidats  $K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  ayant attendu et les autres. A titre indicatif, nous avons indiqué les résultats d'un ajustement d'une gaussienne sur chacune des distributions.

trouvons deux distributions de moyennes différentes, mais aussi de r.m.s. différents. En effet, en fonction de  $T_{AM}$  la résolution va être modulée car le r.m.s. des pedestaux est un des termes qui y contribuent, or celui-ci varie en fonction de  $T_{AM}$ . La position où nous plaçons la coupure sur cette quantité étant la même dans les deux cas, nous pouvons donc expliquer que la fraction des événements rejetés par celle-ci soit différente dans les deux cas.

Pour vérifier de manière plus précise que les différences des fractions des événements rejetés que nous avons mises en évidence sont bien des conséquences de la perturbation des énergies, différentes approches ont été utilisées. Nous avons tout d'abord directement vérifié que pour les chargés et les neutres les quantités mentionnées présentent en moyenne une variation en fonction de  $T_{AM}$ . Nous avons présenté sur la figure 15.3 les variations obtenues en étudiant les événements satisfaisant toutes les coupures de l'analyse sauf les coupures fines sur  $R_{ellipse}$  (pour les neutres) et  $M_{K^0}$  (pour les chargés). Les modifications de la masse invariante de la masse  $\pi^+\pi^-$  que nous pouvons observer sont au maximum d'environ  $6 \text{ MeV}$ , ce qui constitue une fraction non négligeable de la résolution de notre appareillage sur cette quantité qui est de l'ordre de  $20 \text{ MeV}$ . Les courbes obtenues peuvent d'autre part être comparées avec la figure

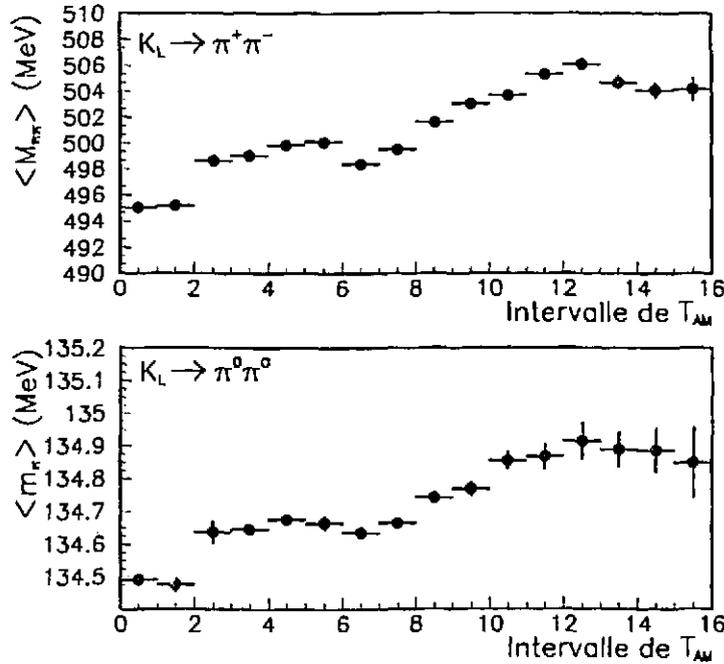


Figure 15.3: Variations des moyennes des masses invariantes  $M_{\pi\pi}$  et  $m_{\pi^0}$  pour les candidats  $K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  et  $K_L^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$  en fonction de  $T_{AM}$  (Nous avons réparti les données dans 16 intervalles suivant  $T_{AM}$ ).

14.1 représentant les variations des moyennes de pieds-taux en fonction de  $T_{AM}$ . Nous pouvons observer en effet que la forme de la variation des pieds-taux et celle des variations des moyennes des masses sont très similaires, comme nous pouvons l'attendre dans le cas d'un comportement linéaire des masses en fonction de la variation d'énergie.

Par ailleurs, nous pouvons aller plus loin, et vérifier que les caractéristiques de la perturbation présentées dans la section 14.4.4 sont aussi bien reproduites. Pour cela, tout en gardant le même niveau de coupures que pour les figures précédentes, nous nous sommes placés dans la situation où l'événement précédent a été accepté par le déclenchement. Nous avons alors pu utiliser des variables adaptées à décrire la perturbation des énergies:  $T_{STEC}$  (1) et  $T_{AM}$  (2). Comme le montre la figure 15.4, le comportement de l'énergie totale des déclenchements aléatoires que nous avons observé au chapitre précédent est bien reproduit par les variations de moyennes des masses reconstruites. Nous avons alors construit un algorithme pour corriger les variations des quantités reconstruites en fonction de  $T_{AM}$  pour assurer une meilleure robustesse à la sélection des événements.

### 15.3.3 Correction moyenne des effets des variations des pieds-taux

#### 15.3.3.a Méthode

L'algorithme que nous avons développé corrige les énergie des photons et de traces des perturbations moyennes qui les affectent, en le faisant de manière plus économique par exemple qu'une

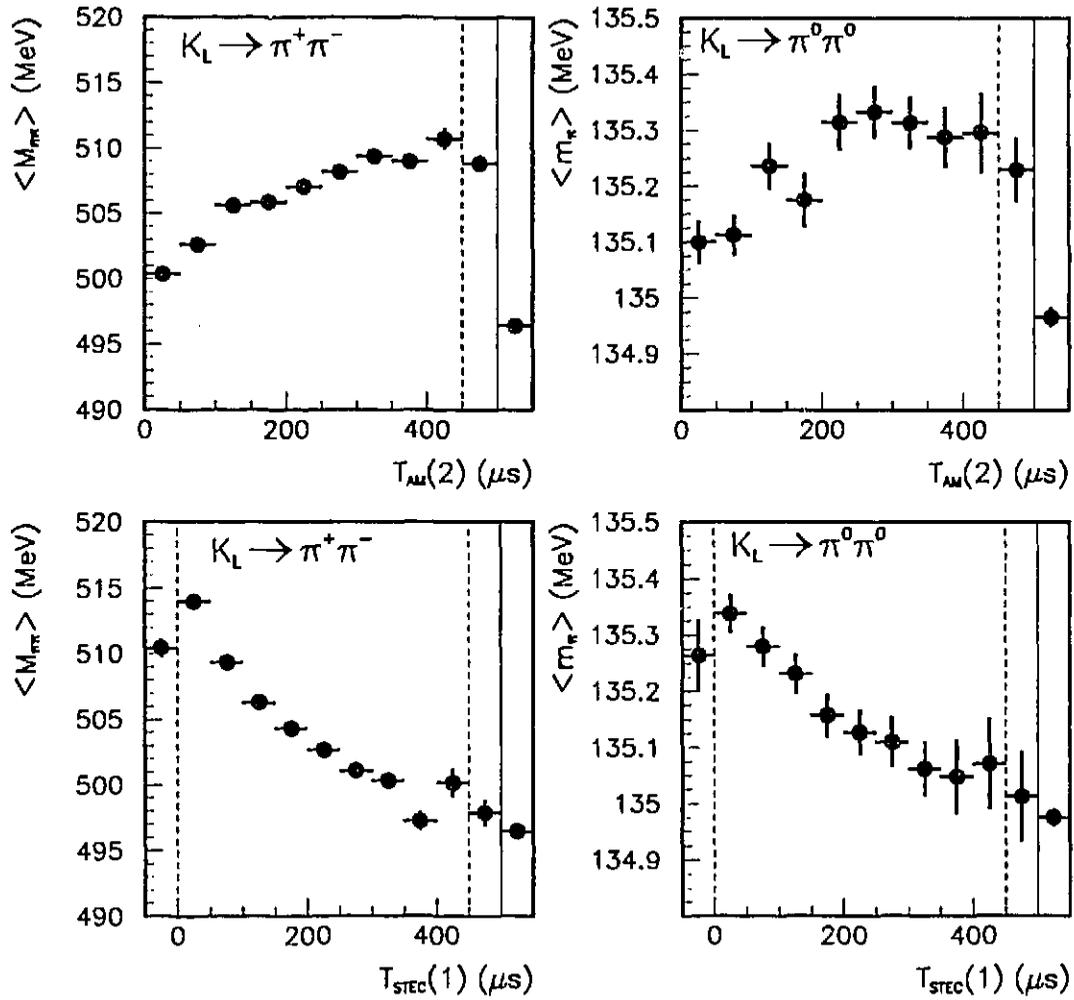


Figure 15.4: Variations des masses invariantes pour les candidats  $K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  et  $K_L^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$  précédés par un déclenchement accepté, en fonction des variables  $T_{STEC}(1)$  et  $T_{AM}(2)$  définies au chapitre précédent. Les boîtes séparées par une ligne tiretée contiennent les débordements, celles qui sont isolées par un trait plein les événements avec  $T_{AM}(1)=0$ .

reconstruction avec des pedestaux mieux calculés. Nous avons en effet développé cet algorithme pour les données déjà reconstruites et sélectionnées au niveau des MINI-DST. Pour corriger l'énergie d'une particule, nous avons corrigé séparément les énergies que celle-ci a déposées dans chaque compartiment des calorimètres et chaque projection. Dans une de ces parties, en fonction de l'énergie déposée  $E$  nous avons en effet calculé le nombre de bandes utilisées en moyenne par la reconstruction,  $n_{bandes}(E)$ . De la valeur de  $T_{AM}$ , distribuée dans 16 intervalles, nous pouvons déduire la variation moyenne des pedestaux, par rapport à la situation moyenne,  $\delta(ped)$ . Nous avons alors remplacé  $E$  par :

$$E_{cor} = E + n_{bandes}(E) \times \delta(ped)$$

Les valeurs des corrections relatives sur les énergies reconstruites ne dépassent pas 1%. D'autre part, nous avons vérifié qu'en moyenne la correction introduit un effet négligeable sur l'échelle d'énergie, que ce soit pour les événements chargés ou les événements neutres, ce qui est attendu car par construction la moyenne de  $\delta(ped)$  est nulle. Après cette première étape nous pouvons à partir des énergies corrigées calculer des valeurs corrigées par exemple pour la position du vertex pour les  $\pi^0\pi^0$  ou  $M_{\pi\pi}$  pour les  $\pi^+\pi^-$ , puis finalement s'ensuit la sélection.

Nous pouvons voir sur la figure 15.5 l'effet de cette correction sur les variations des valeurs moyennes des masses invariantes. La plus grande part des variations dues à la perturbation sont corrigées. Pour mesurer plus précisément l'effet de la correction, nous avons indiqué les valeurs du  $\chi^2$  pour un ajustement constant des courbes donnant les variations de  $M_{\pi\pi}$  et  $m_{\pi^0}$  avant et après correction. S'il y a une diminution nette du  $\chi^2$  après correction, il n'en reste pas moins que l'hypothèse d'une valeur indépendante de  $T_{AM}$  est invalidée par la valeur du  $\chi^2$  après correction.

### 15.3.3.b Evaluation des imperfections de l'algorithme

Nous pouvons évaluer plus précisément le degré d'imperfection de la correction. Nous avons point par point calculé les variations de  $M_{\pi\pi}$  et  $m_{\pi^0}$  lors de la correction. Dans l'approximation linéaire, un accroissement de la correction d'un facteur  $x$  doit se traduire dans le même rapport sur les variations des masses reconstruites. Notons génériquement  $M$  l'une de ces quantités. Nous pouvons alors définir :

$$M(x) = M_{non\ corrigée} + x(M_{corrigée} - M_{non\ corrigée})$$

$M(x)$  représente approximativement la moyenne de  $M$  si la correction était modulée par un facteur  $x$  (le cas particulier  $x=1$  correspond à l'utilisation de la valeur obtenue après correction). Pour chaque valeur de  $x$ , nous avons porté sur la figure 15.6 les valeurs du  $\chi^2$  d'un ajustement constant de  $m_{\pi^0}$  par rapport à  $T_{AM}$ . Nous pouvons déduire de cette figure qu'un accroissement d'environ 30 % de la correction aplanirait au mieux les variations des masses reconstruites. Des méthodes plus précises et plus sophistiquées conduisent à une mesure compatible, plus précise, de cette imperfection. Une raison probable de cette relative insuffisance de la correction est la forme complexe des variations de l'énergie en fonction de  $T_{AM}$ , dont nous avons tenu compte ici seulement en moyenne. Pour corriger de manière plus complète les perturbations des énergies, nous avons utilisé une intéressante propriété de notre méthode de correction pour les effets des particules fortuites.

### 15.3.4 Correction résultant de la méthode de superposition

Rappelons que nous superposons aux bons événements des déclenchements aléatoires, avant de reconstruire de manière indentique le résultat de cette superposition. L'effet des particules fortuites est ainsi introduit une seconde fois dans les données, et l'analyse des événements superposés

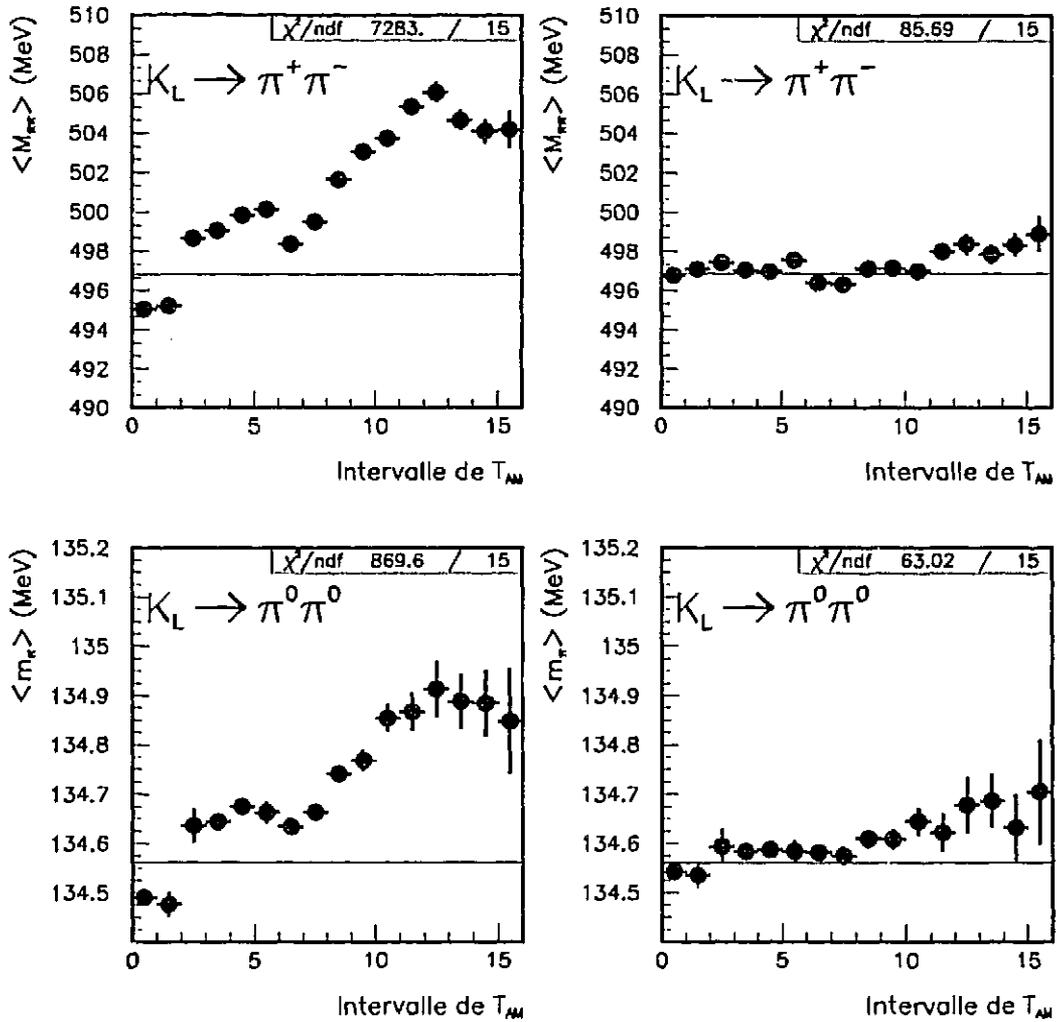


Figure 15.5: Variations des masses invariantes pour les candidats  $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$  et  $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$  en fonction de  $T_{AM}$  (1), avant et après la correction moyenne en fonction de  $T_{AM}$  (1). Nous avons indiqués les résultats d'ajustements par des constantes.

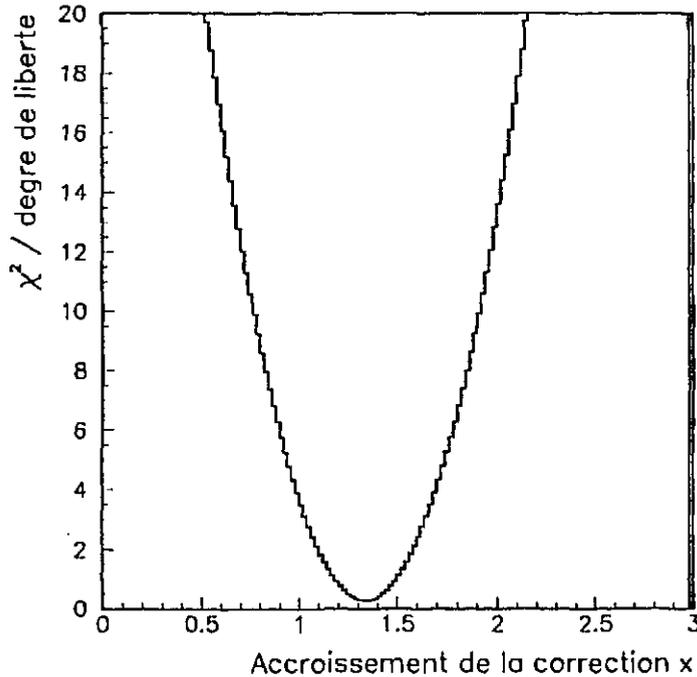


Figure 15.6: Valeur du  $\chi^2$  par degré de liberté pour un ajustement constant de  $m_{\pi^0}$  en fonction de  $T_{AM}$  en fonction du facteur d'échelle de la correction  $x$ .

nous permet finalement de le soustraire du résultat final. Nous pouvons remarquer que le même raisonnement est valable pour ce qui concerne l'effet des bruits de l'appareillage. L'effet des variations des piedestaux est donc implicitement traité par cette méthode. Nous pouvons en déduire une méthode pour évaluer et soustraire les effets des perturbations des énergies. Nous avons montré en effet que la perturbation des canaux ayant reçu un signal suit la même loi que celle des canaux vides. Nous pouvons donc énoncer le principe que les effets d'une part de la perturbation de l'énergie telle qu'elle apparaît à une valeur de  $T_{AM}$  donnée, et d'autre part de la superposition d'événements aléatoires ayant séjourné pendant la même durée dans la mémoire analogique tendent à être identiques, lorsque l'on répète les observations d'une part et la superposition avec des déclenchements aléatoires d'autre part un nombre suffisant de fois.

Pour corriger une valeur mesurée à une valeur de  $T_{AM}$  donnée, par exemple le nombre des événements rejetés par une certaine coupure, ou la moyenne de la masse du système  $\pi^+\pi^-$ , par exemple, nous pouvons donc utiliser la procédure suivante. Nous sélectionnons les événements sur lesquels ont été superposés des déclenchements aléatoires pour lesquels  $T_{AM}$  a la valeur voulue. Avec ce lot, nous calculons la différence entre les quantités avant et après superposition. Cette différence nous fournit la valeur de la correction à appliquer à la valeur moyenne de la masse pour les événements ayant attendu  $T_{AM}$ . En fait, de manière plus rigoureuse, pour corriger une quantité reconstruite, nous calculons la moyenne de la différence événement par événement, tandis que pour corriger un nombre d'événements dans un intervalle de  $T_{AM}$ , ou toute autre quantité liée à l'état du détecteur, nous comptons les événements perdus et ceux gagnés lors de la superposition d'un déclenchement aléatoire de la même catégorie.

	$T_{AM} = 0$	$T_{AM} > 0$
Nombres d'événements de signal	281686	170066
Coupure	Fraction rejetée	
Nombre d'impacts dans la chambre 1	3.53% $\pm$ .05%	3.67% $\pm$ .07%
Rapport des énergies des traces	12.61% $\pm$ .12%	12.60% $\pm$ .15%
Amas d'énergie supplémentaires	.65% $\pm$ .02%	.69% $\pm$ .03%
Photons supplémentaires	6.00% $\pm$ .08%	6.05% $\pm$ .10%
Position du vertex	5.45% $\pm$ .07%	5.53% $\pm$ .10%
Energie totale	23.20% $\pm$ .17%	23.49% $\pm$ .22%
Coupure finale sur la masse $\pi^+\pi^-$	5.51% $\pm$ .07%	5.65% $\pm$ .08%
Réjection stricte des électrons	5.37% $\pm$ .06%	5.32% $\pm$ .05%
Coupure large sur la masse $\pi^+\pi^-$	23.41% $\pm$ .17%	24.11% $\pm$ .21%
Réjection élargie des électrons	214.1% $\pm$ .89%	237.6% $\pm$ 1.0%

Tableau 15.3: Etudes des effets des principales coupures sur les événements  $\pi^+\pi^-$ , pour les événements ayant attendu et les autres, après correction des effets des particules fortuites par la méthode de superposition, avec les mêmes conventions que pour le tableau 15.1.

Nous pouvons alors calculer les nombres d'événements donnés dans les tableaux 15.1 et 15.2, après avoir fait cette correction. Nous avons donné les résultats de cette étude dans les tableaux 15.3 et 15.4; par rapport aux tableaux 15.1 et 15.2 les coupures rejetant une fraction trop faible des événements ont été omises ici.

Une fois la correction pour l'activité fortuite dans les détecteurs, les fractions des événements rejetés ne présentent plus que des asymétries de l'ordre de 1 à 2 pour mille. Les différences notées auparavant, de 1.87% due à la coupure sur  $M_{\pi\pi}$  et de .66% due à la coupure sur  $R_{ellipse}$  sont donc après correction compatibles avec 0: elles se réduisent en effet respectivement à .15% et .08%.

De plus nous pouvons aussi vérifier sur les quantités reconstruites que nous avons considérées plus haut,  $M_{\pi\pi}$  et  $m_{\pi^0}$ , la complétude de la correction. Nous avons représenté sur la figure 15.7 les variations des moyennes de  $M_{\pi\pi}$  et  $m_{\pi^0}$ , avant et après correction. La figure 15.7 montre qu'après cette nouvelle correction les masses invariantes sont constantes avec  $T_{AM}$ . Nous avons enfin vérifié que cette conclusion reste vraie si nous utilisons les variables déterminant la perturbation,  $T_{STEC}$  (1) et  $T_{AM}$  (2). De même que précédemment, nous utilisons pour les corriger les variations observées à partir d'événements lors de la superposition de déclenchements aléatoires dont les caractéristiques nous intéressent. Comme le montre la figure 15.8, les quantités  $M_{\pi\pi}$  et  $m_{\pi^0}$  après correction paraissent indépendantes de  $T_{STEC}$  (1) et  $T_{AM}$  (2) quelles que soient les valeurs des paramètres.

Ayant démontré que notre procédure de correction par superposition tient bien compte des variations de pedestaux, nous n'avons pour autant pas abandonné l'algorithme de correction moyenne présenté au paragraphe précédent. En effet, une des conditions de validité de la méthode de superposition est la petitesse des effets qu'elle corrige. La correction moyenne permettant de réduire les effets résiduels des variations de pedestaux nous l'avons utilisée pour la mesure de  $\mathcal{R}$  conjointement avec la méthode de superposition. Les valeurs données à la partie précédente en tiennent compte; en particulier la correction accidentelle sur  $\mathcal{R}$ . Si cet algorithme n'avait pas été utilisé, la mesure finale de  $\mathcal{R}$  varie de moins de .1% mais la correction

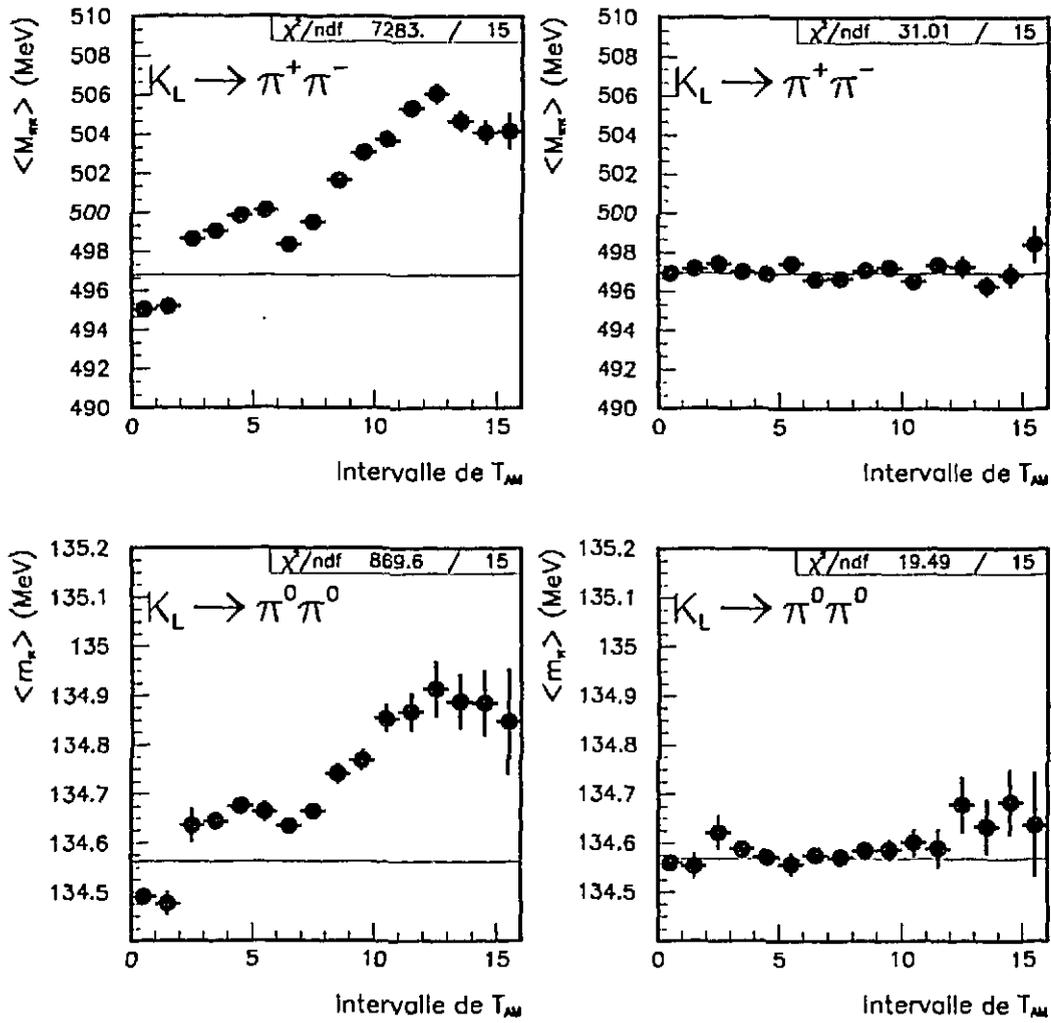


Figure 15.7: Comparaison des variations des moyennes de  $M_{\pi\pi}$  et  $m_{\pi^0}$  avant et après la correction par superposition.

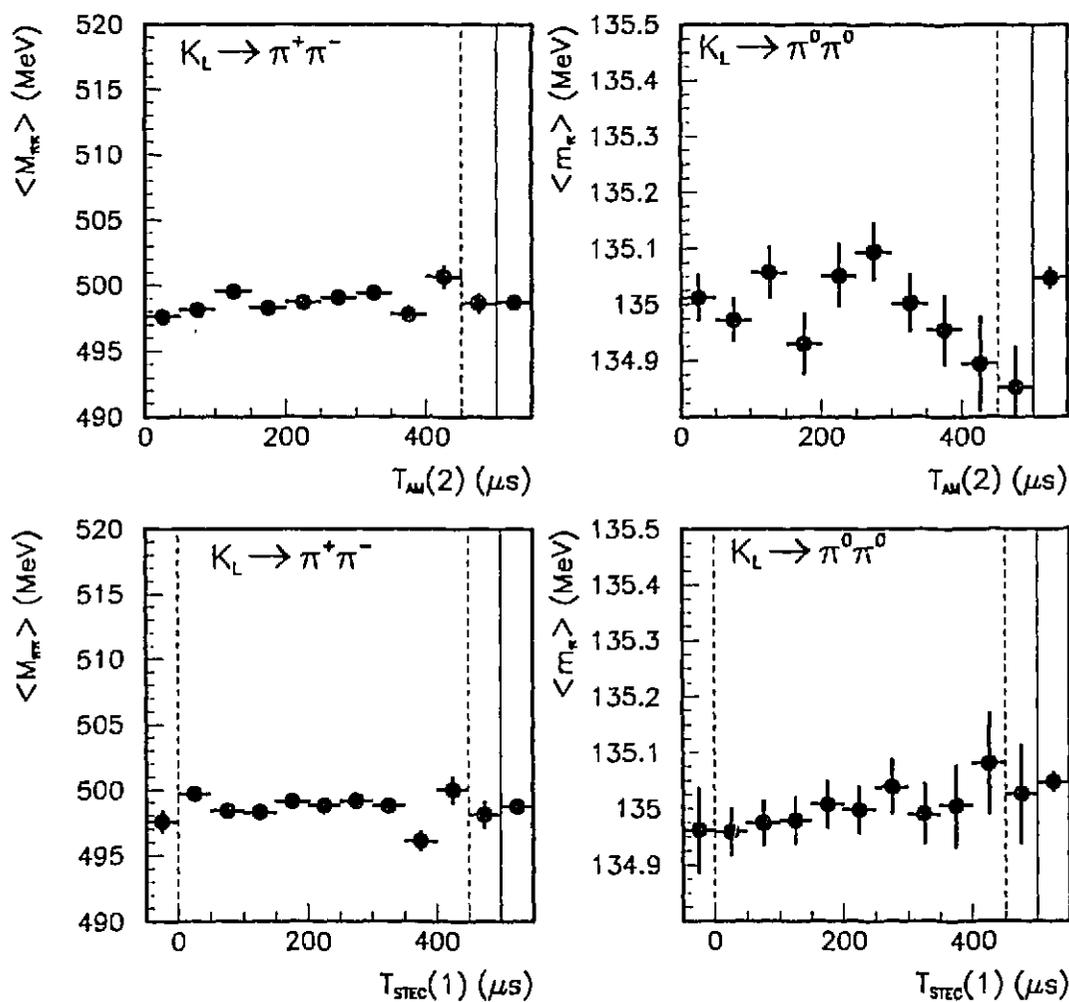


Figure 15.8: Variations des moyennes de  $M_{\pi\pi}$  et  $m_{\pi^0}$  après la correction par superposition en fonction de  $T_{AM}(2)$  et  $T_{STEC}(1)$  pour les candidats  $K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  et  $K_L^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$  précédés par un déclenchement accepté. Les boîtes séparées par une ligne tiretée contiennent les débordements, celles qui sont isolées par un trait plein les événements avec  $T_{AM}(1)=0$ .

	$T_{AM} = 0$	$T_{AM} > 0$
Nombres d'événements de signal	106527	65318
Coupure	Fraction rejetée	
Nombre d'impacts dans la chambre 1	1.81% $\pm$ .06%	1.86% $\pm$ .07%
Energie du 5 <sup>ième</sup> photon	2.63% $\pm$ .08%	2.50% $\pm$ .09%
Acceptance du LAC	2.83% $\pm$ .09%	2.87% $\pm$ 1.1%
Energie totale	4.14% $\pm$ .11%	4.24% $\pm$ .14%
Position du vertex	10.1% $\pm$ .17%	10.0% $\pm$ .22%
Coupure finale sur $R_{ellipse}$	8.96% $\pm$ .16%	8.88% $\pm$ .19%
Coupure élargie sur $R_{ellipse}$	126.9% $\pm$ .88%	125.6% $\pm$ 1.1%

Tableau 15.4: Etudes des effets des principales coupures sur les événements  $\pi^0\pi^0$ , pour les événements ayant attendu et les autres, après correction par la méthode de superposition, avec les mêmes conventions que pour le tableau 15.2.

accidentelle augment approximativement de .2%. Enfin, notons que parmi les sources de l'erreur systématique sur la correction pour les effets des accidentelles figure en bonne place les variations de l'énergie, à travers les variations observées lors des variations des coupures sur  $R_{ellipse}$  ou sur la masse de kaon.

## 15.4 Conclusion

Après avoir mis en évidence leur variations, nous avons étudié de diverses manières les grandeurs reconstruites sous l'effet des perturbations des énergies. Nous avons construit un algorithme pour corriger en moyenne les variations des pedestaux, qui s'est révélé dans une certaine fraction imparfait. Il a néanmoins été utilisé dans l'expérience car il renforce la validité de la méthode de superposition. Nous avons en outre démontré que son imperfection est surmontée par une importante propriété de la correction par superposition de déclenchements aléatoires : nous avons en effet montré qu'elle prend implicitement en compte les effets des variations des pedestaux. Après cette dernière les effets des variations de pedestaux sur les grandeurs reconstruites sont négligeables statistiquement. Ceci démontre l'absence de biais dans la sélection des lots de  $\pi^+\pi^-$  et  $\pi^0\pi^0$  utilisés dans la mesure de  $\mathcal{R}$ . Les variations d'énergie sont enfin une des sources d'incertitude systématique sur la correction accidentelle dont nous avons tenu compte. Le dernier pas à franchir est de vérifier que la mesure de  $\mathcal{R}$  est elle aussi indépendante de  $T_{AM}$ .

## Chapitre 16

# Influence de la mémoire analogique sur la mesure de $\mathcal{R}$

Dans les chapitres précédents, nous avons mis en évidence une perturbation affectant les mesures calorimétriques, surtout marquée dans le faisceau de  $K_L^0$ . Une explication définitive à celle-ci n'a pu être proposée. Toutefois nous avons en quelque sorte établi les lois empiriques qui déterminent cette perturbation, en l'étudiant dans les situations où nous avons pu avoir accès à l'histoire récente du système. Nous avons dans la suite exploré les conséquences de la perturbation sur la partie asynchrone du déclenchement, la reconstruction et la sélection des événements utilisés pour la mesure de  $\mathcal{R}$ . Nous avons démontré que la perturbation n'entraînait qu'une petite asymétrie entre les événements qui ont attendu et les autres sélectionnés. Nous avons toutefois montré ensuite que cette asymétrie est implicitement bien corrigée dans notre procédure de soustraction des effets des particules fortuites et des bruits d'appareillage, qui utilise la superposition de déclenchements aléatoires sur les événements de l'analyse. Pour en réduire au maximum les effets, nous avons corrigé en moyenne ces variations de pedestal, suivant la méthode développée au chapitre 15.3.3.a les résultats donnés dans la suite.

Ces études ont en fait été rendues nécessaires par l'observation inquiétante que le résultat de la mesure de  $\mathcal{R}$  n'est pas identique lorsqu'on ne conserve pour la faire que les événements qui n'ont pas attendu dans la mémoire analogique. Dans un premier temps nous évaluerons plus précisément le niveau de cette différence, et essaierons de localiser sa source. Suivant des méthodes utilisées aux chapitres précédents, nous montrerons que le problème est plus complexe qu'il n'apparaît au premier abord.

### 16.1 Le dernier problème de NA31

Pour vérifier directement la stabilité de notre résultat nous avons calculé  $\mathcal{R}$  pour les minipériodes pour lesquelles le compteur du temps dans la mémoire analogique a fonctionné, c'est-à-dire 1, 3 à 7, 9 à 12, 14 à 21 et 22 à 37. Le résultat brut est donné par :

$$\mathcal{R}_{brut} = .9832 \pm .0030(stat.)$$

L'erreur indiquée sur le résultat est purement statistique. Nous avons comparé ce résultat avec celui que nous obtenons en n'utilisant que les événements qui n'attendent pas dans la mémoire analogique qui est :

$$\mathcal{R}_{brut}^{(T_{AM}=0)} = .9720 \pm .0037(stat.)$$

Valeurs non corrigées			
Echantillon	Nombre total	Nombre à $T_{AM}=0$	Fraction à $T_{AM}=0$
$K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$	1759910	1597335	90.76% $\pm$ .02%
$K_S^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$	718375	652995	90.90% $\pm$ .03%
Différence entre fractions			- .14% $\pm$ .04%
$K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$	540492	331752	61.37% $\pm$ .07%
$K_L^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$	202588	123056	60.74% $\pm$ .11%
Différence entre fractions			+ .63% $\pm$ .13%
Valeurs corrigées			
Echantillon	Nombre total	Nombre à $T_{AM}=0$	Fraction à $T_{AM}=0$
$K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$	1805517	1638603	90.75% $\pm$ .03%
$K_S^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$	736387	669350	90.90% $\pm$ .04%
Différence entre fractions			- .15% $\pm$ .05%
$K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$	557393	340463	61.08% $\pm$ .06%
$K_L^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$	208340	126451	60.69% $\pm$ .11%
Différence entre fractions			+ .38% $\pm$ .12%

Tableau 16.1: Nombres d'événements et fractions des événements à  $T_{AM}=0$  pour les différents modes entrant dans le calcul de  $\mathcal{R}$ , avant et après correction de l'effet des accidentelles

Nous voyons que ces deux résultats sont différents, d'environ 1%. La signification statistique de cette différence est difficile à évaluer directement, car les lots utilisés ne sont pas statistiquement indépendants. Nous avons souligné l'importance de la correction pour les particules fortuites. Lorsque nous l'appliquons, avec les prescriptions exposées au chapitre précédent, ces deux mesures deviennent :

$$\mathcal{R}_{cor.} = .9805 \pm .0031(\text{stat.})$$

$$\mathcal{R}_{cor.}^{(T_{AM}=0)} = .9735 \pm .0037(\text{stat.})$$

La différence entre elles se trouve réduite à environ .7 %, ce qui reste néanmoins important devant l'erreur sur chacune d'entre elles (il faut noter que ces deux mesures proviennent de lots qui se recouvrent, les erreurs indiquées sont donc largement corrélées). Il est facile de montrer que les autres corrections à appliquer à ces résultats pour aboutir à des valeurs finales ne peuvent modifier cette différence.

### 16.1.1 Une approche plus détaillée de l'"effet"

Les nombres d'événements dans les 4 modes sont donnés dans le tableau 16.1, avant et après la correction fournie par la superposition. A partir de ceux-ci nous pouvons affirmer que la différence entre ces deux résultats provient essentiellement des données en faisceau de  $K_L^0$ . En effet, nous pouvons traduire la différence entre les deux valeurs de  $\mathcal{R}$  comme l'existence de fractions différentes d'événements qui n'attendent pas dans la mémoire analogique. Ces fractions sont aussi données dans le tableau 16.1. Nous pouvons observer que dans les deux faisceaux, les fractions d'événements avec  $T_{AM}=0$  ne sont pas semblables dans les deux modes étudiés. Il est intéressant aussi de noter que ces effets vont dans des directions opposées. La signification statistique de la différence des fractions est dans les deux cas supérieure à 3 déviations standards. Toutefois, nous observons également que seuls moins de 10% des événements n'attendent pas

dans la mémoire analogique en  $K_S^0$ . Dans ce même faisceau, la différence entre ces fractions est inférieure en valeur absolue à ce que vaut la même différence dans le faisceau de  $K_L^0$ , ce qui est encore plus significatif si nous considérons les valeurs relatives de ces différences (environ  $-.2\%$  et  $.7\%$  respectivement). Nous pouvons en déduire que la différence entre les deux mesures de  $\mathcal{R}$  provient principalement d'une différence entre les lots de  $K_L^0$  utilisés dans ces deux déterminations. C'est donc aux données prises dans le faisceau de  $K_L^0$  que nous nous consacrerons dans la suite.

### 16.1.2 Étude de la signification statistique

Nous observons donc pour les données prises en  $K_L^0$  après avoir appliqué toutes les coupures, les effets des particules fortuites ayant été corrigés, une différence entre les fractions d'événements neutres et chargés ayant attendu dans la mémoire analogique. La mesure de la différence entre les fractions d'événements avec  $T_{AM} = 0$  nous a montré que celle-ci est différente de 0 par 3.4 déviations standard. Pour vérifier la signification statistique de cet effet, nous avons calculé les valeurs de  $\mathcal{R}$  obtenues à partir de l'ensemble des données de  $K_S^0$  d'une part et d'autre part des lots d'événements en  $K_L^0$  avec  $T_{AM} = 0$  et  $T_{AM} > 0$  respectivement. En effectuant le calcul par la méthode du maximum de vraisemblance, nous pouvons en effet réduire le biais statistique sur le résultat. Les valeurs que nous avons obtenues sont :

$$\mathcal{R}^{(K_L, T_{AM}=0)} = .9739 \pm .0036(\text{stat.})$$

$$\mathcal{R}^{(K_L, T_{AM}>0)} = .9905 \pm .0044(\text{stat.})$$

L'erreur statistique sur le résultat provenant des lots du faisceau de  $K_S^0$  est commune aux deux valeurs ; nous l'avons estimée à  $.2\%$ . Compte tenu de cette valeur, la signification statistique de la différence entre ces deux valeurs est donc de l'ordre de 3.3 déviations standard. La figure 16.1 nous indique qu'elle est stable en fonction du numéro de la minipériode, de l'énergie du  $K^0$  et de la position du vertex.

L'idéal serait maintenant de pouvoir isoler la catégorie à l'origine de cette différence, ce qui fait l'objet de la partie suivante.

## 16.2 Une localisation plus précise du problème?

Pour espérer pouvoir démontrer que la différence entre les mesures de  $\mathcal{R}$  provient d'un seul des deux modes, il nous faudrait disposer d'une "référence" par rapport à laquelle les comparer.

Une manière de présenter le problème est de calculer les rapports entre les nombres d'événements chargés et neutres dans ces deux catégories. Les valeurs de ces rapports dans le faisceau de  $K_L^0$  sont les suivantes :

$$(n/c)_{K_L}^{T_{AM}=0} = .3714 \pm .0012(\text{stat.})$$

$$(n/c)_{K_L}^{T_{AM}>0} = .3775 \pm .0015(\text{stat.})$$

Malheureusement, la détermination de la valeur que nous pourrions attendre (aux effets d'une valeur non nulle de  $\varepsilon'/\varepsilon$  près) à partir de notre Monte-Carlo d'acceptance par exemple s'avère imprécise en pratique. D'une part, la connaissance des rapports d'embranchement des deux modes (sur lequel l'erreur relative est supérieure à  $3\%$ ) est trop imprécise. D'autre part notre simulation n'est pas adaptée à cette mesure, mais seulement à la détermination du double rapport des acceptances, pour laquelle de nombreuses approximations sont possibles car des effets comme

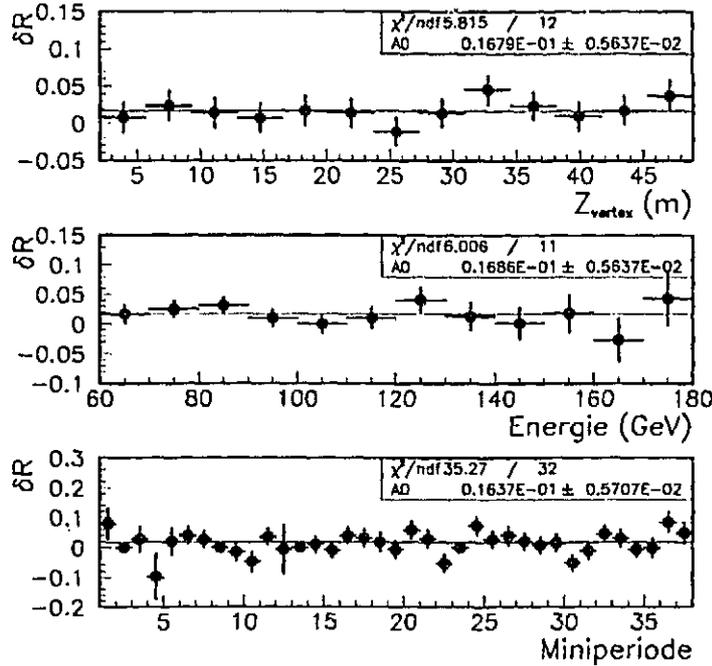


Figure 16.1: Variations de la différence  $\delta\mathcal{R} = \mathcal{R}^{T_{AM}>0} - \mathcal{R}^{T_{AM}=0}$  en fonction de l'énergie, de la position du vertex et de la minipériode.

ceux de la résolution expérimentale sont dans une bonne approximation symétriques en  $K_S^0$  et en  $K_L^0$ . Il y aurait de ce fait trop d'effets non pris en compte dans la simulation à corriger pour espérer arriver à une estimation suffisamment précise.

L'autre manière d'aborder le problème est de le considérer comme une différence entre les fractions d'événements avec  $T_{AM} = 0$ . Une possibilité qui s'offre à nous est de comparer ces fractions avec des mesures de la même quantité effectuées à partir d'autres catégories d'événements.

### 16.2.1 Comparaison avec les déclenchements aléatoires

Le fait d'attendre dans la mémoire analogique est fonction des paramètres de l'expérience qui pourraient influencer sur le taux d'événements atteignant le niveau asynchrone du déclenchement. Pour pouvoir être comparable aux événements  $\pi^+\pi^-$  et  $\pi^0\pi^0$ , un échantillon doit couvrir par exemple les mêmes minipériodes, du fait de modification de paramètres du déclenchement entre plusieurs d'entre-elles. La première possibilité que nous allons examiner est l'utilisation des déclenchements aléatoires dans ce but. Le système de déclenchement de ceux-ci doit en effet suivre l'intensité instantanée du faisceau, cette caractéristique ayant de plus été vérifiée avec précision a posteriori. Considérons la fraction des événements aléatoires avec  $T_{AM} = 0$  sur le même ensemble de minipériodes :

$$P(T_{AM} = 0)^{\text{évs aléat.}} = 61.25\% \pm .05\%$$

Nous ne sommes donc pas en position de conclure, cette valeur n'étant compatible avec aucune de celles données dans le tableau 16.1. Toutefois, il nous faut en fait examiner le problème avec plus de soin. En effet, le système de déclenchement impose un délai minimum entre deux déclenchements aléatoires. En conséquence, un déclenchement aléatoire ne peut suivre un autre déclenchement aléatoire de manière à attendre dans la mémoire analogique le traitement du précédent. En revanche une certaine fraction des événements  $\pi^+\pi^-$  et  $\pi^0\pi^0$  attend dans la mémoire analogique le traitement d'un déclenchement aléatoire. Or tous les canaux des calorimètres sont digitisés lors de la lecture d'un déclenchement aléatoire, soit en moyenne 3 fois plus de canaux qu'un événement de physique. Un déclenchement aléatoire est donc en moyenne plus long à traiter, dans le même rapport. Les événements suivant un déclenchement aléatoire vont donc prendre en moyenne des valeurs de  $T_{AM}$  plus grande que la moyenne. Le biais signalé plus haut peut donc être réduit en ne conservant que les événements pour lesquels  $T_{AM} < 450 \mu s$ . Si nous sélectionnons les événements ainsi, les valeurs que nous obtenons pour les fractions avec  $T_{AM} = 0$  sont les suivantes :

$$P(T_{AM} = 0)_{corr.}^{\pi^0\pi^0} = 61.60\% \pm .12\%$$

$$P(T_{AM} = 0)_{corr.}^{\pi^+\pi^-} = 61.94\% \pm .06\%$$

$$P(T_{AM} = 0)_{corr.}^{evt. aléat.} = 62.00\% \pm .05\%$$

La valeur obtenue avec les événements aléatoires est donc proche de celle obtenue pour les candidats  $K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ . Toutefois, cette indication ne paraît pas permettre de conclure définitivement, pour le moment, à un fonctionnement différent de  $T_{AM}$  pour les déclenchements neutres du fait de l'incertitude résiduelle liée au problème souligné ci-dessus, qui reste difficile à estimer. Les autres catégories d'événements de calibration ne sont pas adaptées à faire pareille étude, car leur mode de déclenchement est moins directement corrélé au faisceau. Nous nous sommes donc tournés vers les autres catégories d'événements physiques.

## 16.2.2 Comparaison avec les événements des autres modes

### 16.2.2.a Modes acceptés par le déclenchement

La première catégorie vers laquelle nous allons nous tourner est celle des événements du mode  $K_L^0 \rightarrow \gamma\gamma$ . Ces événements sont détectés dans notre appareillage comme des événements neutres comportant seulement deux photons. Le système de déclenchement est configuré pour les traiter de manière parallèle aux événements  $\pi^0\pi^0$ , ce qui nous a permis la première mesure du rapport d'embranchement du mode  $K_S^0 \rightarrow \gamma\gamma$ . L'acceptance de notre détecteur pour le mode  $K_L^0 \rightarrow \gamma\gamma$  est plus importante que pour le mode en 4 photons, et le rapport d'embranchement du même ordre. Pour sélectionner les événements provenant de ce mode les coupures sont assez simples. Nous examinons en effet les événements neutres à 2 ou 3 photons, et sélectionnons les événements pour lesquels tous les photons sont dans l'acceptance du LAC, le barycentre de l'énergie distant de moins de 15 cm de l'axe du faisceau et dont l'énergie et la position du vertex sont dans des zones fiducielles semblables à celles des  $\pi^0\pi^0$ . La fraction de  $\pi^0\pi^0\pi^0$  dans ces coupures est alors négligeable. En définitive, le nombre d'événements après ces coupures est environ 40% plus élevé que celui des  $\pi^0\pi^0$ . Nous avons exprimé le résultat de cette mesure sous la forme d'une différence car pour des raisons techniques, les lots utilisés ne recouvrent pas entièrement ceux de notre analyse. La différence que nous avons trouvée vaut après correction par superposition :

$$P(T_{AM} = 0)^{\gamma\gamma} - P(T_{AM} = 0)^{\pi^0\pi^0} = -0.05\% \pm 0.15\%$$

La fraction des événements de mode  $K_L^0 \rightarrow \gamma\gamma$  avec  $T_{AM} = 0$  est donc parfaitement compatible avec celle mesurée pour les événements  $\pi^0\pi^0$ , et en constitue par là même une vérification indépendante. Ceci démontre que la différence entre les  $\pi^0\pi^0$  et les  $\pi^+\pi^-$  (et probablement les déclenchements aléatoires), si elle est réelle, n'est pas liée à un caractère spécifique du mode  $\pi^0\pi^0$ .

### 16.2.2.b Modes rejetés au niveau du déclenchement

Nous avons donc trouvé un autre mode de désintégration neutre parmi les autres modes enregistrés par l'expérience qui nous a permis de vérifier la fraction d'événements avec  $T_{AM} = 0$  pour les  $\pi^0\pi^0$ . Nous voudrions faire de même pour les événements chargés. Les modes permettant d'atteindre une précision statistique suffisante sont malheureusement ceux-là mêmes qui, constituant nos bruits de fond principaux, sont rejetés au niveau du déclenchement. Nous devons donc nous limiter à l'étude d'événements pour lesquels les décisions du déclenchement effectuant les réjections ont été ignorées; la catégorie la mieux adaptée est donc celle des événements LSTD.

Malheureusement, la logique de la décision d'enregistrer un déclenchement LSTD a une conséquence gênante. En effet nous enregistrons un événement avec le déclenchement relâché tout les 50; ces événements ne sont évidemment pas rejetés ultérieurement dans le déclenchement. Les déclenchements qui suivent un déclenchement LSTD sont donc dans une situation où l'événement qui les précède va occuper le système plus longtemps que la moyenne, et donc vont attendre dans la mémoire analogique plus longtemps que la moyenne. Au contraire, un déclenchement LSTD ne peut suivre un autre déclenchement du même type, et va donc attendre en moyenne moins longtemps dans la mémoire analogique. La fraction des événements LSTD avec  $T_{AM} = 0$  doit donc être inférieure à celle des événements sélectionnés dans la mesure de  $\mathcal{R}$ , qui constitue une sorte de moyenne. C'est bien ce que nous avons observé, mais ce point soulève une difficulté pour l'analyse qui nous occupe. En effet, les événements LSTD ne sont qu'une fraction de 2% du total, donc la statistique d'événements  $\pi^+\pi^-$  (et a fortiori  $\pi^0\pi^0$ ) n'est pas suffisante pour mesurer précisément  $P(T_{AM} = 0)$ . Nous ne pouvons donc comparer les événements LSTD qu'entre eux, pour des modes différents de ceux de l'analyse finale.

Les modes qui nous sont accessibles sont:  $\pi e\nu$ ,  $\pi^0\pi^0\pi^0$ ,  $\pi^+\pi^-\pi^0$ . L'analyse a été menée sur un sous-ensemble des données, à partir des DST où tous les événements ont été transcrits. Nous avons sélectionné les événements avec 6 photons dans l'acceptance, d'énergie totale et position du vertex dans nos coupures fiducielles et les trois  $\pi^0$  avec des masses invariantes reconstruites voisines de la valeur nominale. Nous avons comparé ce lot avec les événements  $\pi e\nu$ , que nous avons sélectionné en demandant 2 traces dans l'acceptance, une différence entre leurs signaux dans le TRD supérieure à 350 coups et  $D_{target} > 3cm$ . La différence entre les fractions dans ces deux modes est avant correction pour les effets des particules fortuites:

$$P(T_{AM} = 0)^{K_{e3}} - P(T_{AM} = 0)^{\pi^0\pi^0\pi^0} = 0.28\% \pm 0.14\%$$

La correction des effets des accidentelles sur cette quantité que nous pouvons calculer vaut - 0.3%, mais avec une erreur de l'ordre du double, soit 0.6%. Cette autre difficulté provient de l'algorithme de superposition utilisé dans la production des données. Nous ne superposons en effet un déclenchement aléatoire sur un événement que lorsque celui-ci satisfait des critères qui rejettent une fraction importante des événements de bruit de fond, ou incompatibles avec les modes recherchés. C'est ainsi par exemple que les événements avec 6 photons sont déjà rejetés à ce niveau. Toutefois, pour permettre des vérifications un événement sur 20 a été traité quelle que soit sa nature. Ceci nous a permis de calculer quand même une correction pour les effets des particules fortuites, à partir d'un échantillon partiel. Le faible nombre d'événements que

celui-ci contient a pour effet de laisser subsister l'incertitude statistique importante que nous avons donnée plus haut. Celle-ci nous empêche donc de tirer des conclusions de cette étude des modes rejetés.

### 16.2.3 Comparaisons permises par le réarrangement des événements

Nous avons examiné plusieurs catégories susceptibles de fournir une "référence" à laquelle nous pourrions comparer les distributions de  $T_{AM}$  des bons événements. La plus prometteuse est celle des événements aléatoires. Une possibilité intéressante pour approfondir cette comparaison est de nous limiter aux événements précédés par un déclenchement rejeté. Dans cette situation, il nous est possible de comparer plus efficacement les distributions de  $T_{AM}$  pour les bons événements et les déclenchements aléatoires. En effet, la limitation d'une telle comparaison pour tous les événements est l'impossibilité pour deux déclenchements aléatoires d'être consécutifs. Lorsque nous isolons les événements précédés par un déclenchement rejeté cet argument n'a plus lieu d'être: le déclenchement précédent n'est alors pas un événement de calibration. Les distributions de  $T_{AM}$  pour les candidats  $\pi^+\pi^-$ ,  $\pi^0\pi^0$  et les déclenchement aléatoires sont donc plus directement comparables. Ceci a toutefois une contrepartie, puisque seule une partie des données peut être utilisée: la fraction des événements pour lesquels le déclenchement précédent a été accepté est de l'ordre de 35%. Après correction des effets des particules fortuites les fractions d'événements avec  $T_{AM} = 0$  pour ces trois catégories sont<sup>1</sup>:

$$P(T_{AM} = 0)_{n.c.}^{\pi^0\pi^0} = 69.84\% \pm .14\%$$

$$P(T_{AM} = 0)_{n.c.}^{\pi^+\pi^-} = 70.36\% \pm .09\%$$

$$P(T_{AM} = 0)_{n.c.}^{evt.aléat.} = 70.47\% \pm .07\%$$

Nous pouvons tout d'abord noter que ces valeurs sont supérieures à celles obtenues sur l'ensemble de la statistique. C'est le comportement que nous anticipons, car les déclenchement rejetés occupent le système moins longtemps que la moyenne (surtout dans le cas d'une réjection par l'AFBI). La comparaison entre ces nombres renforce la conclusion de la comparaison globale entre les bons événements et les déclenchement aléatoires. En effet, d'une part les fractions d'événements avec  $T_{AM} = 0$  pour les chargés et les déclenchements aléatoires sont compatibles dans les erreurs. D'autre part, la valeur pour les  $\pi^0\pi^0$  s'écarte des deux autres; la signification de la différence avec les  $\pi^+\pi^-$  est d'environ 3.2 déviations standard.

La figure 16.2 renforce ce point. Nous y avons représenté les rapports entre les distributions de  $T_{AM}$  pour les déclenchements aléatoires et celles obtenues dans chacune des deux catégories, dans les cas des événements précédés d'un déclenchement rejeté. Le rapport entre les distributions des chargés et des déclenchement aléatoires est compatible avec une constante, l'ajustement de celle-ci a un  $\chi^2$  de 7.7 pour 10 degrés de liberté. En revanche le même test dans le cas du rapport entre  $\pi^0\pi^0$  et déclenchements aléatoires fournit un  $\chi^2$  de 25.2 pour 10 degrés de libertés (la probabilité d'obtenir un  $\chi^2$  plus élevé est .5%). L'effet semble provenir essentiellement du premier bin; sur les autres bins de la distribution il est difficile de conclure à une variation.

Nous pouvons donc conclure de cette étude que la catégorie des événements neutres semble être celle dont vient la différence de résultat, au moins dans le cas où le déclenchement précédent a été rejeté. Ce sous-ensemble constitue environ 60% de la statistique totale. Il serait intéressant d'être capable d'étendre la comparaison entre les déclenchements aléatoires et les bons événements à la partie complémentaire des données. La comparaison est plus simple si nous utilisons la variable  $T_{SPEC}$  que nous avons introduite dans la section 14.4.2. Sur la figure 16.3 nous

<sup>1</sup>Pour cette analyse seules les minipériodes 9 à 12, 13 à 20, 22 à 37 ont pu être analysées.

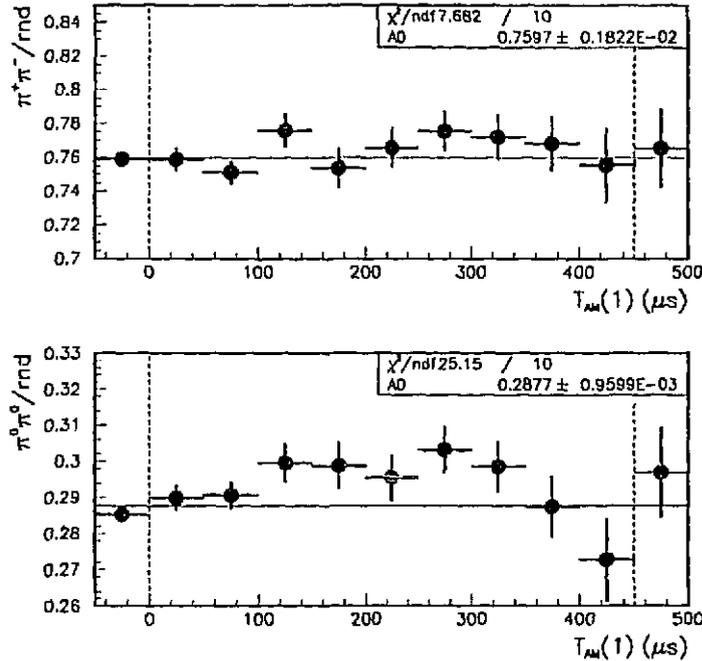


Figure 16.2: Distribution du rapport entre le nombre de déclenchements aléatoires et de candidats  $K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  (respectivement  $K_L^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ ) en fonction de  $T_{AM}$  pour les événements précédés d'un déclenchement rejeté. La dernière boîte, séparée par la ligne tiretée, contient les débordements, la première les événements avec  $T_{AM} = 0$ .

avons représenté les variations des rapports entre les nombres de candidats  $K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  et déclenchements aléatoires (respectivement candidats  $K_L^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$  et déclenchements aléatoires) en fonction de  $T_{STEC}$  pour les événements précédés d'un déclenchement accepté. Examinons tout d'abord les distributions obtenues en comparant les candidats  $K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  et les déclenchements aléatoires. La première caractéristique qui apparaît est un excès des  $K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  par rapport aux déclenchements aléatoires pour les grandes valeurs de  $T_{STEC}$  ( $T_{STEC} > 450\mu s$ ), et un défaut à  $T_{AM} = 0$ . D'autre part, dans la zone intermédiaire le rapport est compatible avec une constante. Ces caractéristiques sont celles que nous pouvons attendre, compte tenu des caractéristiques du système. Nous avons justifié d'ores et déjà l'excès pour  $T_{STEC} > 450\mu s$ : les événements ayant des valeurs aussi grande suivent des déclenchements longs à traiter par le système parmi lesquels figurent les déclenchements aléatoires. Mais nous pouvons justifier aussi les deux autres caractéristiques. Le taux des déclenchements aléatoires est proportionnel, mais bien inférieur, à celui des événements. D'autre part  $T_{STEC}$  est en principe indépendant de la nature de l'événement précédent. Celui-ci introduit seulement en principe une coupure supérieure aux valeurs prises par  $T_{STEC}$ , le temps mis par le système pour le traiter. Si nous avions accès à cette quantité pour tous les événements, nous trouverions des distributions de  $T_{STEC}$  pour ces deux catégories identiques. Dans la réalité elles sont trouquées de manière différente. Donc l'absence pour les déclenchements aléatoires des situations où il suivrait un événement de la même catégorie a pour conséquence non seulement un défaut d'événements

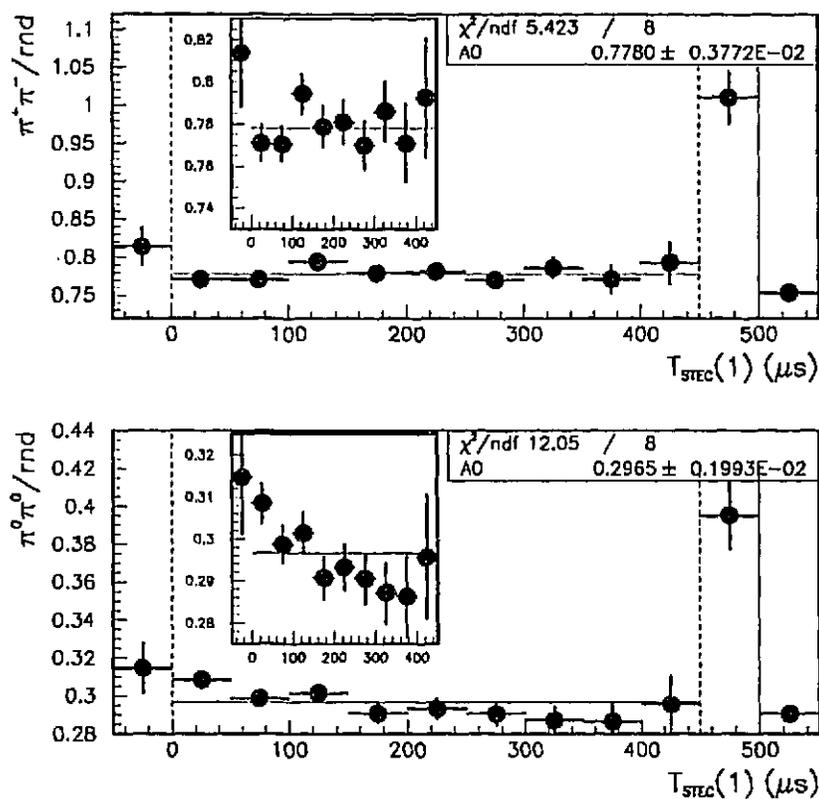


Figure 16.3: Rapport entre les distributions de  $T_{STEC}$  pour les candidats  $K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  et pour les déclenchements aléatoires (partie supérieure); entre celles obtenues pour les candidats  $K_L^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$  et les déclenchements aléatoires (partie inférieure). La première et l'avant-dernière boîte, séparées par une ligne tiretée, contiennent les débordements, la dernière les événements avec  $T_{AM} = 0$ . Nous avons indiqué également un agrandissement des deux distributions en ex-celuant les dernières boîtes.

avec des grandes valeurs de  $T_{AM}$  mais aussi un excès avec  $T_{AM} = 0^2$ .

Examinons maintenant la distribution obtenue en comparant les candidats  $K_L^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$  et les déclenchements aléatoires. Les mêmes aspects restent présents; toutefois nous pouvons noter l'indication d'une variation du rapport dans la zone intermédiaire de  $T_{AM}$ ; bien que compatible statistiquement avec une constante, le rapport peut aussi être ajusté par une droite dont la pente est significativement non nulle (par plus que 2 déviations standard), et avec une diminution du  $\chi^2$ . Nous pouvons interpréter cette indication comme une confirmation de la localisation du problème dans la catégorie des événements neutres.

### 16.2.4 Conclusions

En conclusion, nous relierons des analyses ci-dessus qu'un autre mode indépendant, le mode  $K_L^0 \rightarrow \gamma\gamma$ , a permis de vérifier la fraction des événements  $K_L^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$  avec  $T_{AM} = 0$ , avec une bonne précision. Cette quantité apparaît donc comme une caractéristique des modes neutres en général plutôt que spécifique des candidats  $K_L^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ . Cette observation tendrait plutôt à renforcer la signification (au sens statistique du terme) de la différence observée entre les événements des modes  $\pi^0\pi^0$  et  $\pi^+\pi^-$ . D'autre part, l'autre catégorie d'événements a priori la plus adaptée à ces vérifications est celle des déclenchements aléatoires. La comparaison globale entre les fractions d'événements avec  $T_{AM} = 0$  dans les trois catégories présente des limitations d'ordre systématique qui réduisent le poids de sa conclusion. Toutefois en nous restreignant aux événements précédés d'un déclenchement rejeté ces limitations sont notablement réduites. Dans ce dernier cas, nous avons présenté une indication d'une différence entre la distribution de  $T_{AM}$  pour les  $\pi^0\pi^0$  d'une part et celles des  $\pi^+\pi^-$  et déclenchements aléatoires d'autre part. L'examen des distributions pour les lots complémentaires est plus difficile; toutefois la comparaison des distributions de  $T_{STEC}$  (au lieu de  $T_{AM}$ ) a permis des conclusions intéressantes, qui vont aussi dans le sens d'une singularité des événements neutres. Cette indication va dans le même sens que la comparaison des distributions de  $T_{AM}$  pour les lots totaux. La signification statistique de la différence entre la distribution de  $T_{AM}$  pour les événements neutres et celles des autres catégories reste difficile à mesurer, mais qualitativement nous pouvons affirmer qu'elle sort renforcée de cette étude.

Nous avons donc mis en évidence des indications quant au lot d'où provient l'asymétrie de la mesure de  $\mathcal{R}$ ; sa source reste toutefois inconnue. Une possibilité est la perturbation des pieds-taux, dont nous avons décrit les caractéristiques. Nous avons déjà vérifié que les effets sur  $\mathcal{R}$  de ce phénomène sont d'une part petits, d'autre part bien corrigés par la correction des effets des accidentelles, par la méthode de superposition. Nous allons utiliser les caractéristiques pour vérifier qu'elle n'est pas la cause de la différence constatée ici.

## 16.3 Recherche d'un lien avec la perturbation des énergies

Nous avons mis en évidence une différence entre la mesure de  $\mathcal{R}$  obtenue à partir d'événements avec  $T_{AM} = 0$  et celle découlant de l'analyse des événements avec  $T_{AM} > 0$ . Cette asymétrie semble affecter plus spécifiquement les événements neutres. Or nous avons étudié au chapitre 14 les caractéristiques d'une modification des mesures des dépôts d'énergie mise en lumière par le séjour d'un événement dans la mémoire analogique. Nous avons démontré qu'aussi bien pour les  $\pi^+\pi^-$  que pour les  $\pi^0\pi^0$ , une fois faite la correction des effets des particules fortuites, par superposition de déclenchements aléatoires, les effets des coupures de sélection des événements sont indépendants de  $T_{AM}$  dans ces deux catégories. Les variations des quantités utilisées dans

<sup>2</sup>Ces trois points ont été vérifiés à l'aide d'une simulation

cette sélection en fonction de  $T_{AM}$  sont en effet identiques à celles dues à la superposition de déclenchements aléatoires du même  $T_{AM}$ . D'autre part, suivant qu'on utilise ou non la correction moyenne des énergies en fonction de  $T_{AM}$ ,  $\mathcal{R}$  varie de moins de .1%; la différence entre la valeur globale de  $\mathcal{R}$  et celle à  $T_{AM} = 0$  diminue de .05%. L'augmenter de 30% comme le suggère le chapitre précédent a un effet encore plus petit. Un lien entre les deux phénomènes semble donc être sinon exclu, du moins peu probable. Néanmoins, il nous a semblé important d'envisager cette possibilité.

Si nous n'avons pu établir une explication "physique" de l'apparition de la perturbation, nous avons présenté et discuté au chapitre 14 des lois empiriques qu'elle suit. Nous pouvons par exemple isoler des échantillons où elle est soit plus importante que la moyenne, soit au contraire très inférieure à celle-ci. S'il existe une relation entre l'effet sur  $\mathcal{R}$  et la perturbation, nous devrions donc pouvoir trouver des échantillons où le premier est soit amplifié soit supprimé. Nous avons par plus de simplicité comparé les valeurs du "simple rapport" entre les nombres d'événements chargés et neutres plutôt que celles de  $\mathcal{R}$  (la comparaison avec les déclenchements aléatoires étant systématiquement biaisée pour les événements précédés d'un déclenchement accepté). Pour des raisons techniques, l'échantillon analysé est celui que nous avons utilisé pour étudier la perturbation : les minipériodes 9 à 12, 14 à 20, 22, et 24 à 37. Nous avons enfin, sauf mention spéciale, systématiquement procédé à la correction pour les effets des particules fortuites des résultats.

### 16.3.1 Recherche d'une variation du rapport en fonction de $T_{AM}$

La perturbation des énergies a été tout d'abord mise en évidence en fonction de  $T_{AM}$ . Une variation de notre mesure en fonction de  $T_{AM}$  serait donc un signe d'un lien entre les deux observations. Nous avons donc représenté sur la figure 16.4 les variations du simple rapport en fonction de  $T_{AM}$ . Il n'est pas aisé de mettre en évidence une variation suivant  $T_{AM}$ , mis à part la singularité à  $T_{AM} = 0$ . Nous avons ajusté deux hypothèses sur cette distribution, une constante et une variation linéaire. Le meilleur ajustement de la première a un  $\chi^2$  de .54 par degré de liberté, indiquant qu'elle est tout à fait satisfaisante du point de vue statistique. La seconde a un  $\chi^2$  de .57 par degré de liberté : celui-ci diminue en effet moins que le nombre de degrés de liberté lors du passage d'une hypothèse à l'autre. Il n'y a donc pas d'indication d'une variation du rapport des neutres aux chargés en fonction de  $T_{AM}$ . La précision statistique limitée des mesures dans chaque intervalle de  $T_{AM}$  pourrait ne pas permettre d'observer cette variation. Toutefois si la variation de notre résultat est due à la perturbation, les variations de celui-ci en fonction de  $T_{AM}$  devraient être aussi importantes que la différence entre sa valeur à  $T_{AM} = 0$  et celle à  $T_{AM} > 0$ , ce qui contrebalance l'argument précédent. Nous avons toutefois les moyens d'approfondir le sujet, en étudiant des événements pour lesquels la perturbation est plus précisément déterminée que la moyenne : ceux pour lesquels le déclenchement précédent a été accepté. L'analyse qui fait l'objet des paragraphes suivants a été partiellement présentée dans la référence [24].

### 16.3.2 Recherche d'une dépendance de la variation du résultat avec la perturbation

Nous pouvons constater une limitation des études qui précèdent du fait de larges erreurs statistiques. Si nous sélectionnons encore plus les événements, ce point se verra encore renforcé. Un moyen de déterminer si la différence entre  $K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  et  $K_L^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$  est fonction de la perturbation consiste à faire quatre boîtes en séparant les événements qui attendent et ceux qui n'attendent pas d'une part, et ceux qui sont précédés par un déclenchement accepté et les autres

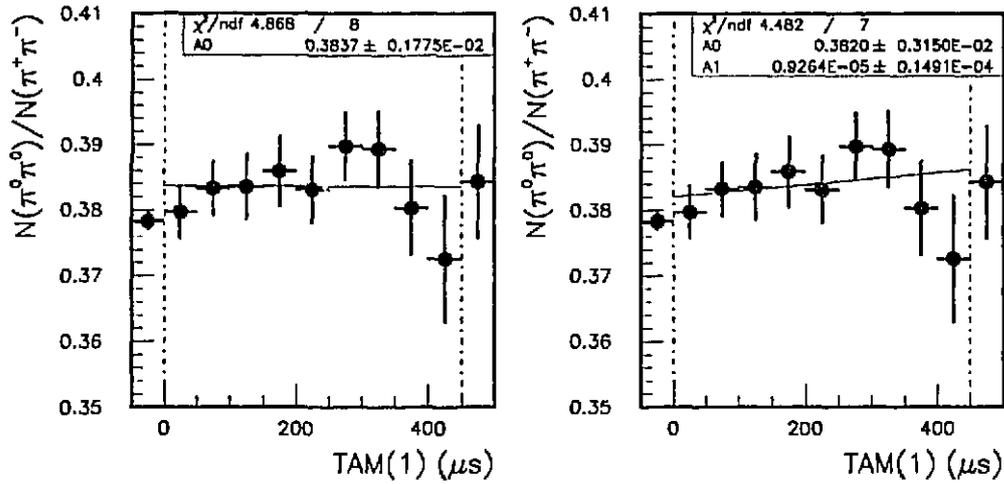


Figure 16.4: Distribution du rapport entre les nombres de candidats  $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$  et de candidats  $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$  en fonction de  $T_{AM}(1)$ . La première boîte contient les événements avec  $T_{AM} = 0$ , la dernière cumule les dépassements. Nous avons indiqué à droite le résultat d'un ajustement par une constante, et à gauche un ajustement linéaire.

Nature du déclenchement précédent	Accepté	Rejeté
$T_{AM} = 0$	15%	46%
$T_{AM} \neq 0$	18%	21%

Tableau 16.2: Fractions des événements dans chacune des quatre catégories

d'autre part. En moyenne la perturbation n'affecte pas autant ces quatre catégories. En effet, les événements qui ont  $T_{AM} = 0$  et qui sont précédés par un déclenchement accepté sont les moins perturbés en moyenne. Puis viennent les événements avec  $T_{AM} = 0$  précédés par un déclenchement rejeté, les événements avec  $T_{AM} > 0$  précédés par un déclenchement accepté et enfin ceux qui ont  $T_{AM} > 0$  et qui sont précédés par un déclenchement rejeté dans l'ordre d'une perturbation moyenne croissante. Ce point est illustré par la figure 16.5. Ces 4 catégories ne contiennent pas des fractions égales d'événements; ces fractions sont données dans le tableau 16.2. Nous avons calculé les valeurs du rapport des nombres d'événements  $\pi^0 \pi^0$  et  $\pi^+ \pi^-$  dans chacune des 4 catégories définies ci-dessus. Si la déviation entre  $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$  et  $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$  est reliée à la perturbation des énergies, nous nous attendons à quatre valeurs ordonnées aux erreurs près dans l'ordre mentionné ci-dessus. Les résultats donnés dans le tableau 16.3 infirment cette prédiction. La caractéristique frappante des nombres donnés dans le tableau 16.3 est plutôt, en fait, qu'une des quatre catégories s'écarte des autres, celle des événements précédés par un déclenchement rejeté avec  $T_{AM} = 0$ . La compatibilité de ces quatre nombres entre eux peut être mesurée en calculant le  $\chi^2$  du meilleur ajustement d'une hypothèse constante. Celui-ci vaut 17.45; pour 3 degrés de liberté la probabilité d'obtenir une valeur supérieure ou égale est environ .05 % . Il

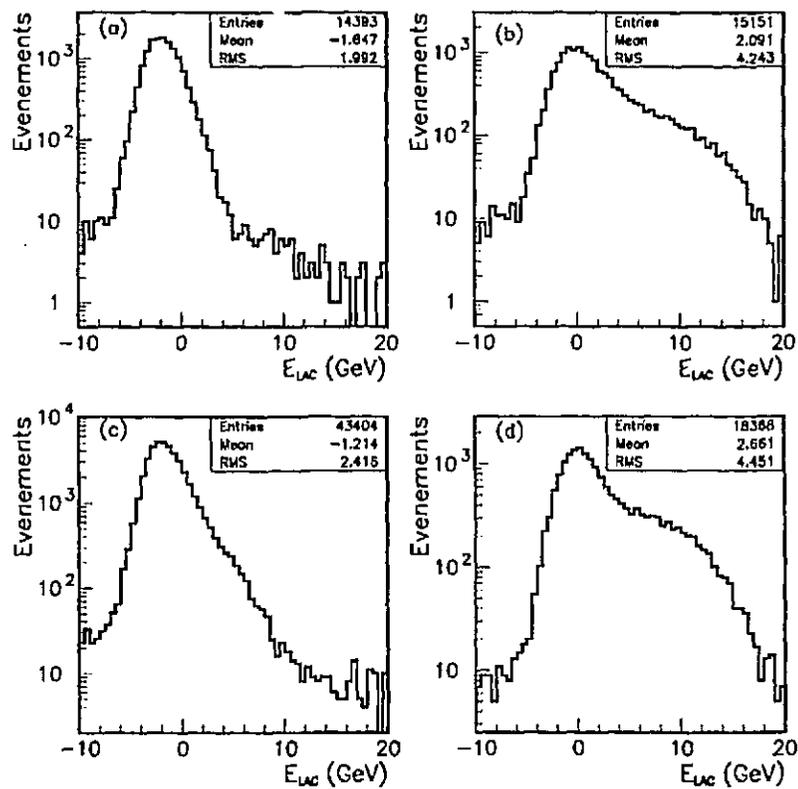


Figure 16.5: Distributions de l'énergie totale dans le LAC,  $E_{LAC}$ , pour les déclenchements aléatoires des quatre catégories définies dans le texte, à savoir : (a) avec  $T_{AM} = 0$  et précédés d'un déclenchement accepté, (b) avec  $T_{AM} > 0$  et précédés d'un déclenchement accepté, (c) avec  $T_{AM} = 0$  et précédés d'un déclenchement rejeté et (d) événements avec  $T_{AM} > 0$ , précédés d'un déclenchement rejeté.

Nature du déclenchement précédent	Accepté	Rejeté	Différences
$T_{AM} = 0$	$.3858 \pm .0028$	$.3759 \pm .0015$	$.0099 \pm .0032$
$T_{AM} \neq 0$	$.3817 \pm .0025$	$.3855 \pm .0024$	$-.0038 \pm .0035$
Différences	$-.0041 \pm .0037$	$.0096 \pm .0028$	-

Tableau 16.3: Valeurs du rapport entre les nombres d'événements neutres et chargés dans chacune des 4 catégories

semble d'autre part que pour les événements précédés d'un déclenchement accepté le résultat soit stable vis à vis de  $T_{AM}$ . Malgré cette indication négative, nous avons recherché l'indication d'une variation du rapport en fonction des variables qui définissent la perturbation au mieux.

### 16.3.3 Recherche d'une variation du rapport en fonction des paramètres de la perturbation: $T_{STEC}$ et $T_{AM}$ (2)

Nous étudions maintenant les événements précédés par un déclenchement accepté. Nous avons représenté sur la figure 16.6 les variations du rapport des nombres d'événements neutres et chargés en fonction de  $T_{STEC}$  (1), après la correction par superposition. Il y apparaît une indication d'une variation de ce rapport en fonction de  $T_{STEC}$ . Cette indication était également présente sur la figure 16.3 dont nous pouvons déduire que si celle-là est réelle, elle est due aux déclenchements neutres. Nous avons d'autre part vérifié que la même quantité pour les mêmes événements mais étudiée en fonction de  $T_{AM}$  présente une variation moins importante que celle de la figure 16.6. Rappelons également que nous avons vérifié que les paramètres de la définition de  $T_{STEC}$  sont indépendants, dans les erreurs, de la nature de l'événement (candidat  $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$  ou  $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ , ou déclenchement aléatoire). La signification statistique de la variation par rapport à  $T_{STEC}$  est encore une fois assez difficile à estimer. Nous avons vérifié qu'une hypothèse constante n'est pas statistiquement improbable, ayant un  $\chi^2$  de 15.2 pour 8 degrés de libertés (la probabilité d'obtenir un  $\chi^2$  supérieur ou égal est de l'ordre de 5 %). Il est aussi intéressant de noter que la moyenne ainsi ajustée est compatible avec la valeur du rapport pour les événements précédés d'un déclenchement accepté avec  $T_{AM} = 0$ . Mais d'autre part, une hypothèse linéaire est ajustée avec un  $\chi^2$  bien inférieur; la pente qui en résulte est différente de 0 par 3.4 déviations standards.

Si elle reste limitée statistiquement, l'observation présentée par la figure 16.6 est inquiétante. Elle présente en effet une certaine similitude de forme avec la variation de l'énergie en fonction de  $T_{STEC}$  (1) dans les mêmes conditions. L'ajustement d'un temps caractéristique de manière similaire à ce qui a été fait pour la variation de l'énergie fournit un résultat peu significatif, mais toutefois qualitativement inférieur aux valeurs observées précédemment ( $80 \pm 60 \mu s$  contre  $140 \pm 20 \mu s$  au minimum).

En soi, la recherche dans les mêmes conditions que précédemment d'une variation du simple

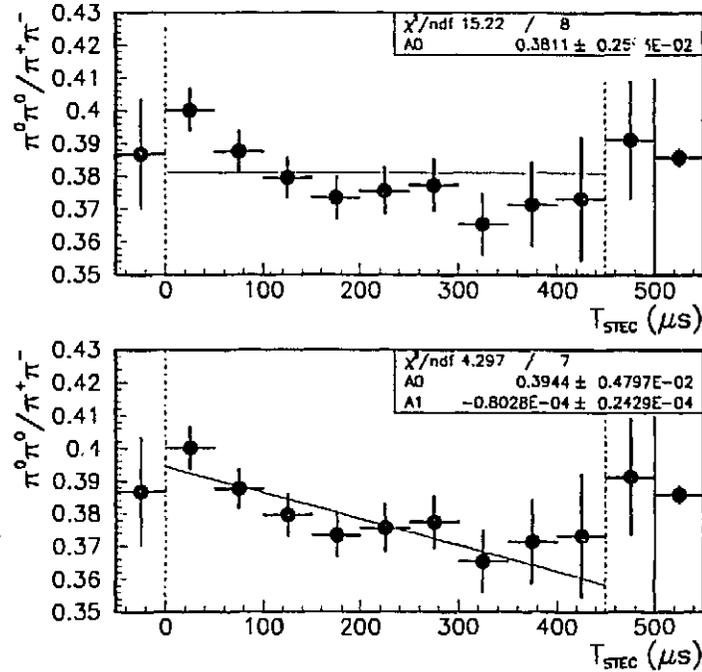


Figure 16.6: Distribution du rapport entre les nombres d'événements  $K_L^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$  et  $K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  précédés d'un déclenchement accepté, en fonction de  $T_{STEC}$  (1). La figure du haut montre un ajustement par une constante, celle du bas un ajustement linéaire. Les boîtes isolées par les lignes tiretées cumulent les dépassements, les boîtes séparées par un trait plein rappellent les valeurs obtenues si  $T_{AM}$  (1)=0, la nature du déclenchement précédent étant inchangée.

rapport en fonction de  $T_{AM}$  (2) présente un intérêt, puisqu'elle serait une indication d'un lien entre celle-ci et la perturbation des énergies. Toutefois, la figure 16.7 nous indique qu'il n'en est rien : le simple rapport apparaît comme statistiquement peu sensible à  $T_{AM}$  (2). Ce point est à comparer avec le fait que les variations d'énergie suivant  $T_{AM}$  (2) et  $T_{STEC}$  (1) sont du même ordre comme le montrait la figure 14.20. Nous avons constaté d'autre part que la variation observée du simple rapport en fonction de  $T_{STEC}$  (1) est statistiquement inchangée si nous ajoutons cette condition supplémentaire. Ces points indiquent que la variation observée sur la figure 16.6 semble décorrélée des variations subies par les énergies mesurées lorsqu'un événement attend dans la mémoire.

La conclusion que nous pouvons tirer de ces études présente deux faces. Le côté positif est que nous avons pu montrer que notre résultat semble insensible à la perturbation des énergies, puisqu'il ne se comporte pas comme elle en fonction des paramètres qui la caractérisent. Le côté négatif est d'une part l'indication donnée par le tableau 16.3 d'une nature complexe du problème et, d'autre part, l'indication que le rapport entre les nombres de candidats  $\pi^0\pi^0$  et  $\pi^+\pi^-$  varie en fonction de  $T_{STEC}$ , limitée certes statistiquement. Nous allons dans le paragraphe suivant présenter une vérification indépendante de cette observation.

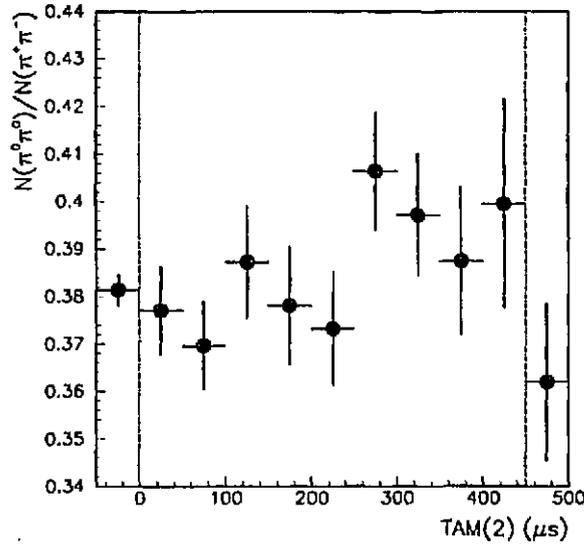


Figure 16.7: Rapport entre les distributions de  $T_{AM}$  (2) pour les candidats  $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$  et  $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$  précédé d'un déclenchement accepté. La première boîte contient l'échantillon pour lequel  $T_{AM}$  (2)=0, la dernière les dépassements.

### 16.3.4 Comparaison des variations du résultat en fonction de $T_{STEC}$ (1) et de $T_{SLE}$ (1)

Nous avons indiqué dans le chapitre 14 que les grandeurs  $T_{STEC}$  (1) et  $T_{SLE}$  (1) présentent une corrélation importante pour une fraction des événements. La variation de la fraction des neutres par rapport aux chargés que nous avons observée semble localisée pour les valeurs de  $T_{STEC}$  (1) inférieures à environ  $150 \mu s$ . L'étude des variations du simple rapport en fonction de  $T_{SLE}$  présente donc un double intérêt. D'une part elle est possible sur un échantillon plus large que l'analyse en fonction de  $T_{STEC}$ . D'autre part, elle constitue une vérification indépendante de la précédente. La distribution du "simple" rapport en fonction de  $T_{SLE}$  (1), après les corrections d'usage, est présentée sur la figure 16.8. Le découpage des abscisses est plus fin que précédemment, car la distribution de  $T_{SLE}$  (1) est plus rapidement décroissante que celle de  $T_{STEC}$  (1). Nous voyons pour les événements avec  $T_{AM} > 0$  une déviation par rapport à la moyenne apparaît pour  $10 < T_{SLE}(1) < 40 \mu s$ , que le déclenchement précédent soit accepté ou non, mais dont la signification statistique reste très limitée. Cette observation semble cohérente avec celle d'une variation avec  $T_{STEC}$  (1) compte tenu de la dilution de l'effet que nous pouvons attendre lors de ce changement de variable. En outre, nous pouvons déduire de la figure 16.8 est que si nous coupons les événements pour lesquels  $T_{SLE} < 50 \mu s$  la différence entre les rapports à  $T_{AM} = 0$  et  $T_{AM} > 0$  doit être réduite par rapport à sa valeur sans cette coupure. Les valeurs du rapport entre les nombres d'événements neutres et chargés, calculées avec cette coupure supplémentaire pour chacune des quatre catégories définies ci-dessus qui sont données dans le tableau 16.4 précisent ce point. Nous pouvons en effet constater que les valeurs du rapport pour les événements avec  $T_{AM} > 0$  ont par rapport à celles données dans le tableau 16.4 toutes deux diminué. En moyenne, la différence entre les valeurs du rapport à  $T_{AM} = 0$  et  $T_{AM} > 0$  est compatible avec 0. Mais c'est l'arbre qui cache la forêt! En effet, la caractéristique saillante du

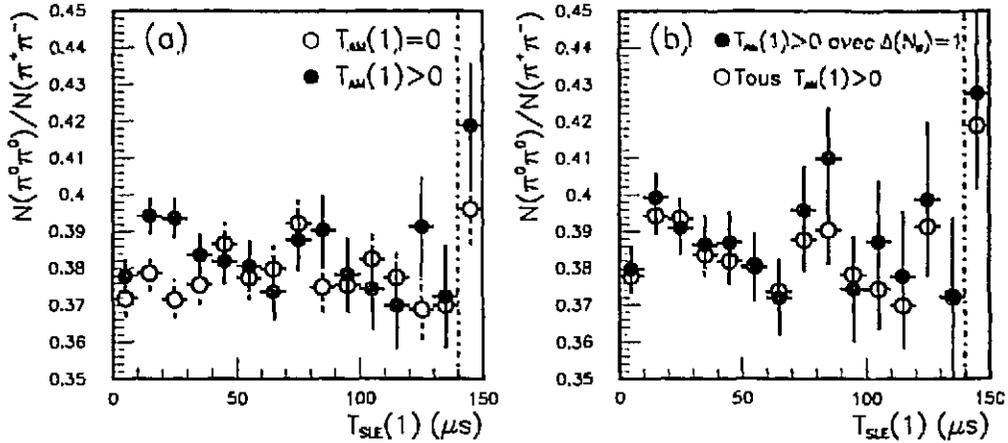


Figure 16.8: (a): Comparaison des valeurs du rapport des nombres de candidats  $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$  et  $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$  en fonction de  $T_{SLE}(1)$  pour les événements ayant respectivement  $T_{AM}(1)=0$  et  $T_{AM}(1)>0$ . (b): Comparaison des variations de la même quantité en fonction de  $T_{SLE}(1)$  pour les événements consécutifs avec  $T_{AM}(1)>0$  et l'ensemble de l'échantillon avec  $T_{AM}(1)>0$ . Dans les deux cas, la dernière boîte contient les dépassements.

tableau 16.3, à savoir le fait que le rapport entre les nombres d'événements neutres et chargés ayant  $T_{AM}=0$  et précédés par un déclenchement rejeté est inférieure aux autres valeurs, reste inchangée, aux erreurs statistiques près.

D'autre part, nous avons vérifié que la variable  $T_{STEC}(1)$  est plus “critique” pour la variation de notre résultat que  $T_{SLE}(1)$ . Nous avons sélectionné des événements pour lesquels  $T_{STEC}(1) > 100 \mu s$ . Pour cet échantillon, la déviation des premières boîtes de  $T_{SLE}(1)$  par rapport à la moyenne n'apparaît pas.

## 16.4 Autres analyses reliées au “problème de $T_{AM}$ ”

Notre point de départ était la constatation du fait que notre analyse fournit des résultats différents suivant que l'on sélectionne seulement les événements avec  $T_{AM}=0$  ou non. Plusieurs analyses reliées à cette observation ont également été menées. Il convient de les rappeler brièvement ici.

### 16.4.1 Les autres échantillons (86 et 88) et le problème de $T_{AM}$

Devant la variation du résultat de l'analyse des données de 1989 avec  $T_{AM}$ , nous avons considéré la possibilité de manifestations similaires dans nos échantillons enregistrés en 1988 et 1986.

#### 16.4.1.a Cas des données de 1986

Lors de la prise des données de 1986, la possibilité de traiter en parallèle deux déclenchements après la décision de l'AFBI limitait l'attente à la durée prise par cette décision. En outre, l'intensité instantanée du faisceau fut moins élevée qu'en 1989 en moyenne. En conséquence la probabilité d'attendre dans la mémoire analogique était bien inférieure à sa valeur mesurée pour les données de 1989, quel que soit le faisceau. La première conséquence de cette remarque est

Nature du déclenchement précédent	Accepté	Rejeté	Différences
$T_{AM} = 0$	$.3859 \pm .0034$	$.3767 \pm .0019$	$.0092 \pm .0039$
$T_{AM} \neq 0$	$.3795 \pm .0037$	$.3835 \pm .0039$	$-.0040 \pm .0054$
Différences	$-.0064 \pm .0050$	$.0068 \pm .0043$	-

Tableau 16.4: Valeurs du rapport entre les nombres d'événements neutres et chargés dans chacune des 4 catégories pour les événements tels que  $T_{SLE}(1) > 50\mu s$

que la variation d'énergie si elle existait aussi en 1986, devait nécessairement être très inférieure en moyenne aux dizaines de  $GeV$  qu'elle a pu atteindre en 1989 puisque nos observations nous donnent à penser que le niveau moyen de la perturbation dépend approximativement quadratiquement de cette probabilité. Ceci explique pourquoi l'étude des bruits des calorimètres n'a pas révélé un bruit cohérent supplémentaire dans le faisceau de  $K_S^0$ . Du fait de cette probabilité d'attente moins importante, la fraction des données avec  $T_{AM} > 0$  était trop faible pour qu'une asymétrie soit statistiquement mesurable.

#### 16.4.1.b Cas des données de 1988

Dans le cas des données de 1988, la logique a été similaire à celle de 1989. Comme nous l'avons signalé toutefois,  $T_{AM}$  n'a pas été mesuré correctement pour la presque totalité des données. C'est la mesure du bruit électronique dans le LAC pour ces données qui a révélé l'existence d'un effet de la mémoire analogique. Nos analyses concernant la perturbation de l'énergie et sa correction sont valables pour cet échantillon. En particulier, la mise en œuvre de la correction pour les effets des accidentelles par la superposition de déclenchements aléatoires suit pour l'essentiel une méthode identique pour les données de 1988 et 1989. Nous n'avons donc pas à craindre un biais dans l'analyse des données de 1988 du fait des variations d'énergies.

Nous avons également considéré la possibilité de chercher dans les données de 1988 des signes du problème qui nous occupe ici, à savoir la variation du résultat lorsque nous ne considérons que les événements qui n'ont pas attendu dans la mémoire analogique au lieu de les analyser tous[22]. Comme  $T_{AM}$  n'est pas mesuré pour la quasi-totalité des données, nous avons étudié les variations du résultat en fonction d'une coupure sur une variable corrélée à  $T_{AM}$ ,  $T_{SLE}$ . Pour les données de 1988, la quantité mesurée par  $T_{SLE}$  n'est pas identique à ce que nous avons vu pour les données de 1989. En 1988,  $T_{SLE}$  mesurait l'intervalle temporel séparant un événement du précédent signal  $W$ . En conséquence, les événements avec  $T_{AM} = 0$  avaient tous une valeur de  $T_{SLE}$  supérieure à un seuil d'environ  $50\mu s$ . D'autre part, les événements avec  $T_{AM} > 0$  avaient tous  $T_{SLE} < 700\mu s$ . Nous avons calculé  $\mathcal{R}$  séparément en répartissant les lots de  $K_L^0$  en fonction de ce dernier seuil en  $T_{SLE}$ . La différence entre les valeurs de  $\mathcal{R}$  mesurées pour ces deux lots s'est révélée être compatible avec 0:  $\delta\mathcal{R}[(T_{SLE} > 700) - (T_{SLE} < 700)] = -(.7 \pm .9)\%$ . Or, si il existait une asymétrie suivant  $T_{AM}$ , du fait de la corrélation seulement partielle entre

$T_{AM}$  et  $T_{SLE}$ , une asymétrie suivant  $T_{SLE}$  devrait également exister; sa valeur absolue devant toutefois être inférieure à la différence suivant  $T_{AM}$ .

Nous avons comparé cette mesure avec une analyse similaire des données de 1989. Deux points sont à souligner. Tout d'abord, pour ces données  $T_{SLE}$  mesurait l'intervalle séparant les signaux  $T$  (en non plus  $W$ ). D'autre part, l'intensité du faisceau était plus élevée qu'en 1988. En conséquence, d'une part le seuil sur  $T_{SLE}$  a été fixé à une valeur plus petite ( $150 \mu s$ ). D'autre part, les événements avec  $T_{AM} = 0$  peuvent avoir des petites valeurs de  $T_{SLE}$ : il n'existe pas une séparation aussi nette que pour les données de 1988 entre les valeurs de  $T_{SLE}$  prises suivant les valeurs de  $T_{AM}$ . Nous avons trouvé:  $\delta\mathcal{R}[(T_{SLE} > 150) - (T_{SLE} < 150)] = (.6 \pm .7)\%$  Ainsi pour les données de 1989, la différence est également non significative, mais son signe est celui que nous attendrions du fait des proportions d'événements avec  $T_{AM} = 0$  dans chaque lot. En revanche le signe de la variation de  $\mathcal{R}$  suivant  $T_{SLE}$  pour les données de 1988 lui est opposé. Compte tenu de l'analyse des corrélations entre les variables  $T_{AM}$  et  $T_{SLE}$  pour les données de 1989 et de la différence entre les mesures de  $\mathcal{R}$  à  $T_{AM} = 0$  et  $T_{AM} > 0$  nous avons de plus estimé la différence des résultats suivant  $T_{SLE}$ ; notre estimation étant en accord avec la mesure présentée ci-dessus. Pour les données de 1988, une telle estimation n'est pas possible du fait de la grande fraction des événements pour lesquels  $T_{AM}$  n'était pas mesuré. Cependant, les deux valeurs données ci-dessus ne sont pas nécessairement directement égales.

Rien ne permet de donc dire si les données de 1988 et de 1989 sont identiques vis à vis de  $T_{AM}$  ou non; en tout état de cause rien n'indique non plus que ces deux lots soient différents de ce point de vue.

#### 16.4.2 Indépendance du résultat en fonction de l'intensité

Nous avons vérifié en détail que la mesure de  $\mathcal{R}$  est indépendante d'une sélection des événements suivant l'intensité instantanée du faisceau[22]. Rappelons que cette quantité est calculée en faisant le rapport entre le nombre de coups dans l'hodoscope du faisceau enregistrés depuis le précédent déclenchement (plus précisément le précédent signal  $T$ ) et  $T_{SLE}$ . Les pertes et les gains, calculés par la méthode de superposition ont montré une dépendance en fonction de l'intensité; par contre une fois la correction faite la valeur de  $\mathcal{R}$  ne présente aucune dépendance statistiquement significative comme l'indique la figure 16.9.

Une vérification indépendance de ce point repose sur la répartition des candidats dans le déversement. En effet, le taux d'événements n'est pas constant au long du déversement; en conséquence l'intensité instantanée du faisceau  $y$  est également variable. La vérification de la compatibilité des distributions du temps écoulé depuis le début du déversement est donc une vérification indépendante de la stabilité du résultat en fonction de l'intensité. Là encore, après les corrections pour les effets des accidentelles le résultat s'est avéré compatible avec une constante lorsque nous l'avons calculé en fonction du temps depuis le début de l'écoulement.

Il est également intéressant de noter que dans le faisceau de  $K_S^0$  l'intensité varie en fonction de la station du train portant la cible. Une variation du résultat en fonction de l'intensité se traduirait donc par une variation de  $\mathcal{R}$  en fonction de la position de la désintégration. L'absence de ce dernier phénomène est donc une preuve indirecte de l'absence d'effet de l'intensité du faisceau (au moins du faisceau de  $K_S^0$ ).

#### 16.4.3 Efficacités des différentes étapes du déclenchement

Une autre hypothèse avancée pour expliquer la différence entre les résultats à  $T_{AM} = 0$  et  $T_{AM} > 0$  était un fonctionnement asymétrique d'une des étapes du déclenchement suivant  $T_{AM}$ , d'où résulterait une réjection plus ou moins fréquente suivant  $T_{AM}$ . Cette hypothèse serait toutefois

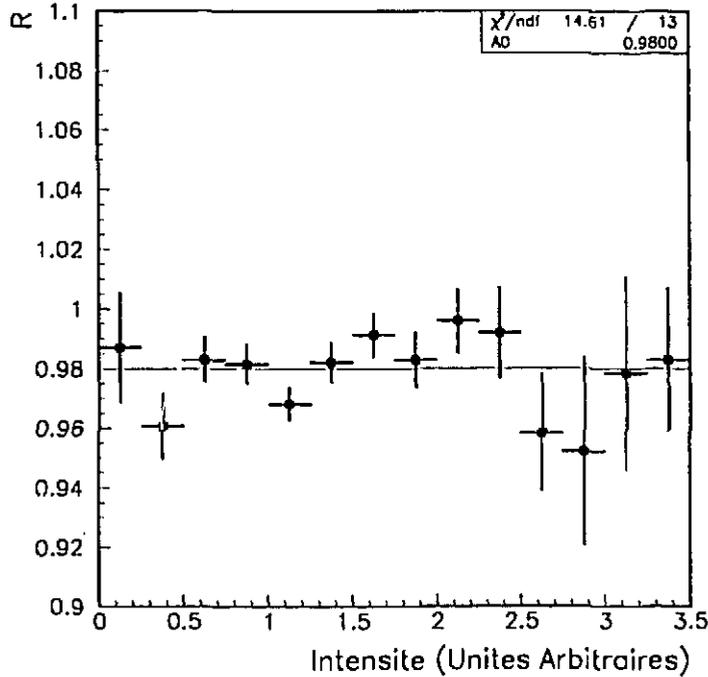


Figure 16.9: Variations de  $\mathcal{R}$  avec l'intensité instantanée du faisceau, pour les données de 1989.

en contradiction avec nos mesure des inefficacités des différentes composantes du déclenchement. En effet, il faudrait envisager que dans environ 1.5% des cas, des candidats d'un des deux modes détectés dans le faisceau de  $K_L^0$  soient rejetés à tort. Ceci se traduirait pour ce mode dans une inefficacité d'environ .75% (nous ne faisons pas d'hypothèse sur la partie biaisée, avec  $T_{AM} = 0$  ou  $T_{AM} > 0$ , mais dans le faisceau de  $K_L^0$  la répartition des événements est environ moitié-moitié). Les valeurs des inefficacités du déclenchement, données dans le tableau 10.1, nous permettent d'exclure cette hypothèse. Nous avons de plus vérifié que l'inefficacité provenant de l'AFBI, dont le fonctionnement s'est trouvé biaisé comme nous l'expliquons dans la partie 15.1, est dans les erreurs symétriques suivant  $T_{AM}$ . Il nous paraît donc impossible que la différence de résultat ait sa cause dans le déclenchement, tant synchrone qu'asynchrone.

#### 16.4.4 Le compteur de $T_{AM}$

Devant notre observation d'une variation de la mesure de  $\mathcal{R}$  suivant que l'on ne retient pour l'analyse que les événements qui n'attendent pas ou non, qui reste sans explication, une hypothèse envisagée était un fonctionnement du compteur mesurant  $T_{AM}$  simplement défectueux. Une variante dans le même esprit est l'hypothèse suivant laquelle le compteur fonctionne parfaitement, mais sa logique de fonctionnement entraîne une différence entre les  $\pi^0\pi^0$  et les  $\pi^+\pi^-$ . Un exemple d'une telle situation est fourni par le fonctionnement d'un autre compteur, celui qui mesure le temps écoulé depuis le début du déversement. Les détails de son fonctionnement ont eu pour conséquence que, dans certaines situations, ses valeurs écrites pour deux déclenchements consécutifs étaient identiques. Cette observation surprenante, et inquiétante, a été expliquée, en partie grâce à la connaissance des informations apportées par les autres compteurs,

plus spécialement ...  $T_{AM}$  [25]!

Il est donc important de se demander jusqu'où faire confiance dans le système de compteurs mesurant  $T_{AM}$ . Le fait que nous ayons pu développer un schéma pour caractériser les variations de l'énergie dans la mémoire analogique, en particulier par l'utilisation de  $T_{AM}$  de plusieurs quantités mesurées indépendamment montre bien que le fonctionnement du système semble globalement bien compris. Il paraît par exemple possible d'affirmer que la valeur de  $T_{AM}$  est en général cohérente avec les autres informations disponibles. Un lecteur attentif aura par exemple remarqué sur la figure 14.11 l'existence de quelques rares événements pour lesquels les valeurs de  $T_{AM}$  et de la longueur du déclenchement précédent ne semblent pas cohérentes: pour ces événements  $T_{AM}(1) > T_{total}(2)$ . Nous avons déterminé la source de ces valeurs a priori aberrantes. Il s'agit des rares cas, déjà connus auparavant, où un blocage apparaît dans le système d'acquisition, lors du regroupement et de l'écriture dans la mémoire digitale d'informations de plusieurs sources. Un automate envoie aux différentes modules (ceux des ADC, des chambres à fils, ...) le signal de transmettre leurs informations. Une fois cette opération effectuée, ceux-ci renvoient à l'automate un signal; ce dernier vérifie que la réponse de chaque module est bien arrivée. Il arrive que celle-ci ne soit pas détectée, ou mal envoyée, et le système attend alors l'information d'une composante qui lui a déjà été envoyée. Cette attente est limitée à quelques *ms* par le système de déclenchement. D'autres compteurs que  $T_{AM}$  confirment ce fait en présentant des valeurs anormalement élevées, entre autres  $T_{SLE}$ .

Pour autant, il nous est impossible de conclure que  $T_{AM}$  est parfaitement mesuré dans 100% des cas, la majeure partie de nos arguments étant statistiques, par exemple étudiant les variations de l'énergie totale moyenne dans le LAC. Dans certaines situations, par exemple en étudiant le premier événement dans le déversement, nous pouvons a priori prédire la valeur prise par  $T_{AM}$  (0 dans ce cas), et dans tous les cas aucune erreur n'a été détectée. Cependant, ces cas sont toutefois par trop marginaux pour conclure définitivement, surtout devant l'observation d'une instabilité du résultat.

D'autre part, la complexité des différences observées entre les distributions de  $T_{AM}$  des événements neutres et chargés impose de sévères contraintes sur une explication des différences que nous avons observées par un "mauvais" fonctionnement du compteur. Il ne semble pas pouvoir s'agir d'une simple remise à zéro par exemple, au moins dans le cas des déclenchements consécutifs, puisqu'un tel phénomène affecterait en principe la fraction d'événements avec  $T_{AM} = 0$ . De même, une des hypothèses avancées pour expliquer nos observations était une différence du temps mort vu par une catégorie donnée. Une telle hypothèse entraînerait une distorsion dans les distributions de  $T_{SLE}$  pour les plus petites valeurs, ce qui ne correspond pas à la réalité. En outre, il est difficile de concilier cette hypothèse avec l'absence de variation de  $\mathcal{R}$  avec l'intensité instantanée du faisceau. Enfin, elle n'expliquerait pas les comportements différents des événements consécutifs et des autres. Notons aussi que l'indépendance de  $\mathcal{R}$  vis à vis de l'intensité instantanée est difficile à concilier avec l'observation d'une éventuelle dépendance de celui-ci avec l'intervalle temporel séparant des événements, laquelle cette intensité est fortement corrélée,

Ces exemples montrent bien qu'il est difficile de rendre compte de nos observations dans un scénario simple.

## 16.5 Conclusions

Nous avons donc observé que la mesure de  $\mathcal{R}$  présente une instabilité vis à vis de  $T_{AM}$ . Plus précisément, les valeurs mesurées en séparant les événements enregistrés dans le faisceau de  $K_L^0$  avec  $T_{AM} = 0$  et  $T_{AM} > 0$  diffèrent d'environ 1.5%; la signification statistique de cet effet

n'est que d'environ 3.2 déviations standard. Nous avons présenté des indications pouvant conduire à l'affirmation que ce biais pourrait provenir uniquement du lot des candidats  $K_L^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ , essentiellement en comparant les échantillons de  $K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  et  $K_L^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$  avec la "référence" constituée par les déclenchements aléatoires.

Dans le chapitre précédent, nous avons démontré notre maîtrise des effets des variations d'énergie mises en lumière lors de l'attente dans la mémoire analogique. Nous avons en particulier prouvé que les biais subsistant de ce fait lors de la reconstruction et de la sélection des lots de l'analyse sont ou bien corrigés par la correction des effets des accidentelles ou bien négligeables. Nous avons en outre vérifié dans le présent chapitre que la déviation du résultat ne suit pas la même loi que la variation d'énergie (en particulier elle semble indépendante de  $T_{AM}$  (2)), ce qui renforce notre conclusion précédente. D'autre part, plusieurs analyses ont exclu la dépendance de  $\mathcal{R}$  vis à vis de l'intensité instantanée du faisceau ce qui aurait pu constituer une explication séduisante à sa variation avec  $T_{AM}$ .

En revanche, nous avons mis en évidence une nature complexe sous-jacente à la différence entre les mesures de  $\mathcal{R}$  à  $T_{AM} = 0$  et  $T_{AM} > 0$ . Celle-ci semble liée à la nature du déclenchement précédent (accepté ou non) ainsi qu'à l'intervalle temporel séparant les occurrences de ce déclenchement et du candidat étudié (mesurée par  $T_{STEC}$  (1)). Ces caractéristiques, qui sont différentes de celles de la variation de l'énergie, sont difficiles à expliquer par un scénario simple. En tout état de cause, l'absence d'une méthode de vérification de l'information mesurée par le compteur de  $T_{AM}$  applicable sur une statistique étendue, tout au long de la prise des données, réduit le poids des observations qu'il permet.

Rappelons également que la signification statistique des différences entre les distributions de  $T_{AM}$  pour les  $\pi^0\pi^0$  et les  $\pi^+\pi^-$  est seulement un peu supérieure à 3 déviations standard. Il convient de rappeler à ce propos que cette étude n'est qu'une parmi toutes les vérifications systématiques effectuées dans l'expérience. Dans certaines de celle-ci, l'échantillon des bons événements varie jusqu'à 30%; la valeur de  $\mathcal{R}$  mesurée reste elle voisine de la valeur 'standard' à .1 ou .2% près.

Pour ces raisons, la collaboration n'a finalement pas ajouté d'erreur systématique due aux différences entre les distributions de  $T_{AM}$  pour les  $\pi^+\pi^-$  et les  $\pi^0\pi^0$  à l'erreur totale. L'erreur sur la correction de l'effet des accidentelles, provenant en partie des imperfections de l'algorithme de superposition, et celle sur les instabilités des détecteurs sont supposées prendre en compte les effets résiduels des variations de l'énergie avec  $T_{AM}$ .

## Partie IV

# Description des ZTDC et des analyses qu'elles permettent

## Chapitre 17

# Introduction

Au cours de la prise des données de 1989, un nouveau dispositif électronique a été ajouté en parallèle des circuits de lecture et d'échantillonnage des deux calorimètres de l'expérience. Il s'agit de circuits électroniques placés en dérivation sur les signaux de sortie analogiques des calorimètres, appelés "Zéro-Cross TDC" ou ZTDC. Le but de ces dispositifs est de procurer une mesure du temps des maxima du signal qui est envoyé sur les cartes d'échantillonnage. De ce fait ils pourraient permettre de distinguer parmi les particules reconstruites, celles qui sont produites dans les désintégrations étudiées dans l'expérience et les particules fortuites. Pour les particules qui déclenchent l'appareillage, ces signaux sont en effet très stables d'une particule à l'autre. Une mesure du temps d'arrivée permettrait donc dans la plupart des cas de distinguer les particules produites dans la désintégration d'une particule supplémentaire qui s'y serait superposée, dont le temps d'arrivée est au contraire aléatoire. De plus, les accidentelles qui ne sont pas en temps avec le déclenchement ne sont pas aussi efficacement reconstruites que les particules en temps. Nous avons la possibilité avec les ZTDC de les signer par un examen des informations produites par ces circuits indépendamment des autres informations disponibles. Ce point est à la base d'un nouvel aspect de l'étude de l'effet des accidentelles.

Le premier chapitre est consacré à la description du fonctionnement du système des ZTDC. Nous décrirons la calibration du système que nous avons effectuée, et les effets systématiques qui affectent dans une certaine mesure ces informations que nous avons corrigés. Les chapitres suivants, consacrés d'une part à la reconstruction des informations apportées par les ZTDC et aux analyses que nous avons menées avec celles-ci, reflètent les deux aspects évoqués plus haut : d'une part, déterminer et utiliser les informations supplémentaires apportées par les ZTDC concernant les objets reconstruits dans l'analyse et d'autre part, élaborer et analyser des objets spécifiques aux ZTDC. La reconstruction de ces deux types d'informations sera présenté dans le second chapitre. Nous aborderons ensuite les analyses proprement dites.

Pour illustrer sommairement les utilisations que nous allons faire de ces informations nous présentons sur la figure 17.1 d'une part la distribution des temps moyens mesurés pour les photons des candidats  $K_S^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$  satisfaisant toutes les coupures de notre sélection, et d'autre part la distribution des temps reconstruits en associant les canaux des ZTDC indépendamment entre eux, pour le même échantillon et les déclenchements aléatoires enregistrés dans le même faisceau. La figure 17.1 nous indique la possibilité avec les ZTDC de reconnaître éventuellement si une particule reconstruite ne provient pas de la désintégration quand la mesure de  $T_{ZC}$  est incompatible avec cette hypothèse. Nous pourrions donc, ayant indentifié les particules accidentelles en étudiant les effets. Nous pouvons observer un indice de la mesurabilité avec les ZTDC de tels effets, visible sur la figure 17.1 (distribution du milieu) : le taux des particules accidentelles vues par les ZTDC est réduit au voisinage du temps moyen des bons événements. La diminution du

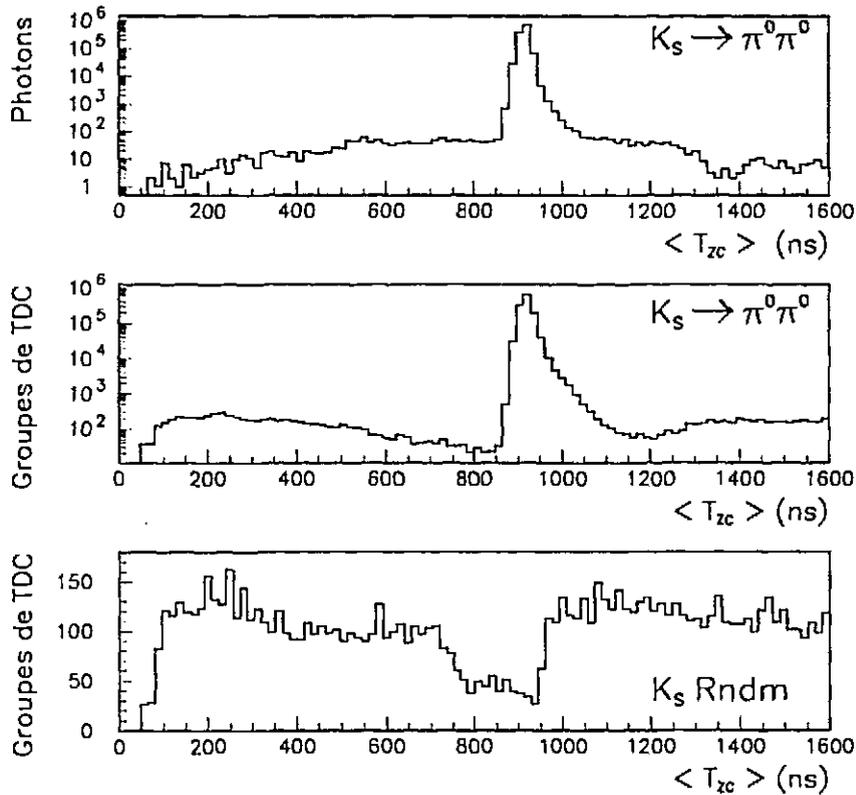


Figure 17.1: Distributions des moyennes de  $T_{ZC}$  pour les photons des candidats  $K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$  (haut), des moyennes de  $T_{ZC}$  calculées pour les groupes de ZTDC dans le même échantillon (milieu) et de la même quantité pour les déclenchements aléatoires du faisceau de  $K_S^0$  (bas).

taux avant et après le temps des particules du "bon événement" résulte de plusieurs facteurs. Tout d'abord, lorsqu'une particule interagit dans nos détecteurs, elle peut engendrer un déclenchement ultérieurement rejeté. Chaque étape du système de déclenchement synchrone présente un temps mort, de l'ordre de quelques centaines de ns. En attendant ces décisions, aucun autre déclenchement ne peut être enregistré. Les particules qui engendrent un déclenchement, jusqu'à un stade plus ou moins avancé, ne peuvent donc pas faire partie de l'activité précédant un autre déclenchement. D'autre part, une particule accidentelle peut être mesurée par l'appareillage dans une certaine gamme de temps avant et après le pic ; elle peut alors causer la réjection de l'événement.

Nous présenterons tout d'abord une analyse reliée au premier point évoqué ci-dessus. Nous pouvons en effet vérifier avec les ZTDC que la fréquence avec laquelle un bon événement suivant de quelques centaines de ns un déclenchement accidentel est suffisamment basse, quelle que soit la catégorie, pour avoir un effet sur  $\mathcal{R}$  négligeable devant nos erreurs. Dans ce cas en effet, les mesures de  $T_{ZC}$  seront anormales pour toutes les particules de la désintégration. Cette mesure était inaccessible par la méthode de superposition, méthode habituelle d'étude des effets

“accidentels” de l’expérience, ce qui renforce l’intérêt de sa détermination. Les résultats de cette étude seront comparés à des estimations a priori, effectuées pour l’analyse des données de 1986.

Nous présenterons dans les chapitres suivant diverses vérifications de la compréhension quantitative des effets des particules fortuites sur le résultat final. Lors de ces analyses nous comparerons des estimations de ces effets au moyen des ZTDC d’une part et par la méthode de superposition d’autre part. Tout d’abord nous calculerons les pertes dans chaque catégorie du fait des photons supplémentaires identifiés grâce aux informations apportées par les ZTDC pour ces particules. Le nombre d’événements perdus par cause de la superposition d’un photon fortuit peut aussi être calculé, pour chaque lot, dans l’analyse des événements hybrides sur lesquels un déclenchement aléatoire avait au préalable été superposé. La comparaison entre ces deux approches vérifie quantitativement la méthode de superposition. Enfin nous calculerons à partir des informations indépendantes déterminées à partir des ZTDC l’effet sur  $\mathcal{R}$  des particules vues par ce système. Cette quantité est équivalente à une partie des effets pris en compte dans la détermination de la correction sur la mesure de  $\mathcal{R}$  due aux particules accidentelles. Nous comparerons donc aussi bien que possible ces deux corrections. Des conclusions quant à l’erreur systématique sur la correction pour les effets accidentels seront alors présentées.

## Chapitre 18

# Le système des ZTDC

### 18.1 Principe de fonctionnement

Rappelons que le but du système est de mesurer une information temporelle concernant les signaux calorimétriques. Les signaux que les calorimètres envoient vers les circuits effectuant les calculs rapides des sommes d'énergie et qui ont subi la différentiation servent de base à cette mesure. Le principe adopté pour l'effectuer est le suivant. Ces signaux sont à nouveau différenciés, l'instant où le signal est maximal est signalé par l'annulation du signal dérivé. Quand le déclenchement donne le signal qui conduit à la lecture des chambres, une horloge dont le taux était de  $62.5 \text{ MHz}$  (soit un coup d'horloge toutes les  $16 \text{ ns}$ ) est démarrée. Lorsque le signal dérivé dépasse un seuil ajustable (qui en pratique était atteint dès que l'énergie était supérieure à environ  $500 \text{ MeV}$ ), la valeur de ce compteur est stockée en mémoire; cette quantité sera notée  $T_{RF}^{sec}$ . La même opération est ensuite effectuée lorsque le signal s'annule en changeant de signe (d'où la dénomination du système). Cette seconde mesure sera notée  $T_{ZC}^{sec}$  dans la suite. La figure 18.1 présente la forme du signal du calorimètre et sa dérivée traitée par les ZTDC. Le système était équipé pour pouvoir enregistrer les caractéristiques de deux maxima pour pouvoir traiter le cas de deux dépôts d'énergie superposés spatialement mais non temporellement; elles seront notées  $T_{RF}^{sec}$  et  $T_{ZC}^{sec}$ . L'enregistrement des caractéristiques des signaux des calorimètres était possible pendant environ  $4 \mu\text{s}$  après le déclenchement. Les signaux échantillonnés par les ADC ont un délai arbitraire d'environ  $700 \text{ ns}$  par rapport au démarrage du déclenchement, ce qui permet aux ZTDC un champ d'acceptance de  $900 \text{ ns}$  avant et  $3 \mu\text{s}$  après cet instant.

Les mêmes circuits électroniques équipaient les deux calorimètres. L'ensemble des canaux du HAC ont été utilisés; pour le LAC la segmentation la plus fine existant au niveau des sommes rapides regroupait les voies par "super-bandes", groupes de 8 bandes adjacentes. Au total, 96 voies équipaient donc chaque moitié du LAC. Cette segmentation moins fine que pour la mesure de l'énergie est néanmoins suffisante: l'énergie d'un photon est en effet mesurée dans une projection en utilisant 15 bandes, ce qui correspond à 2 ou 3 super-bandes pour les ZTDC. Par ailleurs, pour un événement tous les canaux des ZTDC ayant déclenché sont lus. Enfin, la mise en service du système et de sa lecture a été progressive et s'est achevée au cours de la prise des données de 1989. Seule environ une moitié des données ont été enregistrées avec le système des "Zéro-Cross TDC" en fonctionnement, correspondant aux minipériodes postérieures à la minipériode 21.

Pour donner une idée plus précise du fonctionnement des ZTDC, nous devons nous tourner maintenant vers les déclenchements aléatoires. L'activité dans le calorimètre dans ces événements a deux composantes: d'une part un flux de particules fortuites, de basse énergie ou hors temps (sinon le déclenchement "normal" aurait été activé), et également le bruit. Les

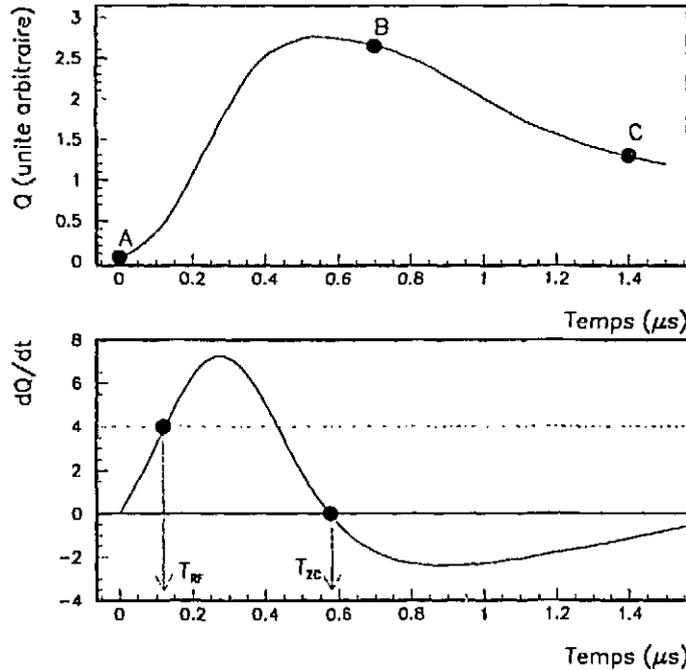


Figure 18.1: Signal des calorimètres après différentiation, envoyé au déclenchement (partie supérieure) et aux cartes d'échantillonnage. Nous avons indiqué les trois points de mesures (A, B et C) de ces dernières. Dérivée de celui-ci, traité par les ZTDC. Nous avons indiqué les deux quantités mesurées par ces circuits  $T_{RF}$  et  $T_{ZC}$ .

particules traversent nos détecteurs à un taux approximativement uniforme pendant leur fenêtres de lecture. Mais quel que soit le temps auquel une particule arrive, l'échantillonnage des signaux des calorimètres est lui effectué à un temps fixe. Si une particule arrive avant le déclenchement, la mesure de son énergie est analogue à ce qu'on obtient en déplaçant la courbe de la figure 18.1 vers la gauche. Il est facile de remarquer que la charge mesurée est inférieure à la charge vraie, par exemple si le décalage est de 300 ns, la charge est diminuée environ de moitié. Nous avons, pour illustrer ce point, présenté sur la figure 18.2 les valeurs mesurées pour  $T_{ZC}$  dans le LAC et le HAC en fonction de l'énergie calorimétrique mesurée dans les bandes correspondantes pour des déclenchements aléatoires. La variation de l'énergie mesurée en fonction du temps d'arrivée de la particule apparaît clairement, d'où l'intérêt de mesurer celui-ci pour s'assurer qu'il n'existe pas d'événements hors temps, et donc systématiquement mal mesurés.

Nous avons mentionné l'existence de délais différents pour les signaux des calorimètres envoyés au déclenchement et digitisés, fixés pour un bon fonctionnement du déclenchement. La valeur absolue de  $T_{ZC}$  mesurée par les ZTDC pour un bon événement est donc arbitraire. La figure 18.3 montre la distribution des valeurs brutes mesurées dans le LAC par les ZTDC pour des événements neutres. Elle présente d'une part un intervalle de temps très peuplé, le "pic" entre 900 et 1000 ns environ, correspondant aux canaux déclenchés par les particules ayant participé au déclenchement. Le flux des particules fortuites en première approximation uniforme est représenté par la composante plus plate de cette distribution. La troisième composante,

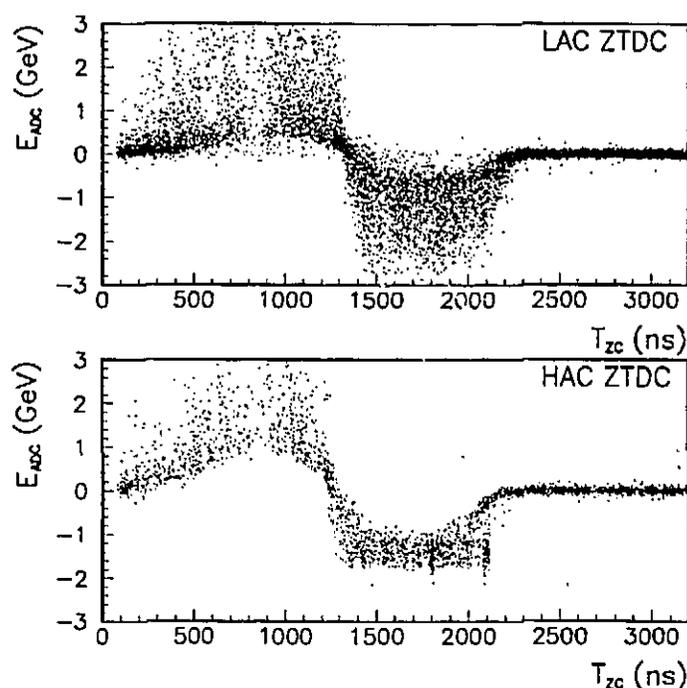


Figure 18.2: Variations de l'énergie mesurée par les ZTDC du LAC et du HAC en fonction de la valeur de  $T_{ZC}$  mesurée par le canal des ZTDC correspondant.

qui est spécifique des déclenchements neutres, est le pic secondaire vers  $1600\text{ ns}$ . Il résulte de l'existence d'un certain niveau de diaphonie entre les voies des ZTDC, déjà remarqué lors de leur installation. Lorsque le signal envoyé sur un canal est de forte amplitude, le signal parasite induit sur les voies voisines est suffisamment important pour déclencher le canal ZTDC voisin. Celui-ci voit alors un signal plus complexe qui présente une seconde impulsion (ou "rebond") en plus de la première. Lorsque celle-ci déclenche le TDC, nous obtenons les valeurs correspondant au second pic ( $T_{ZC} \approx 1600\text{ ns}$ ). Ceci a lieu si l'énergie calorimétrique mesurée dans le canal principal est supérieure à environ  $20\text{ GeV}$ , ce qui en pratique n'est possible que pour les candidats  $\pi^0\pi^0$  avec un photon particulièrement énergétique. Les gerbes hadroniques sont en effet toujours plus diffuses et produisent une énergie par bande très inférieure en moyenne.

Nous pouvons toutefois remarquer que le flux des particules accidentelles est inférieur pour des temps d'arrivée proches de ceux des "bonnes particules" par rapport aux temps d'arrivée plus tardifs. Ceci est le résultat, d'une part, du temps mort associé au déclenchement qui empêche d'observer deux déclenchements trop rapprochés : les particules accidentelles qui déclenchent ne peuvent être vues immédiatement avant le déclenchement suivant (c'est à dire avec des valeurs de  $T_{ZC}$  inférieures à celles des bons événements). D'autre part, la présence d'une particule accidentelle dans une gamme de  $T_{ZC}$  qui permet une mesure approximative de son énergie peut modifier la décision de sélectionner un événement à tous les niveaux, lors du déclenchement comme de l'analyse hors ligne. La figure 18.3 est une première illustration de la sensibilité des ZTDC aux accidentelles qui sera étudiée en détail dans la suite.

Nous allons maintenant décrire les opérations d'étalonnage des TDC, qui permettent de

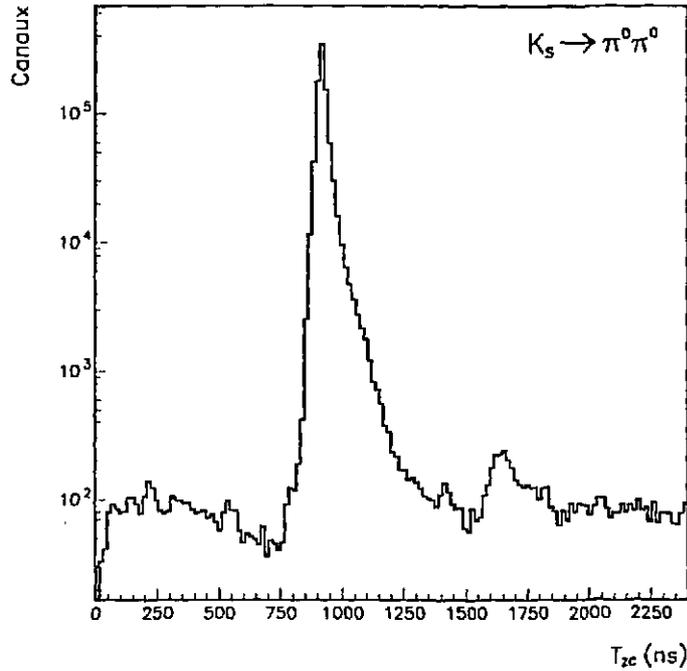


Figure 18.3: Distribution des valeurs de  $T_{ZC}$  mesurées par les canaux des ZTDC du LAC pour des candidats  $K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$ . Les différentes composantes de cette distribution sont expliquées dans le texte.

garantir l'uniformité de leur réponse. Ensuite, nous présenterons une correction des valeurs de  $T_{RF}$  mesurées par le système. Enfin nous évaluerons l'efficacité des ZTDC.

## 18.2 Etalonnage des ZTDC

L'étalonnage des ZTDC consiste à calculer un piedestal pour chaque canal. Etant données les spécifications des horloges du système, il n'est pas besoin d'une calibration relative des unités des temps mesurés d'un canal à l'autre. Par contre, nous pouvons attendre une différence d'un canal à l'autre, assimilable à un piedestal, par exemple les câbles leur amenant le signal ont des longueurs différentes, d'où des délais relatifs. Pour calculer les piedestaux des ZTDC, nous utilisons des événements de calibration. Nous avons besoin en fait d'un échantillon pour lequel les signaux dans le calorimètre étudié sont simultanés. Nous avons utilisé pour les ZTDC du LAC les événements CAPA1, où une charge connue est injectée dans des canaux. Pour les ZTDC du HAC, nous avons utilisé les événements où un faisceau laser est envoyé dans chaque tube pour en surveiller la stabilité. Nous avons calculé canal par canal la déviation moyenne par rapport à une valeur arbitraire (fixée à 58 coups) qui sera utilisée dans la suite comme piedestal. Enfin il ne nous faut pas considérer les canaux (du LAC ou du HAC) qui ont pu être perturbé par la superposition d'une particule fortuite. Pour cela la moyenne est tronquée: comme pour les piedestaux du LAC et du HAC nous ne considérons que les canaux pour lesquels le temps mesuré est compatible avec la valeur attendue. En pratique nous avons utilisé un seuil sur la différence

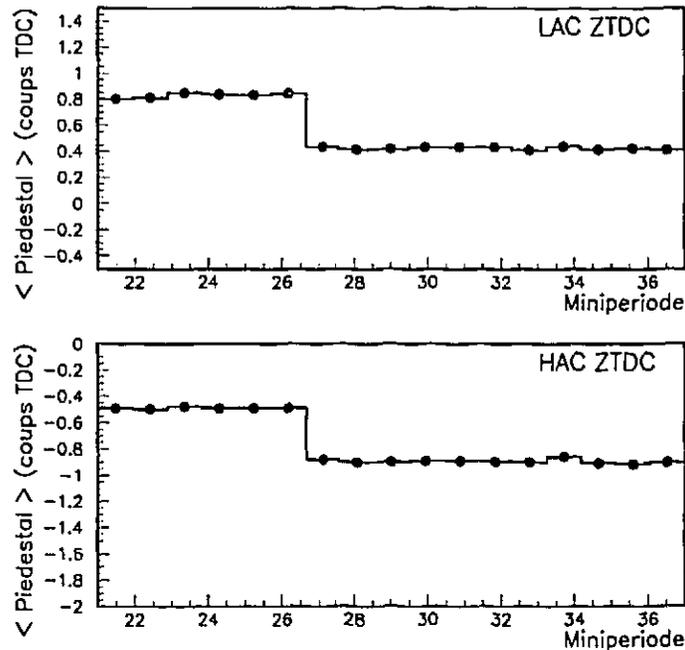


Figure 18.4: Valeurs des pedestaux moyens des canaux des ZTDC du LAC et du HAC, exprimés en coups de TDC, en fonction de la minipériode (rappelons que 1 coup de TDC vaut 16ns).

large, de 25 coups. Une valeur par minipériode et par canal sera utilisée dans la suite. Lors de cette opération, nous avons pu mettre en évidence une variation des pedestaux en fonction du temps. Entre la minipériode 26 et la minipériode 27, pour la plupart des canaux, une différence de 5 ns environ a en effet été observée comme le montre la figure 18.4. A posteriori, nous avons relié cette variation avec le remplacement d'un des circuits logique du déclenchement. Ce point constitue historiquement une première illustration de la résolution du système.

Un dernier point concernant la calibration des ZTDC est que pour le calcul de leurs pedestaux des catégories d'événements différentes sont utilisées pour les ZTDC du LAC et ceux du HAC. D'autre part, les signaux du HAC ne sont pas exactement identiques à ceux du LAC; il sont mis en forme alors que les signaux du LAC sont directement produits par le détecteur. Pour ces deux raisons, il n'est pas surprenant de constater qu'après soustraction des pedestaux il reste une différence de 2.9 coups (46.4 ns) entre les moyennes des valeurs lues dans le LAC et dans le HAC. Cette différence est systématiquement soustraite aux valeurs lues dans le HAC avant tout usage ultérieur.

### 18.3 L'effet balistique : présentation et correction

Nous avons mis en évidence un autre effet qui affecte les mesures des ZTDC. Il s'agit d'une conséquence de la méthode de mesure, appelée l'effet "balistique"; après l'avoir expliqué nous indiquerons comment nous l'avons corrigé. Il est illustré par la figure 18.5 représentant les valeurs de  $T_{NF}$  et  $T_{ZC}$  en fonction de l'énergie déposée dans la bande correspondante pour des

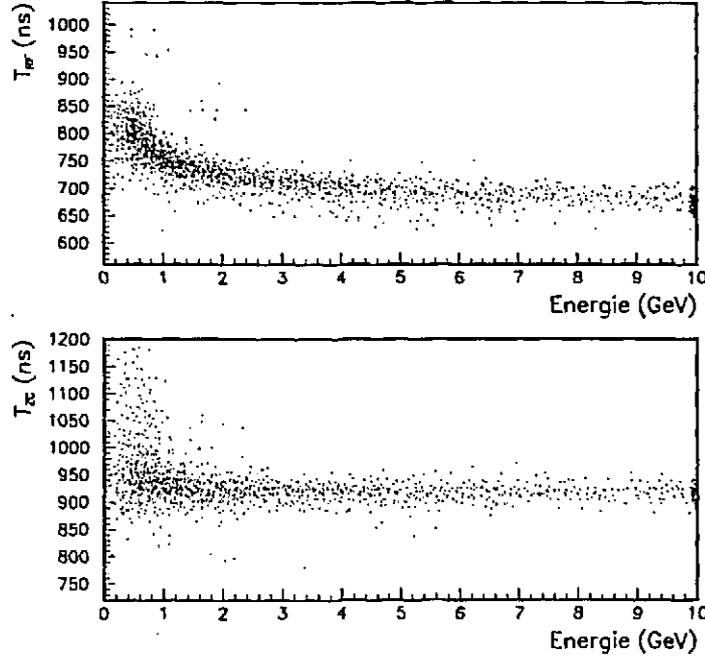


Figure 18.5: Distributions des valeurs de  $T_{RF}$  et  $T_{ZC}$  mesurées par les ZTDC du LAC en fonction de l'énergie mesurée dans les canaux d'ADC correspondant, pour des candidats de l'analyse.

événements de physique. Ce qui constitue l'effet est la variation de la mesure de  $T_{RF}$  qui est manifeste; nous pouvons également constater que pour des énergies très faibles la mesure de  $T_{ZC}$  est également moins précise, et présente aussi une déviation vers des valeurs élevées.

### 18.3.1 Description de l'effet balistique

Ce que nous désignons par "effet balistique" est donc la différence entre les mesures des ZTDC effectuées sur deux signaux simultanés, mais de hauteurs différentes. Ces deux signaux arrivent au maximum en même temps, mais celui dont la hauteur est la plus faible passe le seuil déterminant la mesure de  $T_{RF}$  plus tard que l'autre. Pour être en mesure de calculer la moyenne des mesures de  $T_{RF}$  pour une particule ou un événement, il nous faut corriger cet effet de manière à obtenir une mesure plus indépendante de l'énergie.

La dispersion des mesures de  $T_{ZC}$  à basse énergie a plusieurs origines. Pour les signaux de basse amplitude, la forme du signal est un peu modifiée et le maximum moins bien défini, d'où une résolution dégradée. Il peut s'agir également de signaux induits ou perturbés par la diaphonie.

### 18.3.2 Méthode de correction

Le principe de la correction est dans un premier temps d'ajuster la variation de  $T_{RF}$  en fonction de l'énergie avec une forme connue. Dans un second temps, cette variation sera soustraite de toute mesure de  $T_{RF}$ . Toutefois, la correction ne sera effectuée que lorsque la mesure de l'énergie

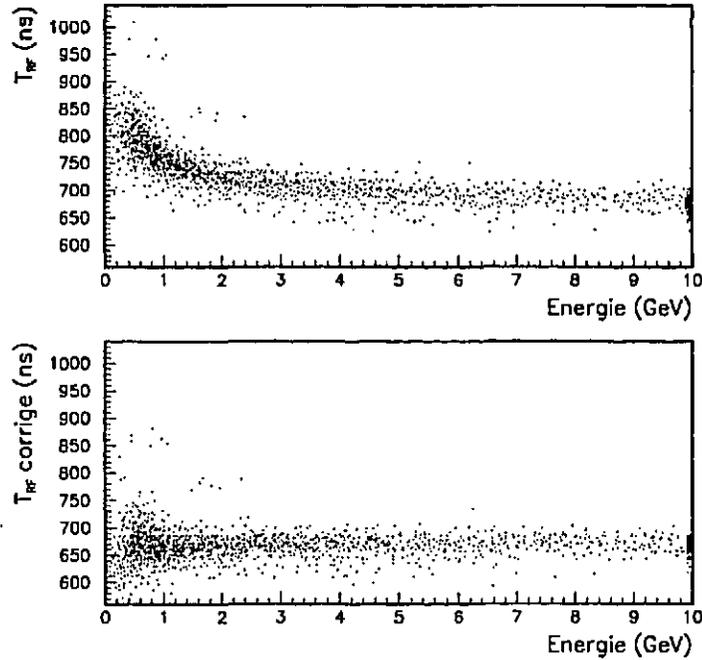


Figure 18.6: Distributions des valeurs de  $T_{RF}$  mesurées par les ZTDC du LAC en fonction de l'énergie mesurée dans les canaux d'ADC correspondant, pour des candidats de l'analyse, avant et après correction pour l'effet balistique.

est possible. Pour estimer l'énergie sur une plage de temps assez large, nous avons à partir de la figure 18.5 déterminé approximativement une estimation de l'énergie à partir de la mesure des ADC et de la valeur de  $T_{ZC}$ . Nous avons modélisé les variations de l'énergie mesurée en fonction de  $T_{ZC}$  comme une montée et une décroissance linéaires encadrant un plateau. Plus précisément, si  $T_{ZC}$  est exprimé en coups de TDC notre estimation s'écrit :

$$E_{est} = \begin{cases} E_{ADC} \left( 1. - \frac{(T_{ZC} - 72)}{6} \right) & T_{ZC} \in [24, 52] \\ E_{ADC} & T_{ZC} \in [52, 72] \\ E_{ADC} (1. + .075(52 - T_{ZC})) & T_{ZC} \in [72, 84] \end{cases}$$

Nous avons alors corrigé les valeurs de  $T_{RF}$  par :

$$\delta(T_1) = \frac{41.5E_{est} + 45.4}{E_{est} + .83} - 41.9$$

Nous avons représenté sur la figure 18.6 les variations de  $T_{RF}$  avant et après cette correction en fonction de l'énergie mesurée. L'essentiel des variations est bien corrigé. Toutefois, nous devons noter qu'en général, la quantité la plus fiable est  $T_{ZC}$ , qui n'est pas affectée par un biais moins important en fonction de l'énergie.

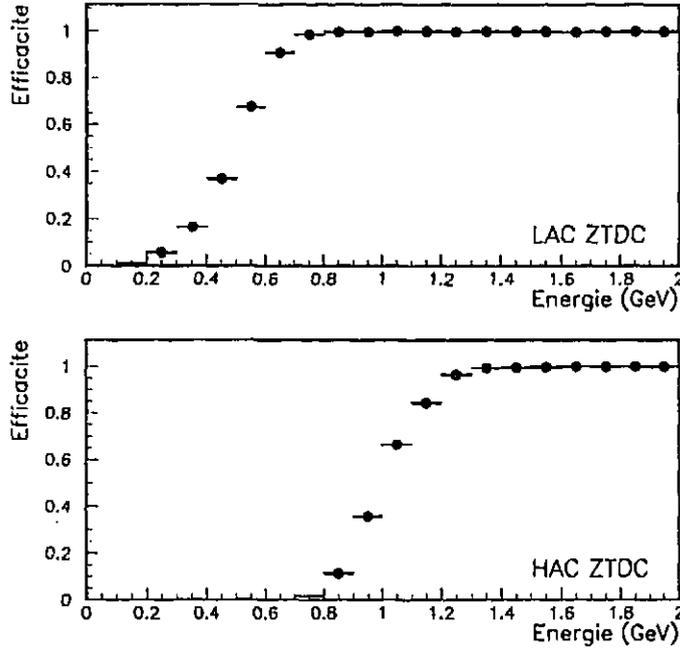


Figure 18.7: Variations de l'efficacité moyenne des canaux des ZTDC du LAC et du HAC en fonction de l'énergie mesurée par les ADC correspondants.

#### 18.4 Estimation de l'efficacité du système

Un paramètre important du fonctionnement du système est son efficacité. Après avoir procédé à la calibration, nous avons estimé cette efficacité de la manière suivante. Nous avons mesuré la probabilité, si une quantité d'énergie donnée est mesurée par un des canaux ou groupe de canaux des calorimètres, d'obtenir une mesure dans le canal des ZTDC correspondant. Nous avons sélectionné les bandes (ou super-bandes dans le LAC) pour lesquelles  $T_{RF}$  et  $T_{ZC}$  étaient soit compatibles avec une particule en temps, soit non mesurés. Dans cet échantillon, nous avons mesuré les efficacités présentées sur la figure 18.7. La courbe obtenue est compatible moyennant un effet de résolution à un seuil de détection voisin de 500 MeV dans le LAC. Dans le cas du HAC, ce seuil est situé à une énergie plus élevée, voisine de 1 GeV. Ceci est dû au fait que dans le LAC et le HAC des signaux de même hauteur ne correspondent pas à la même énergie. Un facteur correctif de .72 est de ce fait appliqué aux signaux du HAC dans la reconstruction. Moyennant ce facteur, les seuils trouvés dans le LAC et le HAC sont bien compatibles.

Toutefois l'efficacité mesurée dans le LAC présente des valeurs non nulles même pour de très faibles énergies. Les cas où une énergie de moins de 200 MeV est détectée et pourtant des valeurs  $T_{RF}$  et  $T_{ZC}$  ont été mesurées résultent du phénomène de diaphonie déjà mentionné précédemment: ils sont en fait ceux où une des bandes voisines reçoit un signal de grande amplitude. Si un canal reçoit un tel signal, il apparaît en effet également un signal dans les canaux voisins qui peut simuler une surefficacité. Lorsque nous rejetons au préalable les bandes dont les voisines contiennent moins de 1 GeV, les efficacités obtenues sont données sur la figure

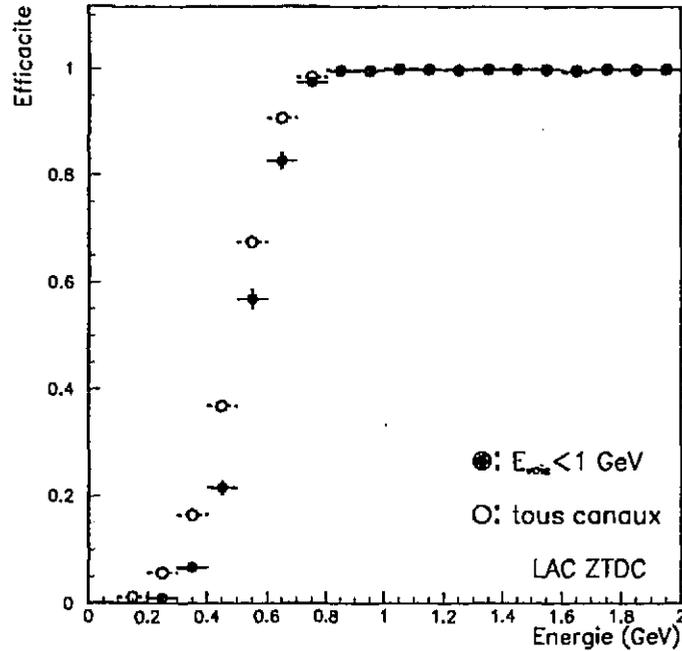


Figure 18.8: Variations de l'efficacité moyenne des canaux des ZTDC du LAC en fonction de l'énergie mesurée par les ADC correspondants, dans tous les cas et lorsqu'on ne considère que les canaux dont les voisins contiennent au plus 1 GeV .

18.8. Les valeurs de l'efficacité aux énergies les plus basses sont inférieures à celles calculées précédemment. Il nous faudra donc adapter nos algorithmes dans la suite pour tenir compte de l'influence des bandes trop énergétiques. Enfin, mentionnons que les efficacités ainsi mesurées sont strictement identiques dans les deux faisceaux.

## Chapitre 19

# Reconstruction des informations provenant des ZTDC

Nous avons d'une part déterminé quelles informations les ZTDC apportent sur les traces et les photons reconstruits dans l'analyse. Si l'énergie d'une particule est obtenue (approximativement) en sommant les énergies de chaque canal, nous calculons la moyenne des informations des ZTDC pour chaque particule. Ce "temps moyen" nous permettra de reconnaître les particules qui ne sont pas arrivées au temps attendu lors d'un déclenchement, ou tout du moins dont une part de l'énergie provient de signaux hors temps. Nous avons d'autre part construit un algorithme très rudimentaire pour associer entre elles les informations des ZTDC indépendamment de tout autre détecteur. Ces associations signalent éventuellement le passage d'une particule dans les calorimètres, même si elle n'a pas été reconstruite par ailleurs (car par trop loin du temps nécessaire pour voir son énergie bien mesurée par exemple). Cette reconstruction, plus sensible aux accidentelles, nous sera utile pour vérifier que des événements ont été rejetés du fait de la proximité temporelle d'une accidentelle, et de mesurer la fraction de ces événements. Nous allons décrire les méthodes utilisées pour reconstruire ces informations. Diverses analyses les utilisant seront présentées dans les chapitres suivants.

### 19.1 Informations des ZTDC pour les traces

#### 19.1.1 Principes du calcul

Les Zero-Cross TDC apportent des informations supplémentaires sur les dépôts d'énergie des traces dans les bandes des calorimètres. Nous avons utilisé les informations de la reconstruction pour calculer des informations plus globales. Pour chaque projection et pour chaque demi-calorimètre nous savons dans quelles bandes la trace a pu déposer son énergie. La possibilité la plus simple serait de calculer la moyenne des informations des ZTDC correspondant à ces bandes. Toutefois, il convient de prendre certaines précautions. Par exemple, nous avons noté que la présence d'une bande contenant une charge importante influence ses voisines. Il y a donc avantage à ne prendre en compte dans la moyenne que des bandes contenant une charge suffisante, cas dans lequel la mesure de  $T_{ZC}$  n'est pas biaisée. Si cela est possible nous n'utilisons que les bandes dont l'énergie est supérieure à  $1 \text{ GeV}$ . Pour les dépôts contenant trop peu d'énergie, une estimation incluant tous les canaux ayant aussi déclenchés est également calculée.

A partir des moyennes des informations des ZTDC dans chaque projection, et chaque demi-calorimètre, nous pouvons alors calculer des informations moyennes pour les dépôts calorimétriques, puis pour la trace entière et finalement pour l'événement. Les particules peuvent déposer des

fractions variables de leur énergie dans les différents compartiments. La fraction des traces dont la mesure de  $T_{RF}$  et  $T_{ZC}$  s'est avérée impossible est respectivement environ 57% dans le LAC et 4% dans le HAC. Mais ces fractions correspondent à des fluctuations maximales des gerbes ; si la mesure du LAC est impossible celle du HAC l'est toujours et réciproquement. Comme d'autre part les moyennes des distributions des deux calorimètres sont compatibles, nous avons finalement calculé la moyenne de  $T_{ZC}$  pour la trace par la moyenne entre celles-ci, quand c'est possible, ou celle des deux qui n'est pas nulle.

### 19.1.2 Performances

La figure 19.1 présente les distributions des moyennes de  $T_{ZC}$  pour les pions, respectivement dans le LAC et le HAC en  $K_L^0$  et  $K_S^0$ . La résolution est dans les deux cas voisine de 10 ns. Ces distributions ne présentent pas de différences systématiques, qui seraient possibles du fait

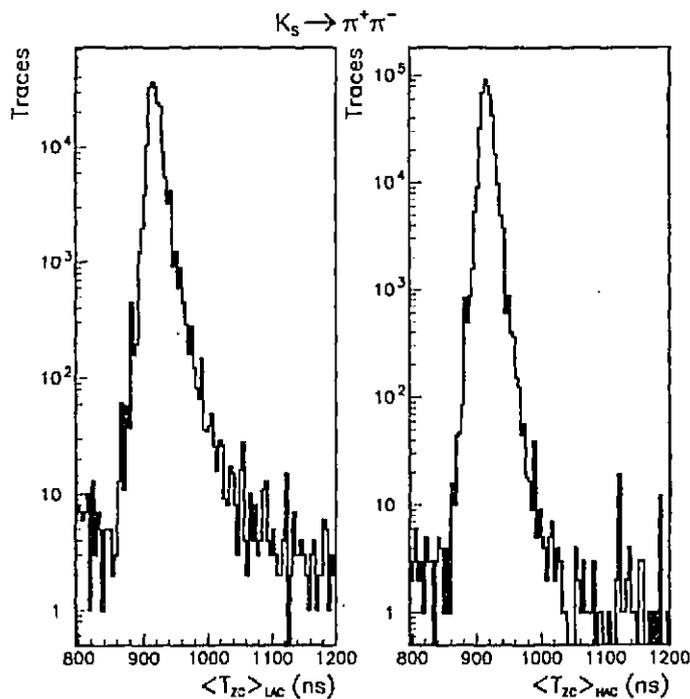


Figure 19.1: Distributions des moyennes de  $T_{ZC}$  calculées pour les pions des candidats  $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ , dans le LAC et dans le HAC.

par exemple de la mise en forme du signal dans le HAC. Nous avons d'autre part représenté la distribution du temps  $T_{ZC}$  moyen de ces événements, calculé comme la moyenne des mesures de  $T_{ZC}$  des deux traces dans chaque calorimètre, sur la figure 19.2. Sa résolution est d'environ 8ns.

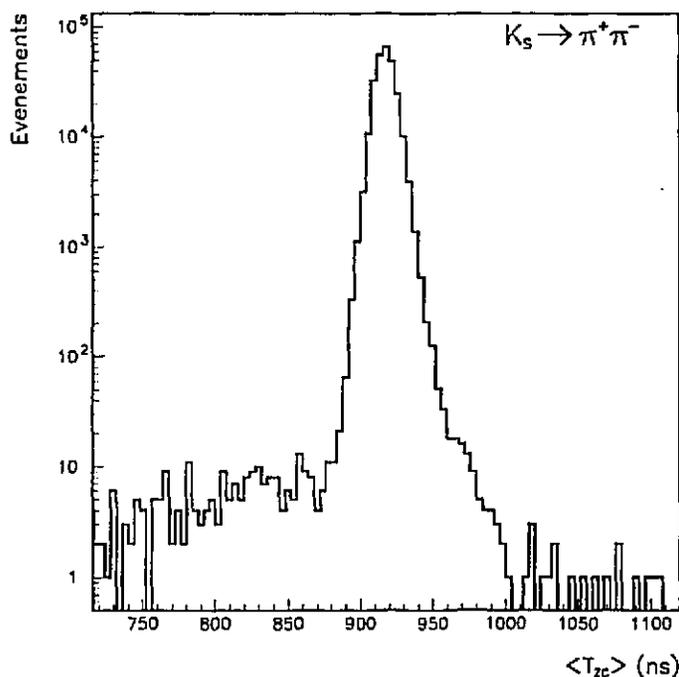


Figure 19.2: Distributions des moyennes de  $T_{ZC}$  calculées pour les candidats  $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ .

## 19.2 Informations des ZTDC pour les particules neutres

Comme dans le cas des traces chargées, nous avons calculé les moyennes des temps mesurés par les ZTDC pour chaque dépôt d'énergie de chaque photon. Les informations énergétiques des photons concernent les deux projections possibles, dans chaque demi-calorimètre. Quand le photon est proche d'une limite de quadrant, quand il y a lieu un dépôt d'énergie dans le quadrant peut lui être associé en plus des deux dépôts habituels. Celui-ci est vu par le programme comme une 'troisième' projection. Dans un événement neutre il y a en général quatre photons. Donc la probabilité que deux d'entre eux soient suffisamment proches l'un de l'autre pour que leurs gerbes se recouvrent partiellement dans une projection est non négligeable. Lorsque l'énergie d'une super-bande, du fait de cette superposition provient de deux photons, l'information du ZTDC correspondant concerne la superposition des deux signaux correspondants. Celle-ci peut donc être biaisée dans cette circonstance. C'est pourquoi, autant que possible, nous évitons de prendre en compte dans notre calcul les bandes qui sont dans ce cas. Si nous ne pouvons faire autrement, l'information du compartiment correspondant est alors étiqueté comme 'douteuse'.

D'autre part, l'énergie déposée dans une projection et un demi-calorimètre par une particule est en moyenne plus faible que dans le cas des  $\pi^+ \pi^-$ . Nous ne voulons prendre en compte dans le calcul des temps pour un dépôt d'énergie que les bandes qui contiennent une énergie suffisante pour que  $T_{RF}$  et  $T_{ZC}$  soient mesurés précisément. Contrairement au cas des chargés, un seuil fixé à 1 GeV ne convient pas. En effet, l'énergie minimale des photons utilisés dans l'analyse de NA31 vaut 3 GeV. Pour les photons proches de ce seuil nous ne pourrions alors que trop rarement calculer des mesures de  $T_{RF}$  et  $T_{ZC}$ . Nous utilisons un seuil fixé à 2 GeV mais pour

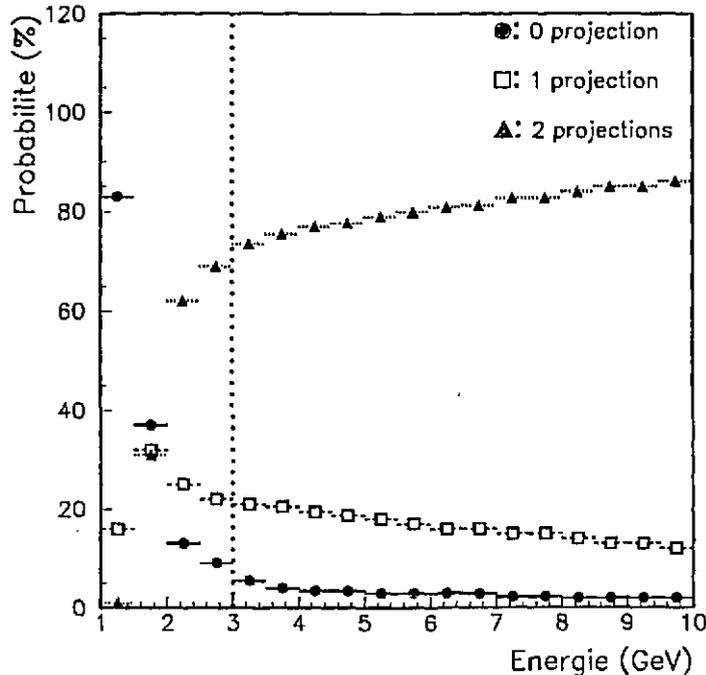


Figure 19.3: Distributions des probabilités de mesurer  $T_{RF}$  et  $T_{ZC}$  dans 2, une ou aucune projection en fonction de l'énergie du photon.

être en mesure de traiter les photons de plus basse énergie nous modulons ce seuil par l'énergie déposé dans le compartiment de la manière suivante : le seuil au dessus duquel les mesures du ZTDC sont prises en compte est fixé à :

$$E_{seuil} = \min(2 \text{ GeV}, .3 * E_{amas} + .2)$$

Avec ces précautions, nous avons tout d'abord vérifié la fraction des photons où cette mesure est faite avec succès, c'est-à-dire pour lesquels les mesures de  $T_{RF}$  et  $T_{ZC}$  ont été faites avec des bandes sans superposition avec un voisin. La figure 19.3 donne en fonction de l'énergie la probabilité d'obtenir respectivement au moins 2, une ou aucune projection avec une bonne mesure de  $T_{RF}$  et  $T_{ZC}$  en fonction de l'énergie du photon. Pour les photons des événements utilisés dans la mesure de  $\mathcal{R}$ , qui ont tous plus de 3 GeV, nous voyons donc que dans environ 10% des cas seule une projection se voit bien mesurée. La fraction des photons pour lesquels aucune mesure n'est possible comme indiqué ci-dessus vaut 4% à 3 GeV et devient négligeable au dessus de 10 GeV. Dans la grande majorité des cas, une information ZTDC est quand même disponible pour ces photons, mais calculée avec des bandes d'énergie inférieure au seuil (ou contenant aussi de l'énergie d'un photon voisin).

La figure 19.4 donne la distribution de  $T_{ZC}$  pour les photons des événements neutres utilisés dans la mesure de  $\mathcal{R}$ , en  $K_S^0$ . La résolution sur  $T_{ZC}$  est d'environ 11 ns. Les distributions de la moyenne des temps des photons de l'événement est également donnée sur la figure 19.4 ; la résolution est d'environ 9 ns.

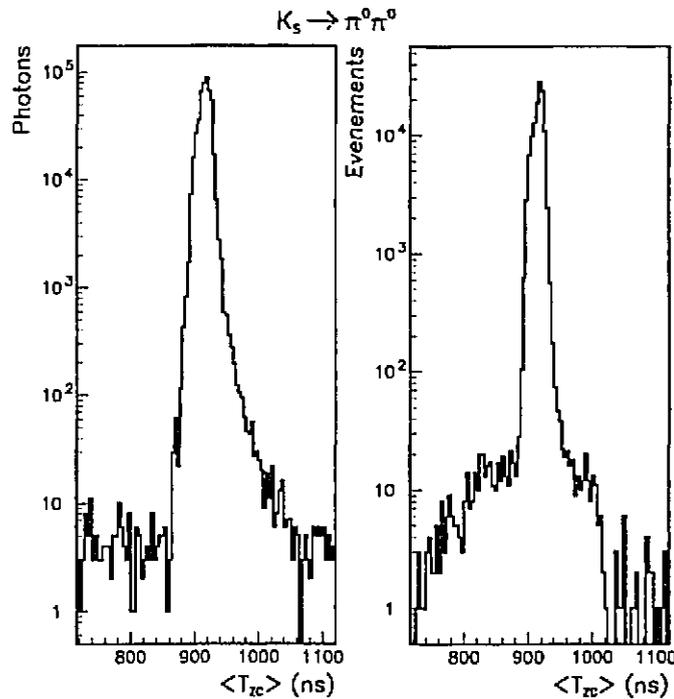


Figure 19.4: Distributions des valeurs de  $T_{ZC}$  calculées pour les photons et pour chaque événement pour un lot de candidats  $K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$ .

### 19.3 Informations spécifiques des ZTDC

Nous avons également prévu la possibilité d'utiliser les informations des ZTDC indépendamment du reste de l'événement, pour y construire des "particules". Une particule qui traverse tout ou partie de nos détecteurs doit en effet laisser dans les ZTDC des informations ( $T_{RF}$ ,  $T_{ZC}$ ) cohérentes dans des positions disposées le long de son parcours. Nous désirons donc associer les informations des ZTDC entre-elles pour constituer de tels "paquets". Ceci permet en effet de connaître dans la résolution des ZTDC l'existence et la position des particules fortuites qui arrivent à des temps incompatibles avec une reconstruction correcte. La construction de ces objets s'effectue en plusieurs étapes que nous décrivons dans la suite.

#### 19.3.1 Comparaison entre projections

Les bandes des ZTDC ont une largeur de 12.5 cm dans le LAC et 11 cm dans le HAC. Dans la plupart des cas, une particule va donc toucher un ZTDC par projection et par demi-calorimètre. C'est pourquoi la première étape consiste en une comparaison entre les mesures des ZTDC de chaque demi-calorimètre dans chaque quadrant, pour les deux projections. Le but est d'associer entre-eux les canaux où des temps comparables, c'est-à-dire dont la différence est inférieure à 5 coups, ont été mesurés. Nous définissons ainsi un point dans le demi-calorimètre où une particule est passée. Eventuellement, si dans une seule projection un canal voisin est touché avec des temps également comparables, ce nouvel élément est rattaché au point. Par contre, si deux bandes sont touchées dans chaque projection, deux points sont fabriqués. Comme cette

reconstruction est indépendante de celle des énergies, lorsqu'il y a une ambiguïté (2 points dans le même quadrant par exemple) la résolution de cette ambiguïté peut aller dans des sens différents dans les deux reconstructions.

### 19.3.2 Etablissement d'un lien entre les points

L'étape suivante consiste à examiner les points de chaque demi-calorimètre et à rechercher s'ils peuvent provenir de la même particule. Pour cela, nous partons de la partie avant du LAC et examinons tous ses points (s'il y en a). A partir de ceux-ci, notre programme cherche à déterminer une route les reliant aux points des compartiments suivants. Nous comparons les coordonnées et temps de tous ces points avec ceux du point de départ. Si les bandes des deux points sont voisines et si les temps sont suffisamment voisins, nous regroupons les deux points dans une même entité, appelé amas. Si l'un des deux points appartient au LAC ils sont regroupés si la différence entre leur  $T_{ZC}$  est inférieure à 10 coups, sinon ce seuil est fixé à 5 coups. La valeur plus élevée permise dans le LAC tient compte des énergies en moyenne moins élevées par bande pour les photons, d'où une plus grande dispersion des mesures. A la fin de cette étape nous avons défini un certain nombre de routes à travers les différents compartiments.

### 19.3.3 Regroupement final

Comme les gerbes se développent en s'élargissant, il est possible que certaines des routes proviennent de la même particule d'où la nécessité d'un regroupement. Nous examinons donc les routes pour regrouper celles qui sont compatibles avec une origine commune. Pour décider si deux routes doivent être regroupées nous comparons leur points de passage dans les divers compartiments et leurs temps. Les seuils sur la différence de temps sont les mêmes que précédemment. A la fin de cette étape, nous calculons les moyennes de  $T_{RF}$ ,  $T_{ZC}$  et des positions des 'amas' obtenus. Nous présentons sur les figures 19.5, 19.6 et 19.7 les distributions des nombres d'amas, de leur positions dans les deux coordonnées transverses et de  $T_{ZC}$  pour respectivement : les événements aléatoires du faisceau de  $K_S^0$ , et les événements  $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  et  $K_S^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$  sélectionnés pour la mesure de  $\mathcal{R}$ .

### 19.3.4 Quelques remarques

Nous voudrions ici faire quelques commentaires explicatifs sur les distributions de  $T_{ZC}$ . En effet, spécialement pour les déclenchements aléatoires, elles reflètent certaines caractéristiques du fonctionnement du déclenchement. Nous avons mentionné qu'un déclenchement aléatoire n'est possible que si le système est libre. Tout dépôt d'énergie précédant le déclenchement aléatoire a lui-même une certaine probabilité de déclencher, jusqu'à un certain niveau, l'appareillage. Ceci explique de manière générale l'asymétrie observée sur la figure 19.7 entre les taux d'accidentelles reconstruites dans les ZTDC avant et après la valeur caractéristique des bons événements. Cette asymétrie est fonction des critères de sélection du lot étudié. Nous illustrons ce point de l'exemple suivant. Nous sélectionnons les déclenchements aléatoires contenant au moins un photon d'énergie supérieure à 10 GeV. De tels événements ont a priori une probabilité plus élevée que la moyenne de déclencher puisqu'au moins ils contiennent un dépôt d'énergie électromagnétique. La figure 19.8 présente la distribution des valeurs de  $T_{ZC}$  reconstruites pour ces événements, et la compare à celle obtenue pour l'ensemble des déclenchements aléatoires : l'asymétrie est manifestement augmentée.

D'autre part, la distribution de  $T_{ZC}$  présentée sur la figure 19.7 présente plusieurs décroissements avant la valeur caractéristique des bons événements. Ceux-ci sont le reflet des temps

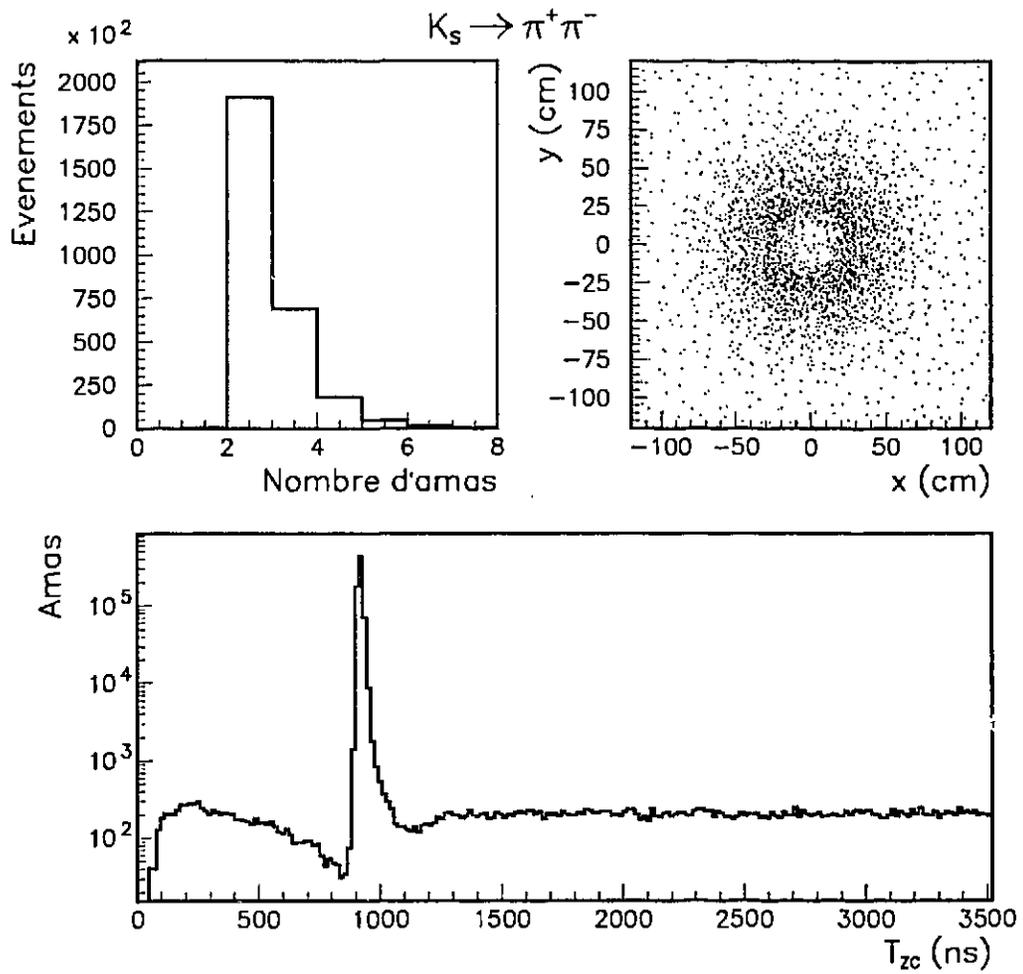


Figure 19.5: Distributions des nombres d'amas reconstruits avec les ZTDC pour les candidats  $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ , de leur position et de leur valeur de  $T_{zc}$ .

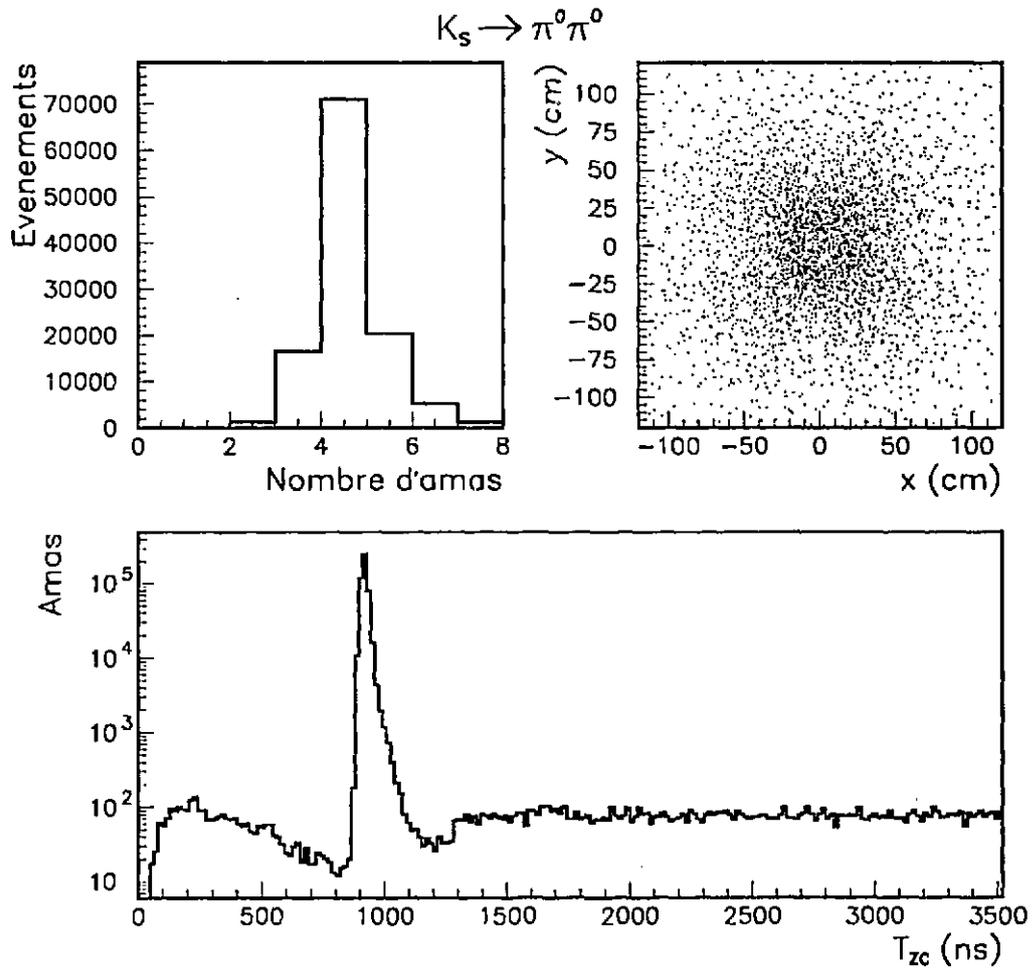


Figure 19.6: Distributions des nombres d'amas reconstruits avec les ZTDC pour les candidats  $K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$ , de leur position et de leur valeur de  $T_{zc}$ .

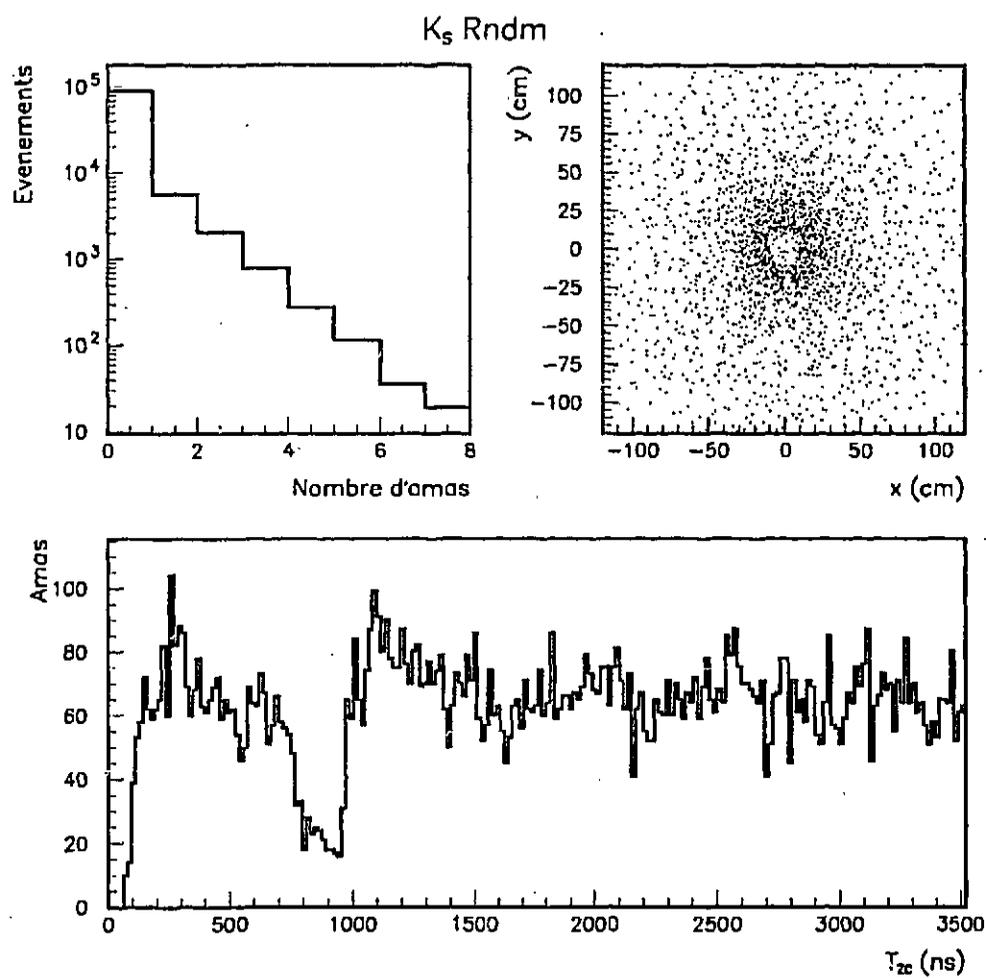


Figure 19.7: Distributions des nombres d'amas reconstruits avec les ZTDC pour les déclenchements aléatoires du faisceau de  $K_S^0$ , de leur position et de leur valeur de  $T_{ZC}$ .

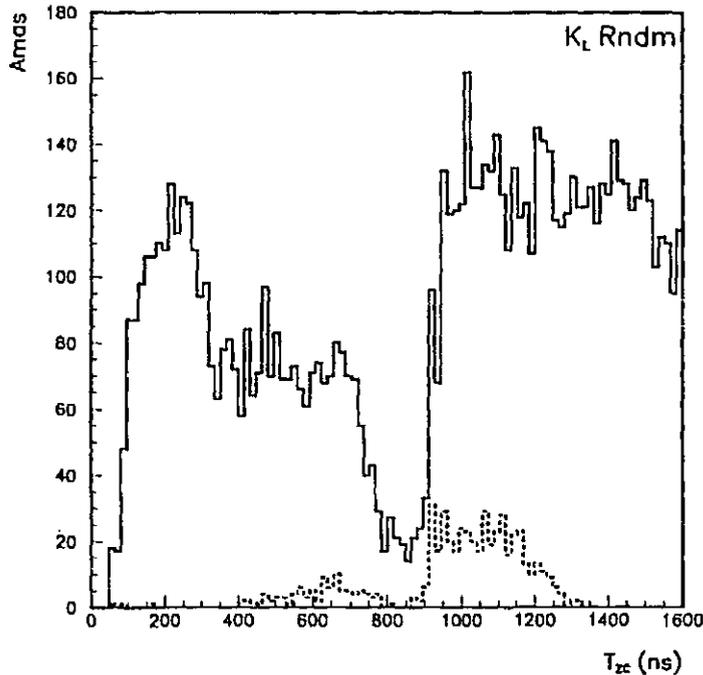


Figure 19.8: Distributions des valeurs de  $T_{ZC}$  calculées pour les amas des déclenchements aléatoires en  $K_S^0$ , dans tous les cas (en traits pleins) et lorsqu'on ne considère que ceux pour lesquels un photon de plus de 10 GeV a également été reconstruit (ligne tiretée). On remarquera l'asymétrie de cette dernière distribution.

morts des différents étapes du déclenchement. Ceux-là sont d'autant plus grands que l'étape à laquelle ils correspondent est plus complexe. Par ailleurs la probabilité de déclencher est d'autant plus grande que les critères sont simples. Nous pouvons identifier sur cette figure le temps caractéristique des signaux  $P_0$  (120 ns) et  $T$  (500 ns); ce point sera explicité plus en détail ultérieurement.

Enfin nous voudrions souligner une différence entre la distribution de  $T_{ZC}$  obtenue pour les déclenchements aléatoires et celles des bons événements. Celles-ci présentent en effet d'une part un taux d'accidentelles immédiatement après ou avant l'événement inférieur. Ceci signale que les accidentelles proches en temps causent la réjection de certains événements. D'autre part, la distribution pour les neutres présentent une bosse secondaire, identifiée comme provenant de signaux analogiques importants dans certains canaux. En effet, dans le cas des photons l'énergie est répartie entre moins de bandes que dans le cas des pions. Pour un photon de plusieurs dizaines de GeV, l'énergie concentrée dans les bandes centrales produit un signal analogique important. Dans ce cas, les canaux voisins ont reçu un signal par "cross-talk"; celle-ci pouvant présenter un second pic 600 ns environ après la réponse normale. C'est cette possibilité que reflète la distribution de  $T_{ZC}$ . Elle est toutefois suffisamment loin des valeurs où nous observons les pertes pour ne pas nous gêner dans la suite.

## 19.4 Conclusion

Nous avons donc construit deux groupes d'informations. D'une part, les calculs des moyennes de  $T_{RF}$  et  $T_{ZC}$  pour les particules reconstruites peuvent nous permettre si besoin est de signaler les particules utilisées pour reconstruire la désintégration qui lui sont étrangères car hors temps. En pratique, toutefois, le cas le plus commun est que l'événement comportant une particule hors temps sera rejeté du fait de celle-ci dans la sélection. Nous pouvons aussi vérifier que la désintégration est bien la source du déclenchement. D'autre part, les informations indépendantes nous donnent accès à des effets plus spécifiquement liés aux particules accidentelles. Celles-ci peuvent être détectées peu efficacement par les ADC. D'autre part, elles ne sont pas séparées des particules en temps. Les valeurs mesurées par les ZTDC peuvent au contraire permettre de les distinguer.

## Chapitre 20

# Etude des déclenchements dûs aux accidentelles

L'objet de ce chapitre est l'étude d'un l'effet possible sur le déclenchement des particules fortuites qui ne peut être pris en compte dans la correction sur  $\mathcal{R}$  obtenue par superposition de déclenchements aléatoires sur les bons événements.

Les déclenchements aléatoires sont enregistrés suivant le taux de comptage du détecteur de faisceau, indépendamment du reste des détecteurs. Mais si la décision d'enregistrer un déclenchement aléatoire est prise alors que le système a été auparavant déclenché, cette décision ne pourra prendre effet que lorsque le traitement de ce déclenchement sera terminé. Il s'agit en fait d'une forme de temps mort dans notre système de déclenchement. Parmi le lot des déclenchements aléatoires enregistré, les particules fortuites qui ont engendré un signal de déclenchement ou même seulement de pré-déclenchement (c'est-à-dire un signal  $P0$  ou  $T$ ) ne peuvent donc pas être toutes représentées. Mais par ailleurs, les détecteurs de l'expérience sont sensibles pendant un intervalle de temps qui peut atteindre  $2 \mu s$  environ pour les calorimètres. Il est donc possible que dans cet intervalle la désintégration d'un kaon ait lieu et soit enregistrée. Nous ne pouvons dès lors pas exclure que l'ensemble de l'accidentelle qui a déclenché et de la désintégration (un "bon événement" en puissance) soit accepté par les étapes ultérieures du déclenchement. Nous avons d'autre part montré dans la section 18.1 que les mesures énergétiques étaient faussées pour les particules de la désintégration du fait des instants tardifs où leurs signaux ont été mesurés. Mais le décalage entre énergies mesurées et énergies vraies est d'autant plus petit que le décalage temporel est petit. Il est donc difficile a priori d'exclure que tels événements "hybrides" soient acceptés dans les lots utilisés pour la mesure de  $\mathcal{R}$ . Cette contamination ne fausserait toutefois la mesure que dans la mesure où, si tant est qu'elle soit non nulle, elle était asymétrique. Cette catégorie est constituée schématiquement de la superposition d'une part de l'activité produisant un déclenchement et d'autre part d'une désintégration hors temps. Si la seconde est enregistrée (dans les déclenchements aléatoires) la première est inaccessible, en fonction de ce qui est dit plus haut, sauf dans des déclenchements spéciaux avec des critères minimaux (du type  $P01d$ ). Mais ceux-ci sont trop rares pour permettre l'étude quantitative de cet effet dans la méthode de superposition.

Lors de l'analyse des données prises en 1986, une estimation de ces contaminations avait montré que leurs effet sur  $\mathcal{R}$  était de l'ordre de ou inférieur à  $10^{-4}$ [26]. Toutefois il ne s'agissait que d'un calcul approximatif et complexe, nécessitant plusieurs hypothèses. La mise en fonction du système des ZTDC a permis une mesure directe de cet effet, c'est-à-dire un comptage des événements provenant de cette source dans chaque catégorie. Pour ce faire, nous allons dans un premier temps présenter plus en détail quelles sont les caractéristiques qui nous permettront

d'isoler ces événements. Nous en déduisons une méthode pour en mesurer la fraction dont nous présenterons enfin les résultats. Cette étude n'a été menée, pour des raisons techniques, que sur un sous-ensemble des données comprenant les minipériodes 22 à 28, ce qui ne la limitera éventuellement que statistiquement.

## 20.1 Caractéristiques recherchées

Nous désirons étudier les événements qui satisfont aux critères de sélection, aussi bien en ligne que ceux de l'analyse ultérieure, et hors pour lesquels le déclenchement a été initié par une particule fortuite. Deux situations peuvent dès lors se présenter :

1. Les particules qui constituent le "bon événement" proviennent effectivement de la désintégration d'un kaon, qui est reconstruite de manière satisfaisante dans la suite de l'analyse. L'accidentelle qui a déclenché l'appareillage n'a par ailleurs pas été un facteur de rejection de l'événement. Ceci peut être le cas par exemple lorsqu'il s'agit d'un photon d'énergie suffisamment basse.
2. Les particules qui constituent le "bon événement" ont une origine mixte, l'une au moins d'entre elles étant la particule fortuite qui a déclenché l'appareillage. Un exemple de cette situation est un photon d'origine extérieure auquel viennent se superposer trois photons provenant de la désintégration d'un kaon, ces 4 photons étant reconstruits avec succès comme provenant d'une désintégration en  $\pi^0\pi^0$ .

Nous pouvons d'ores et déjà noter toutefois que le cas 2 est au moins approximativement traité par la procédure de superposition. Nous nous intéresserons donc plus spécifiquement au cas 1. Du point de vue des informations fournies par les ZTDC, examinons comment les particules des deux catégories qui ne sont pas à l'origine du déclenchement se distingueront des autres. Elles produisent dans les calorimètres des signaux plus tardifs que ceux des bons événements. En conséquence, leurs temps moyennés seront supérieurs aux valeurs des particules des bons événements. Toutefois, la différence en temps entre les particules qui ont causé le déclenchement et celles du bon événement ne peut excéder quelques centaines de ns. Au delà de 500ns environ en effet l'énergie mesurée des particules en retard est négative ou proche de zéro. D'autre part, il est difficile d'imaginer que ces particules ne participent pas au déclenchement, au moins aux niveaux les plus complexes du déclenchement synchrone. Pour que celles-ci participent à la décision du premier niveau (en particulier basée sur les seuils sur les sommes rapides d'énergie) il faut alors que ce délai soit inférieur à environ 100 ns. Par ailleurs les particules qui ont engendré le déclenchement sont elles en temps donc leurs informations seront conformes à celles qui sont observées pour les bons événements. Dans les deux situations possibles une caractéristique commune est donc la présence de particules avec des mesures des temps des signaux anormalement grandes. Par contre, ce qui les différencie est que dans le second cas les mesures des différentes particules ne sont pas identiques.

## 20.2 Mesure des contaminations des différents lots

Au vu de ce qui précède, nous avons défini deux quantités pour isoler les événements résultant du déclenchement de l'appareillage par une accidentelle. La première est la moyenne des mesures de  $T_{ZC}$  pour les particules utilisées pour reconstruire le "bon événement" (les deux traces ou quatre photons suivant les cas), notée  $T_{ZC}^{moy}$ . Nous comparerons cette variable avec la valeur moyenne qu'elle prend pour les événements ne comportant pas d'accidentelles.

D'autre part, nous désirons caractériser l'asymétrie entre les valeurs de  $T_{ZC}$  pour les différentes particules de l'événement. Pour mesurer cette asymétrie nous avons utilisé la variable  $D^{moy}$  définie comme la somme des différences entre la moyenne calculée précédemment et les valeurs individuelles de  $T_{ZC}$  pour chaque particule utilisée pour reconstruire la désintégration. Plus précisément,  $D^{moy}$  est définie par :

$$D^{moy} = \frac{1}{N_{particules}} \sum_i |(T_{ZC}^i - T_{ZC}^{moy})|$$

Nous allons maintenant étudier les distributions de ces variables pour les événements sélectionnés dans les lots de  $\pi^+\pi^-$  et  $\pi^0\pi^0$  pour mesurer  $\mathcal{R}$ . Nous présentons tout d'abord le cas des  $\pi^0\pi^0$

### 20.2.1 Etude des $\pi^0\pi^0$

Voyons quelles sont les valeurs de ces quantités pour les événements qui nous intéressent par rapport à celles qu'elles prennent pour les événements normaux. La situation normale, c'est-à-dire pour les événements sans particules fortuites, est caractérisée par :

$$\text{Cas général: } \begin{cases} T_{ZC}^{moy} & \approx 928 \pm 16 \text{ ns} \\ D^{moy} & \sim 0. \end{cases}$$

Dans le cas noté 1 la moyenne des mesures de  $T_{ZC}$  sera supérieure à la moyenne ci-dessus mais par contre la variable d'asymétrie  $D^{av}$  sera toujours compatible avec 0 :

$$\text{Cas 1: } \begin{cases} T_{ZC}^{moy} & \gg 960 \text{ ns} \\ D^{moy} & \sim 0. \end{cases}$$

Enfin, dans le cas 2 la moyenne des mesures de  $T_{ZC}$  sera supérieure à la moyenne ci-dessus et la variable  $D^{av}$  sera incompatible avec 0 :

$$\text{Cas 2: } \begin{cases} T_{ZC}^{moy} & \gg 960 \text{ ns} \\ D^{moy} & \gg 0. \end{cases}$$

Ce dernier cas présente une ambiguïté par rapport au cas d'un bon événement en temps, mais incomplètement détecté ou reconstruit, auquel se superpose une particule fortuite. Dans le cas d'un événement neutre, un des quatre "bons" photons peut être émis dans le trou central ou d'énergie trop faible, et un autre photon hors temps nous permettre d'accepter quand même l'événement. Dans ce cas, trois des photons présenteront une valeur de  $T_{ZC}$  compatible avec celle des particules en temps, que nous noterons  $T_{ZC}^0$ . La mesure de  $T_{ZC}$  pour le quatrième sera différente. Il est facile de voir que dans ces conditions il existe entre  $D^{moy}$  et  $T_{ZC}^{moy}$  la relation suivante :

$$D^{moy} = \frac{3}{2} |T_{ZC}^{moy} - T_{ZC}^0| \quad \text{Cas (a)}$$

Dans le cas 2 par contre, la particule supplémentaire ayant déclenché l'appareillage, la valeur de  $T_{ZC}$  qui est mesurée pour elle sera compatible avec  $T_{ZC}^0$  et celle des trois autres photons seront supérieures. La relation entre  $D^{moy}$  et  $T_{ZC}^{moy}$  qui existe dans ce cas est donc :

$$D^{moy} = \frac{1}{2} |T_{ZC}^{moy} - T_{ZC}^0| \quad \text{Cas (b)}$$

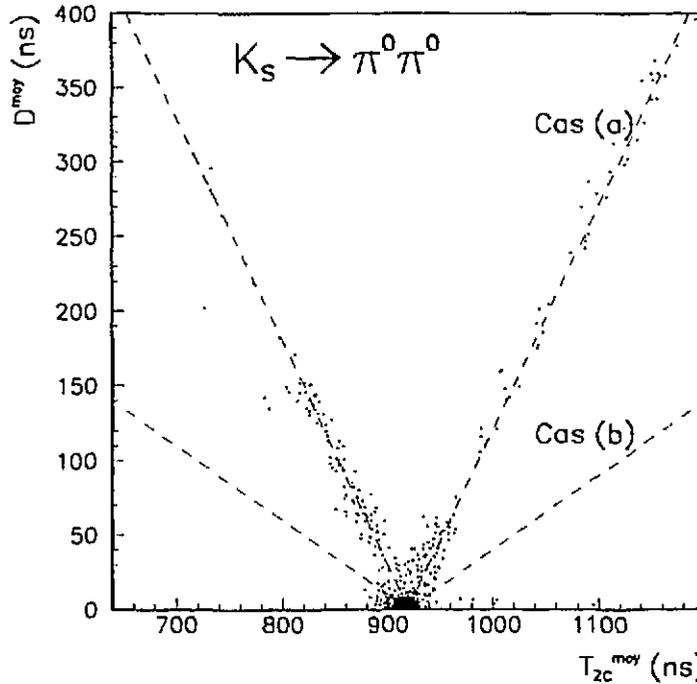


Figure 20.1: Distribution de  $D^{moy}$  en fonction de  $T_{zc}^{moy}$  pour les candidats  $K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$ .

Ces deux relations différentes peuvent donc nous permettre de distinguer entre les événements neutres résultant du cas 2 et ceux qui de manière plus banale comportent une particule accidentelle.

La figure 20.1 présente pour les événements du lot de candidats  $K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$  la distribution de  $D^{moy}$  en fonction de  $T_{zc}^{moy}$ . Nous avons indiqué sur la même figure les droites définies par les relations énoncées précédemment. Nous voyons clairement apparaître la composante des événements comportant un photon accidentel.

Les événements résultant de la situation 2 apparaissent comme très rares. Nous pouvons enfin remarquer quelques événements qui seraient compatibles avec le cas 1. Pour les compter nous avons défini une zone rectangulaire (que nous appellerons "fenêtre") dans le plan  $(T_{zc}^{moy}, D^{moy})$ . Nous avons en fait à des fins de vérifications utilisé deux fenêtres, une large et une plus étroite.

Nous avons comparé le nombre d'événements dans la fenêtre avec celui des événements pour lesquels  $D^{moy}$  est dans le même intervalle c'est-à-dire pour lesquels les quatre photons sont synchrones. Sur les figures 20.2 et 20.3 nous avons comparé les distributions de  $D^{moy}$  et  $T_{zc}$  pour les  $K_S^0$  et les  $K_L^0$  neutres.

Leur bon accord nous autorise à utiliser les mêmes fenêtres pour les événements des deux faisceaux.

Les définitions, exprimées en coups, des fenêtres que nous avons utilisées sont les suivantes :

- Fenêtre large:  $(T_{zc}^{moy}, D^{moy}) \in [944, 1600] \times [0, 40]$  (ns  $\times$  ns)
- Fenêtre stricte:  $(T_{zc}^{moy}, D^{moy}) \in [960, 1600] \times [0, 24]$  (ns  $\times$  ns)

Les nombres d'événements dans celles-ci et dans l'intervalle de normalisation sont donnés dans

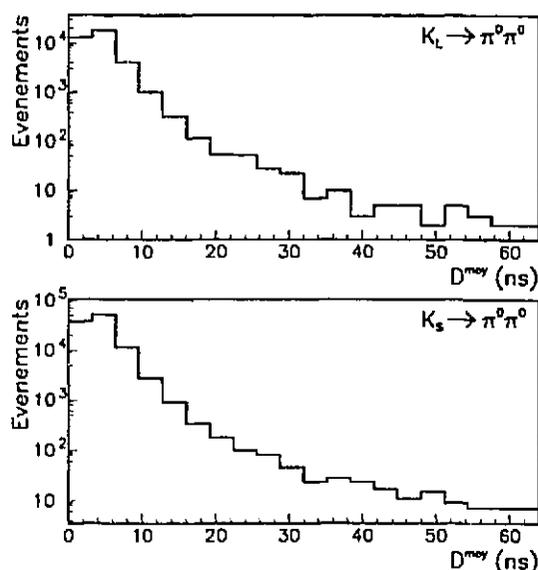


Figure 20.2: Distributions de  $D^{moy}$  pour les candidats  $K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$  et  $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$ .

Faisceau	F�n�tre	Ev�nements trouvés	Total	Fraction
$K_L^0$	Large	27	36997	$(7.3 \pm 1.4)10^{-4}$
	Stricte	13	36907	$(3.5 \pm 1.0)10^{-4}$
$K_S^0$	Large	46	106434	$(4.3 \pm .6)10^{-4}$
	Stricte	7	106204	$(0.7 \pm 0.3)10^{-4}$

Tableau 20.1: Nombres et fractions des événements provenant d'un déclenchement accidentel pour les  $\pi^0 \pi^0$

le tableau 20.1 avec la fraction des événements de chaque lot qui est ainsi estimée provenir d'un déclenchement accidentel. La différence entre les fractions mesurées avec les deux jeux de coupures s'explique par une fraction plus ou moins importante de la queue due à la résolution entrant dans la fenêtre. Mais avant de conclure quelques remarques s'imposent. Tout d'abord les distributions de  $T_{ZC}^{moy}$  observées, tant en  $K_S^0$  qu'en  $K_L^0$ , pour les événements neutres sont suffisamment étroites pour que nous n gligions la fraction des événements recherchés ici qui pourrait être cachée par la queue de cette distribution. D'autre part, le système des ZTDC n'a pas montré une efficacité parfaite (l'inefficacité est de l'ordre de  $10^{-4}$ ). Une des raisons pour lesquelles les informations pour les photons ne sont pas mesurées (ou le sont mal) pourrait être que le déclenchement a été perturbé par une accidentelle. Pour être conservatifs, nous avons donc ajouté les inefficacités observées (environ .01 % dans chaque mode) dans les fractions d'événements que nous recherchons. Ceci accroît les fractions d'événements déclenchés par une accidentelle dans les modes neutres, dont les valeurs sont présentées sur la table 20.1. Avant de les comparer à des estimations qu'il est possible de faire a priori, nous allons examiner maintenant le cas des événements chargés.

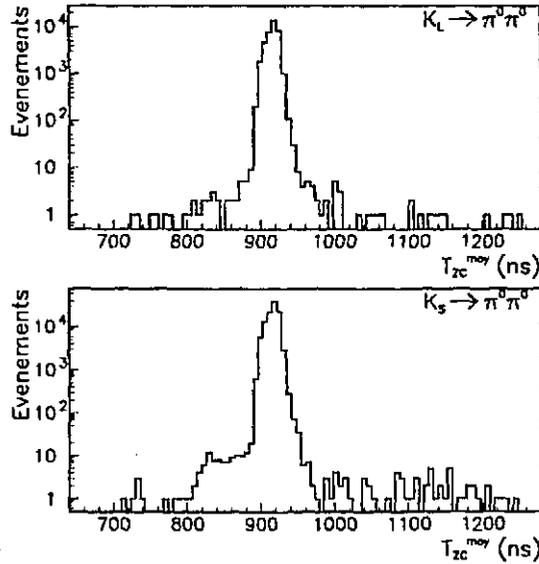


Figure 20.3: Distributions de  $T_{ZC}^{moy}$  pour les candidats  $K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$  et  $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$ .

### 20.2.2 Etude des $\pi^+ \pi^-$

Pour cette étude nous avons utilisé une méthode tout à fait comparable à celle qui a été présentée précédemment. La seule différence concerne le nombre de particules de l'événement, qui est 2 pour les  $\pi^+ \pi^-$ . Les deux situations différenciées pour les  $\pi^0 \pi^0$  en comparant  $D^{moy}$  et  $T_{ZC}^{moy}$  sont ici confondues : la relation liant ces deux variables est en effet :

$$D^{moy} = 2|T_{ZC}^{moy} - T_{ZC}^0| \quad \text{Cas (c)}$$

Mais le temps de sensibilité des chambres est plus restreint que celui des calorimètres. D'une part, si trois des photons de la désintégration d'un kaon sont détectés, les trajectoires, impacts et énergies d'un éventuel quatrième photon accidentel qui permettrait à l'ensemble d'être sélectionné sont moins contraintes que ne le seraient celles d'une trace ayant une action comparable. Dans le cas des chargés nous pouvons donc légitimement négliger le cas 2.

Par ailleurs, nous avons à notre disposition les informations des deux calorimètres pour la majorité des traces. En moyenne une gerbe de pion se développe dans les deux calorimètres. Le LAC est naturellement plus exposé aux particules fortuites de basse énergie. D'autre part, du fait des fluctuations importantes dans le développement des gerbes hadroniques des bandes du LAC utilisées dans le calcul des moyennes de  $T_{ZC}$  peuvent contenir des énergies peu élevées. Dans ce cas nous savons que  $T_{ZC}$  est mesuré avec une résolution un peu dégradée, du fait de la relative instabilité des impulsions du LAC de faibles amplitudes. Par contre les impulsions du HAC étant formées cette limitation n'existe pas. Pour obtenir une meilleure résolution nous utiliserons donc dans le calcul de  $D^{moy}$  et  $T_{ZC}^{moy}$  préférentiellement les valeurs mesurées dans le HAC. Dans les cas des gerbes qui se sont développées de manière précoce, ou de basse énergie, elles ne peuvent l'être et alors seulement nous utiliserons les valeurs du LAC.

Avec cette prescription, nous pouvons tracer les figures analogues à celles présentées dans le cas des neutres. La figure 20.4 présente la distribution de  $D^{moy}$  en fonction de  $T_{ZC}^{moy}$  dans le cas des candidats  $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ . Nous avons utilisé les deux fenêtres utilisées précédemment

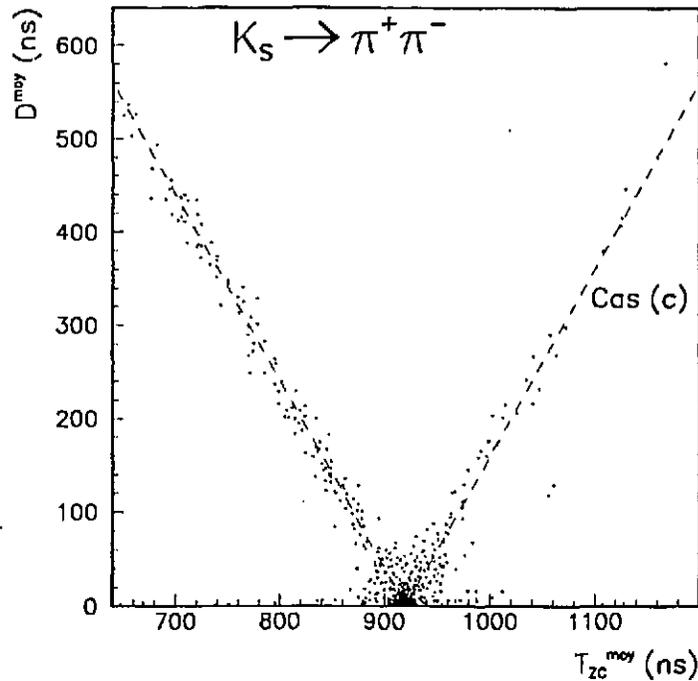


Figure 20.4: Distribution de  $D^{moy}$  en fonction de  $T_{zc}^{moy}$  pour les candidats  $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ .

compter les fractions données dans le tableau 20.2. Nous avons comme pour les  $\pi^0\pi^0$  de manière

Faisceau	Fenêtre	Événements trouvés	Total	Fraction
$K_L^0$	Large	175	95381	$(18.3 \pm 1.4)10^{-4}$
	Stricte	40	91294	$(4.4 \pm 0.7)10^{-4}$
$K_S^0$	Large	395	258610	$(15.3 \pm 0.8)10^{-4}$
	Stricte	50	247641	$(2.0 \pm 0.3)10^{-4}$

Tableau 20.2: Nombres et fractions des événements provenant d'un déclenchement accidentel pour les  $\pi^+\pi^-$ .

conservative traité les événements pour lesquels les ZTDC ont été inefficaces (leur fraction est du même ordre que pour les  $\pi^0\pi^0$ ). Nous pouvons aussi remarquer que pour la fenêtre large, le nombre d'événements trouvés est assez important (supérieur à un pour mille). Ceci provient d'une différence résiduelle entre les temps moyens mesurés pour le LAC et le HAC. Les événements chargés ont ainsi en moyenne un  $T_{zc}$  plus élevé. Or nous avons utilisé des fenêtres de mesures identiques pour les  $\pi^+\pi^-$  et les  $\pi^0\pi^0$ . Cette zone d'étude est donc contaminée par une fraction d'événements plus grande que pour les  $\pi^0\pi^0$ . Mais nous pouvons d'autre part constater la symétrie de ce phénomène entre les événements pris dans les deux faisceaux : cette population ne semble pas devoir perturber notre mesure.

### 20.3 Conclusion et comparaison avec les estimations a priori

La modification sur la valeur de  $\mathcal{R}$  mesurée due aux événements présents du fait d'un déclenchement accidentel préalable est alors obtenue en faisant la double différence des fractions mesurées dans chaque lot. Les deux mesures, correspondant aux deux lots de coupures d'analyse, sont :

$$\delta(\mathcal{R})_{large} = (-.1 \pm 2.2)10^{-4}$$

$$\delta(\mathcal{R})_{stricte} = (-.3 \pm 1.3)10^{-4}$$

Les erreurs indiquées sont purement statistiques. Les valeurs obtenues sont donc compatibles, que nous utilisions l'une ou l'autre des fenêtres. Leur différence nous permet d'estimer une contribution à l'erreur systématique sur cette mesure. Une autre source plus difficile à estimer est la taille limitée de la fenêtre: notre estimation n'est sensible que pour des différences en temps entre l'accidentelle et le bon événement supérieure à 40 ns. De manière conservative, nous avons donc majoré notre erreur systématique. Le résultat final de cette vérification peut être résumé par l'effet sur le résultat suivant :

$$\delta(\mathcal{R})_{pré-déclenchement} = (-.3 \pm 1.3 \text{ (stat.)} \pm 1.0 \text{ (syst.)}) 10^{-4}$$

Cette correction est négligeable aussi bien devant les nombreuses corrections apportées au résultat brut de l'analyse que devant l'erreur systématique total sur celui-ci. D'autre part, les erreurs aussi bien statistiques que systématiques sur cette mesure sont également suffisamment petites pour être négligées dans le calcul de l'erreur sur  $\mathcal{R}$ .

Avant de quitter ce sujet nous allons brièvement comparer ce résultat avec l'estimation a priori qui avait été calculée précédemment[26]. Rappelons en effet que cette mesure n'est pas possible avec la méthode de superposition des déclenchements aléatoires. Cette estimation résultait d'une analyse séparée des cas où l'accidentelle seule satisfait au déclenchement synchrone et de celui où c'est la superposition de l'accidentelle et du bon événement qui y parviennent. Plusieurs facteurs entrent dans le calcul. Dans les deux cas, le premier facteur provient du taux de déclenchement. Il est en effet nécessaire que deux événements aient lieu dans un intervalle de temps d'environ 100ns dans le second cas et 400ns (entre 100ns et 500ns) dans le premier.

Si l'ensemble de l'accidentelle et du bon événement satisfait les critères de déclenchement synchrone, des contraintes sont de facto imposées sur l'accidentelle: elle ne doit contenir ni impact dans la première chambre ni photon trop énergétique (d'énergie supérieure à 2.5 GeV si l'événement est neutre). Des études ont montré que ces critères réduisent d'environ un facteur 2 la statistique des événements ayant satisfait les critères de génération de  $P0$  (le prédéclenchement). La fréquence des prédéclenchements est d'environ 10 kHz donc finalement les fractions d'événements engendrés par une accidentelle dans cette catégorie sont de l'ordre de .05% dans chaque catégorie.

Dans l'autre cas, où seule l'accidentelle satisfait le niveau synchrone du déclenchement, cette dernière est plus sévèrement contrainte. Les fractions des déclenchements ayant engendré le signal  $P0$  qui ensuite passent le niveau du signal  $W$  ont été estimées à environ 1 à 2%. L'intervalle de temps plus large ne compense pas cette diminution par rapport au cas examiné précédemment: les fractions pour ce cas sont de l'ordre de .005%. Nous pouvons donc finalement conclure que ces estimations conduisent à des ordres de grandeurs qui sont compatibles avec les fractions d'événements trouvées dans notre analyse.

## Chapitre 21

# Etude du flux de photons accidentels

Dans ce chapitre nous allons présenter une étude dont le but est différent de celui de l'analyse précédente. Il s'agit ici de vérifier avec les informations apportées par le système des ZTDC que les effets sur la mesure de  $\mathcal{R}$  des photons d'origine extérieure à l'événement est bien comprise, aussi bien pour les événements  $\pi^0\pi^0$  que pour les événements  $\pi^+\pi^-$ . La mesure usuelle des effets des photons fortuits est de compter les événements qui sont perdus lors de la superposition d'un déclenchement aléatoire, du fait d'une des coupures destinées à rejeter les bruits de fond comportant des photons supplémentaires. Toutefois, cette mesure est indirecte. L'un des objectifs de la mise en place des ZTDC était de permettre une vérification de la compréhension des effets des accidentelles dans la méthode de superposition. Le système des ZTDC offre en effet l'opportunité de mesurer directement le nombre d'événements rejetés du fait d'un photon accidentel. En effet, pour chaque photon de l'événement la mesure de temps peut signaler les photons qui, n'étant pas en temps, sont manifestement des photons fortuits. Il nous est alors possible de compter les événements rejetés du fait de ces photons par les coupures spécifiques, et de comparer leur fraction avec la méthode précédente. Nous examinerons ainsi successivement les événements  $\pi^0\pi^0$  rejetés par la coupure sur l'énergie du cinquième photon et les événements chargés rejetés par la coupure bidimensionnelle destinée à rejeter le mode  $\pi^+\pi^-\pi^0$ . Pour des raisons techniques, seules les minipériodes 22 à 28 ont été utilisées dans cette étude, mais nous verrons que la statistique ne constitue pas une limitation.

### 21.1 Etude des événements $\pi^0\pi^0$ avec un photon accidentel

Considérons un événement résultant de la désintégration d'un kaon en  $\pi^0\pi^0$ . Lorsqu'aux quatre photons de cette désintégration un cinquième vient se superposer, l'événement peut se trouver rejeté par notre sélection. Nous désirons ici mesurer le nombre d'événements pour lesquels un tel phénomène s'est produit. L'examen des coupures utilisées pour sélectionner les  $\pi^0\pi^0$  nous permet d'affirmer que cette réjection est principalement due à la coupure sur l'énergie du cinquième photon. D'autres possibilités existent, par exemple lorsque le photon accidentel a des caractéristiques (énergie, position spatiale) qui le font entrer parmi les photons utilisés pour reconstruire l'événement à la place d'un des quatre autres (mal mesuré par exemple), ou qu'il est assez proche d'un des quatre photons pour ne pas en être isolé par la reconstruction. Etant donné les contraintes sévères que doivent satisfaire les paramètres (énergie et position) du photon accidentel pour entrer dans cette catégorie, nous pouvons conclure que ces possibilités sont moins probables que la réjection due à l'énergie trop élevée de ce photon. Nous étudierons donc dans un premier temps les événements neutres rejetés par la coupure sur l'énergie du cinquième photon, pour mesurer combien le sont du fait d'un photon accidentel. Ceci constitue une vérification du

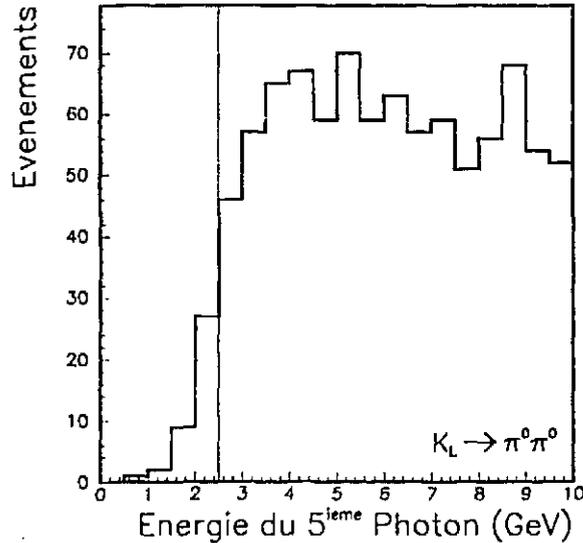


Figure 21.1: Distributions de l'énergie du cinquième photon pour les candidats  $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$  comportant un photon supplémentaire et satisfaisant toutes les coupures sauf la coupure sur cette quantité. Le niveau de celle-ci (2.5 GeV) est indiqué sur la figure.

taux des photons accidentels présents dans les bons événements et les déclenchements aléatoires.

Par ailleurs, l'identification d'un photon accidentel dans l'événement d'une part avec les ZTDC et d'autre part par la méthode de superposition nous permettra de comparer les caractéristiques des photons de ces deux échantillons. Ceci est une vérification d'un aspect de la compatibilité de l'activité extérieure aux désintégrations dans les déclenchements aléatoires et dans les bons événements. Nous comparerons également ces caractéristiques avec celles que nous avons tirées d'une étude des déclenchements aléatoires.

### 21.1.1 Mesure du taux d'événements $\pi^0 \pi^0$ rejetés du fait d'un photon accidentel avec les événements superposés

Pour déterminer le nombre d'événements recherché, nous avons étudié les événements sur lesquels un déclenchement aléatoire a été superposé. Nous avons de plus demandé que l'événement original (avant superposition) ait satisfait tous nos critères de sélection, mais que l'événement après superposition satisfait tous les critères sauf la coupure sur l'énergie du cinquième photon. Nous n'avons en outre sélectionné que les événements pour lesquels l'événement après superposition comportait un photon de plus que l'événement original (dans la majorité des cas, celui-ci est présent dans l'événement aléatoire). Ceci modifie surtout la valeur mesurée dans le faisceau de  $K_L^0$ , dans lequel les événements du bruit de fond du mode  $\pi^0 \pi^0 \pi^0$  comportent fréquemment un photon supplémentaire.

En effet, dans le faisceau de  $K_L^0$ , la valeur que nous obtiendrions sans ce dernier critère serait biaisée par les effets des fluctuations de l'énergie des photons supplémentaires de ce bruit de fond. La figure 21.1 présente la distribution de l'énergie du cinquième photon en  $K_L^0$ , pour les événements avec  $R_{ellipse} < 1$  lorsque ce cinquième photon est en temps.

Cette distribution n'est pas plate au point où la coupure est placée. Les fluctuations de

Faisceau	Événements originaux sélectionnés	Événements rejetés car $E_{\gamma_5} > 2.5 \text{ GeV}$	Fraction
$K_L^0$	37084	$165 \pm 20$	$(.44 \pm .05)\%$
$K_S^0$	106671	$409 \pm 41$	$(.38 \pm .04)\%$

Tableau 21.1: Nombres d'événements et taux des événements  $\pi^0\pi^0$  rejetés du fait d'un photon accidentel dans chaque faisceau. Les erreurs indiquées sont de nature statistique mais elles tiennent compte de la finitude du nombre de déclenchements aléatoires et de ses fluctuations.

l'énergie lors de la superposition sont en moyenne nulles, tantôt positives et tantôt négatives. Comme la pente de la distribution est positive au voisinage de la coupure, l'effet net des fluctuations est d'augmenter le nombre d'événements acceptés par la coupure. Si nous n'appliquons pas le dernier critère de sélection, le nombre d'événements rejetés que nous comptons baisse effectivement de 165 à 138.

Les nombres d'événements ainsi obtenus sont donnés dans le tableau 21.1 pour les deux faisceaux, où ils sont également comparés avec les nombres des événements originaux sélectionnés comme candidats  $\pi^0\pi^0$ . Les erreurs données dans ce tableau sont purement statistiques, mais elles ont été calculées en tenant compte du nombre fini de déclenchements aléatoires utilisés.

### 21.1.2 Mesure utilisant les informations des ZTDC

Pour obtenir une mesure comparable à celle donnée dans le tableau 21.1 nous avons considéré les événements neutres qui sont rejetés par la coupure sur l'énergie du cinquième photon mais qui satisfont tous les autres critères de la sélection des candidats  $\pi^0\pi^0$ . Pour ces événements, nous avons représenté pour chaque faisceau les distributions des valeurs de  $T_{ZC}$  calculées pour le cinquième photon. Ces distributions sont présentées sur la figure 21.2.

La différence la plus importante entre ces deux distributions est la présence d'une fraction des photons avec des valeurs de  $T_{ZC}$  compatibles avec celles des bons événements beaucoup plus importante dans le faisceau de  $K_L^0$  qu'en  $K_S^0$ . Dans ce dernier cas, les événements avec cinq photons ne peuvent en principe qu'être le résultat de la superposition d'un photon accidentel à une désintégration  $K_S^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ . Nous observons toutefois l'existence d'événements avec cinq photons en temps dans le faisceau de  $K_S^0$ . Leur nombre paraît même supérieur à celui des photons hors temps, dans les boîtes voisines en  $T_{ZC}$ . L'examen de ces événements a montré qu'une fraction au moins de ces événements a une origine systématique. En effet, nous avons présenté sur la figure 21.3, pour les candidats  $K_S^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$  comportant un photon supplémentaire pour lequel la mesure de  $T_{ZC}$  est dans l'intervalle  $[864,992 \text{ ns}]$ , la distribution de la quantité:

$$\delta_{min} = \min_{i=1,4} (|x_i - x_5|, |y_i - y_5|)$$

où  $x_i, y_i$  désignent les coordonnées du photon  $i$ .

Cette distribution montre que certains des photons supplémentaires ont au moins une projection confondue avec celle d'un des quatre photons provenant de la désintégration (quand la distance séparant celles-ci est inférieure à la largeur d'une bande du LAC). Notons par ailleurs que la configuration acceptée par le déclenchement normal, qui est 4 pics dans une projection et 5 dans l'autre favorise les situations où le photon supplémentaire est proche dans une projection d'un des quatre autres. Pour une fraction des événements la mesure de  $T_{ZC}$  est alors biaisée par cette superposition. Mais il est également possible que le cinquième photon reconstruit ne

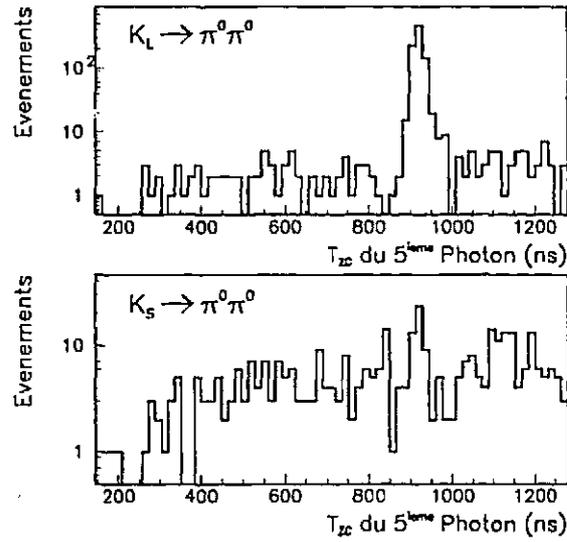


Figure 21.2: Distributions de la moyenne de  $T_{ZC}$  pour les photons supplémentaires des candidats  $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$  et  $K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$  rejetés par la coupure sur l'énergie du photon supplémentaire.

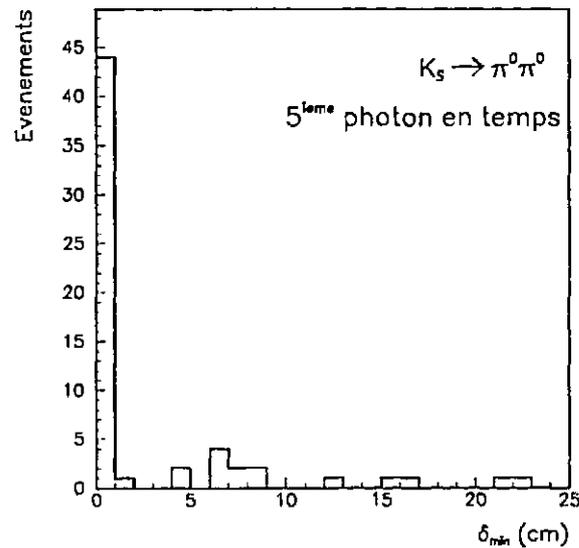


Figure 21.3: Distributions de la variable  $\delta_{\min}$  pour les photons supplémentaires en temps des candidats  $K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$  rejetés par la coupure sur l'énergie du photon supplémentaire.

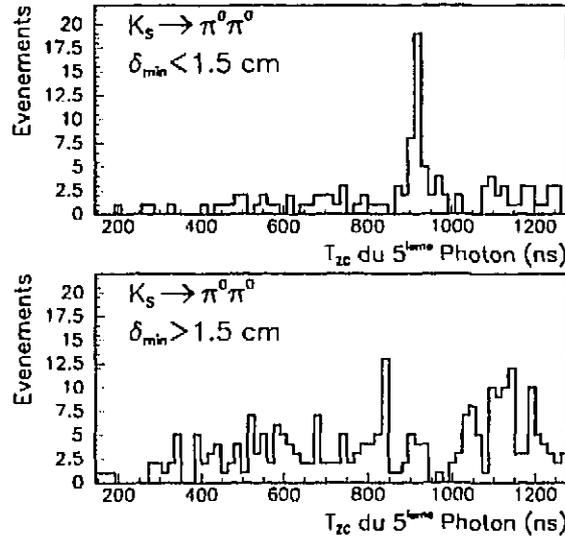


Figure 21.4: Distributions de la moyenne de  $T_{ZC}$  pour les photons supplémentaires des candidats  $K_S^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$  rejetés par la coupure sur l'énergie du photon supplémentaire, pour lesquels  $\delta_{\min}$  est respectivement plus petit (plus grand) que 1.5 cm.

correspond pas à une particule, mais plutôt à une fluctuation de quelques canaux voisins dans le LAC, que le programme a associé avec une fraction de l'énergie déposée par un des vrais photons dans l'autre projection. Dans ce cas nous attendons une valeur de  $T_{ZC}$  compatible avec celle des bons événements pour une des projections du cinquième photon et une valeur non mesurée dans l'autre projection. C'est bien ce que signale le programme de reconstruction pour ces événements: pour une large fraction d'entre eux la valeur de  $T_{ZC}$  calculée est celle de la projection superposée avec le photon en temps. La fraction des candidats  $\pi^0\pi^0$  avec un cinquième photon en temps et pour lequel  $\delta_{\min} < 1.5$  cm est de 20% en  $K_L^0$  contre près de 70% en  $K_S^0$ . Les distributions de  $T_{ZC}$  pour les photons supplémentaires dans le faisceau de  $K_S^0$  tels que  $\delta_{\min} > 1.5$  cm d'une part et  $\delta_{\min} < 1.5$  cm d'autre part sont indiquées sur la figure 21.4. Elles diffèrent dans l'intervalle [864, 992] où la seconde montre une accumulation, comme nous l'attendrions compte tenu de ce qui précède.

L'hypothèse que nous avons faite est alors que l'excès de photons supplémentaires en temps est dû aux imperfections de l'algorithme de reconstruction<sup>1</sup>. Pour compter le nombre d'événements du mode  $K_S^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$  rejetés du fait des photons accidentels, nous utilisons alors les nombres des photons hors temps ( $T_2 < 864$  ou  $T_2 > 992$  ns) tirés de la figure 21.2 et extrapolons le nombre d'événements dans l'intervalle [864, 992]. A partir de la distribution de  $T_{ZC}$  pour les événements dont le cinquième photon a  $\delta_{\min} > 1.5$  cm nous avons calculé le facteur nécessaire à cette interpolation (le rapport des nombres d'événements dans et hors de cet intervalle). La valeur de celui-ci que nous avons mesurée est  $1.07 \pm 2\%$ , où l'erreur est purement statistique<sup>2</sup>. Nous attribuons une erreur systématique à cette extrapolation, égale à l'incertitude statistique.

<sup>1</sup>Notons que le taux des imperfections ainsi identifiées est d'environ  $3 \cdot 10^{-4}$  ce qui est tolérable devant les autres incertitudes systématiques sur la mesure de  $\mathcal{R}$ .

<sup>2</sup>Voir aussi la discussion similaire concernant les candidats  $\pi^+\pi^-$ , dans la section 21.2.1

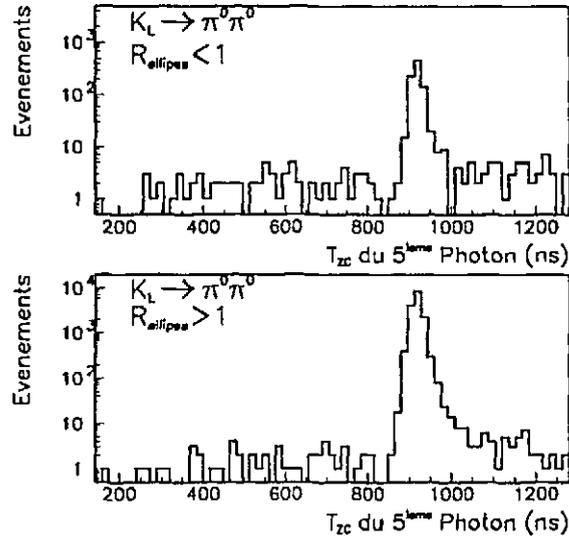


Figure 21.5: Distributions de la moyenne de  $T_{ZC}$  pour les photons supplémentaires en temps des candidats  $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$  rejetés par la coupure sur l'énergie du photon supplémentaire avec  $R_{ellipse} < 1$  et  $R_{ellipse} > 1$ .

L'incertitude relative totale (conservative) que nous obtenons est finalement de 40% sur le nombre d'événements extrapolé. Cette hypothèse peut également être présentée comme une moyenne entre deux extrêmes, l'une supposant que *tous* les photons en temps résultent d'une mauvaise reconstruction et l'autre qu'ils sont bien des photons accidentels mais que la valeur de  $T_{ZC}$  que nous leur attribuons est faussée du fait du voisinage dans une projection avec un autre photon et d'une inefficacité dans l'autre projection<sup>3</sup>. Notre hypothèse n'est en outre pas incompatible avec une extrapolation plate à partir de l'intervalle [864, 992].

Dans le faisceau de  $K_L^0$ , la situation est plus compliquée puisque, en plus des photons accidentels, nous trouvons une fraction importante d'événements avec un cinquième photon en temps. Ceci est cohérent avec des désintégrations en  $\pi^0 \pi^0 \pi^0$  où un des photons n'a pas été détecté. D'ailleurs, un relâchement de la coupure sur  $R_{ell}$  provoque une augmentation de la fraction des événements avec cinq photons en temps comme le montre la figure 21.5. Pour calculer le nombre d'événements rejetés du fait d'un photon accidentel, nous avons utilisé la même méthode que celle exposée ci-dessus, avec le même facteur d'extrapolation pour calculer le nombre de photons accidentels en temps. Les nombres d'événements ainsi calculés sont donnés dans le tableau 21.2.

### 21.1.3 Comparaisons entre les résultats des deux méthodes

Nous pouvons maintenant comparer les nombres d'événements et les taux donnés par les tableaux 21.1 et 21.2. De prime abord, nous pouvons constater que ces nombres sont en accord entre eux. Plus importante pour notre mesure est la comparaison des différences entre les taux

<sup>3</sup>Cette seconde hypothèse est quelque peu contradictoire avec le point suivant. La fraction des photons supplémentaires pour lesquels  $T_{ZC}$  n'est pas mesuré est de l'ordre de 1 %, nous pourrions attendre 2-3% d'inefficacité par projection pour ce lot alors que l'excès des cinquièmes photons en temps représente environ 10%.

Faisceau	Événements originaux sélectionnés	Événements rejetés car $E_{\gamma_5} > 2.5 \text{ GeV}$	Fraction
$K_L^0$	37084	$153 \pm 13$	$(.41 \pm .04)\%$
$K_S^0$	106671	$326 \pm 20$	$(.31 \pm .02)\%$

Tableau 21.2: Nombres d'événements  $\pi^0\pi^0$  rejetés par la coupure  $E_{\gamma_5} < 2.5 \text{ GeV}$  pour lesquels le cinquième photon est identifié comme accidentel par les ZTDC. Les erreurs tiennent compte de l'erreur systématique sur l'extrapolation expliquée dans le texte.

mesurés dans chaque faisceau. Ces différences sont respectivement :

$$\Delta_{L-S}^{\text{superposition}} = +(.06 \pm .06)\%$$

$$\Delta_{L-S}^{\text{ZTDC}} = +(.10 \pm .05)\%$$

Ces deux mesures sont elles aussi en accord, dans les erreurs ; de plus les effets qu'elles indiquent vont dans la même direction, tout en étant peu significatifs.

En regardant en détail les nombres d'événements des deux tableaux nous constatons une tendance systématique pour les nombres donnés par la méthode de superposition à être supérieurs à ceux donnés par les ZTDC. Cette tendance est plus marquée pour les  $K_S^0$ , où l'erreur relative est la plus petite. La signification statistique de cette différence n'est que d'environ deux déviations standard. Nous avons étendu notre comparaison aux distributions d'une part de l'énergie des cinquièmes photons identifiés dans chaque méthode, d'autre part de la distance les séparant de l'axe du faisceau. Pour établir ces distributions nous avons demandé dans chaque cas que le photon supplémentaire soit séparé par plus de  $1.5 \text{ cm}$  en projection des autres photons ; pour le cas des ZTDC nous demandons également que  $T_{ZC}$  soit hors de la fenêtre des bons événements. Les distributions de l'énergie des photons supplémentaires sont comparées sur la figure 21.6 pour les événements  $K_L^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$  et  $K_S^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ .

La figure 21.7 compare les distributions de la distance entre l'axe du faisceau et le point d'impact des photons supplémentaires pour les événements  $K_L^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$  et  $K_S^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ . Ces distributions ont été obtenues à partir du même ensemble de minipériodes. Nous n'avons pas effectué de normalisation relative entre les distributions obtenues par les deux méthodes ; les distributions construites pour les photons supplémentaires identifiés par les ZTDC a été par contre renormalisé en utilisant le facteur d'extrapolation calculé précédemment.

Il est intéressant de noter que nous pouvons proposer une explication à la légère différence entre les nombres d'événements calculés par chacune des méthodes. La méthode de superposition utilise en effet les photons qui sont enregistrés lors des déclenchements aléatoires. En revanche, avec les ZTDC nous étudions les photons enregistrés en même temps que les bons événements. Au niveau de l'analyse hors-ligne, ces deux situations sont symétriques, mais le déclenchement introduit une différence entre eux. Dans le second cas, l'ensemble de l'événement et du photon supplémentaire est soumis aux conditions du compteur des pics en particulier. Ce compteur va rejeter les événements où le photon supplémentaire est bien isolé, et/ou d'énergie suffisante. De tels photons provenant des déclenchements aléatoires, peuvent être présents dans le premier cas jusqu'au stade final de l'analyse, dans la mesure où ils n'ont pas suscité de déclenchement de l'appareillage. Nous pouvons donc en principe attendre une différence entre nos deux mesures. Cette différence se reflète dans l'asymétrie des distributions des énergies des photons supplémentaires : les photons trouvés dans la méthode de superposition sont plus souvent plus

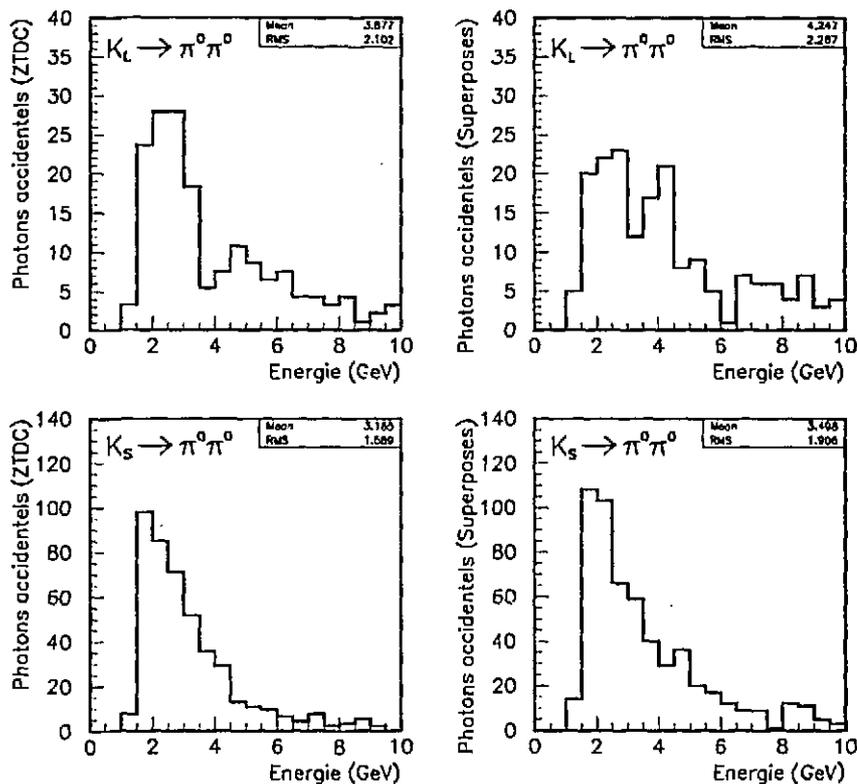


Figure 21.6: Distributions de l'énergie des photons supplémentaires, dans chacun des faisceaux, identifiés par les deux méthodes.

énergétiques que ceux mis en évidence par les ZTDC. Le rapport entre les deux distributions présentées sur la figure 21.6 n'est en effet pas constant avec l'énergie; sa variation traduit l'efficacité croissante avec l'énergie du compteur de pic.

Une différence notable apparaît entre les valeurs moyennes des distributions présentées sur la figure 21.6, respectivement  $4.2 \pm .2 \text{ GeV}$  en  $K_L^0$  et  $3.5 \pm .1 \text{ GeV}$  en  $K_S^0$ . Nous avons vérifié ce point en étudiant l'ensemble des déclenchements aléatoires couvrant la même période. Ceci représente un accroissement statistique appréciable, surtout en  $K_L^0$ , car tous les déclenchements aléatoires ne sont pas superposés sur les bons événements.

Les distributions des énergies des "photons" reconstruits à partir de ces lots sont comparées sur la figure 21.8; pour les réaliser nous avons demandé que les déclenchements aléatoires ne comportent qu'un seul photon, et aucun impact reconstruit dans la première chambre pour nous placer dans des conditions similaires à celles des lots d'événements étudiés. La distribution obtenue en  $K_L^0$  est plus dure que celle du faisceau de  $K_S^0$ ; les valeurs moyennes de ces distributions sont compatibles avec celles données précédemment ( $4.32 \pm .08 \text{ GeV}$  et  $3.82 \pm .07 \text{ GeV}$  respectivement). D'autre part, ces distributions sont en bon accord avec celles obtenues à partir des événements superposés. Il apparaît ainsi que la simulation de la suppression des canaux vides en ligne appliquée sur ces événements ne biaise pas l'énergie des photons de manière

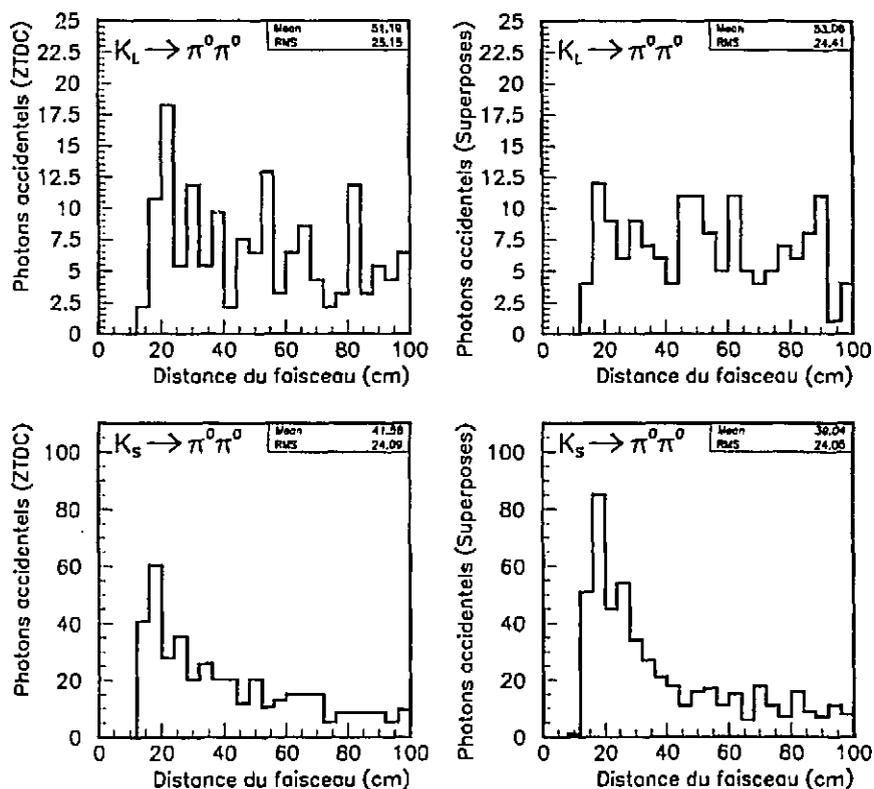


Figure 21.7: Distributions de la distance entre l'axe du faisceau et le point d'impact des photons supplémentaires, dans chacun des faisceaux, identifiés par les deux méthodes.

importante. Les photons supplémentaires sont donc en moyenne plus énergétiques en  $K_L^0$  qu'en  $K_S^0$ . Par ailleurs, l'asymétrie entre les pertes en  $K_L^0$  et en  $K_S^0$ , bien que peu significative, peut être justifiée en nous reportant au tableau 9.3: la fraction de déclenchements aléatoires avec un photon est supérieure en  $K_L^0$  par rapport au faisceau de  $K_S^0$ .

Enfin, nous avons donné pour l'étude de la correction accidentelle sur la mesure de  $\mathcal{R}$  les fractions d'événements rejetés par la coupure sur l'énergie du cinquième photon après superposition. Ils diffèrent des résultats de l'étude présentée ici car d'une part celle-ci concerne les événements rejetés *seulement* par cette coupure. Dans le même chapitre nous avons par exemple signalé qu'une fraction des événements sont rejetés du fait de la présence d'un impact dans la première chambre *et* de la présence d'un photon supplémentaire. D'autre part nous avons ici éliminé la contribution des pertes dues aux fluctuations des énergies des cinquièmes photons originaux.

En conclusion, nous avons estimé par deux méthodes indépendantes les pertes des candidats  $\pi^0\pi^0$  du fait de particules accidentelles, lors de la coupure sur l'énergie du cinquième photon. Les asymétries des pertes que nous avons mesurées par les deux méthodes sont en accord statistique entre elles. Nous avons justifié qualitativement une différence systématique entre les valeurs absolues des pertes mesurées par les deux méthodes, encore que dans les faits la signifi-

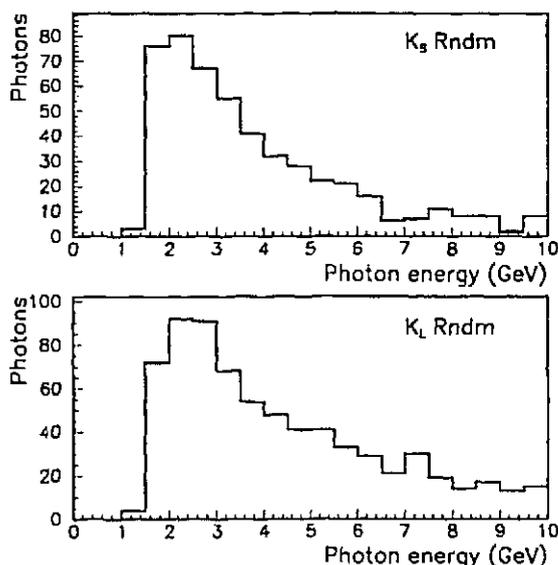


Figure 21.8: Distributions de l'énergie des photons reconstruits parmi les déclenchements aléatoires dans les deux faisceaux

cation statistique de cette différence soit limitée. Nous pouvons également expliquer le signe de l'asymétrie mesurée par les deux méthodes, bien que là encore sa signification statistique soit limitée. Cette analyse produit néanmoins une vérification quantitative, directe, indépendante et unique de ce fait, des résultats obtenus par la méthode de superposition, au niveau de .1% au moins. Nous avons également déterminé les caractéristiques (énergie et position) des photons accidentels présents dans nos événements.

## 21.2 Etude des événements $\pi^+\pi^-$ rejetés à cause d'un photon accidentel

Nous voulons maintenant effectuer une étude comparable à la précédente sur les événements  $\pi^+\pi^-$ . A la différence des événements  $\pi^0\pi^0$  les "photons" reconstruits dans les événements chargés peuvent avoir plusieurs origines, dans des fractions différentes suivant le faisceau :

1. Les photons accidentels,
2. Les photons "physiques" lorsque la désintégration provient du mode  $\pi^+\pi^-\pi^0$  ou de mode  $\pi^+\pi^-\gamma$  tout en étant acceptée dans les lots de  $\pi^+\pi^-$ ,
3. des artefacts de la reconstruction. En effet, les photons sont reconstruits indépendamment des traces; lorsque celles-ci déposent une fraction de leur énergie dans le LAC l'algorithme de reconstruction des photons peut reconstruire à cet emplacement un photon, ou plus du fait de fluctuations dans le développement de la gerbe hadronique qui peut produire plusieurs pics dans les dépôts d'énergie.

Cette dernière possibilité est notamment à l'origine de la réjection d'une fraction des candidats  $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  par la coupure bi-dimensionnelle rejetant les événements avec un photon

Faisceau	Événements originaux sélectionnés	Événement rejetés par la coupure sur $(E_\gamma, d_{\gamma-\pi})$	Fraction
$K_L^0$	95612	$197 \pm 25$	$(.21 \pm .03)\%$
$K_S^0$	263227	$650 \pm 53$	$(.25 \pm .02)\%$

Tableau 21.3: Nombres d'événements  $\pi^+\pi^-$  rejetés par la coupure sur les photons supplémentaires. Les erreurs indiquées, de nature statistique, tiennent compte des fluctuations sur le nombre de déclenchements aléatoires utilisés.

supplémentaire. Nous voulons ici mesurer les pertes dues à la première possibilité ; mais nous considérerons les effets éventuels des autres sources sur notre mesure.

### 21.2.1 Mesure du taux d'événements $\pi^+\pi^-$ rejetés du fait d'un photon accidentel à partir des événements superposés

En général, les traces des candidats  $\pi^+\pi^-$  ne déposent qu'une petite fraction de leur énergie dans le LAC. L'addition des fluctuations contenues dans un déclenchement aléatoire et la suppression des canaux vides appliquée ensuite peuvent alors introduire une différence entre les résultats de la reconstruction des photons pour l'événement original et celui qui résulte de la superposition : des "faux" photons "supplémentaires" peuvent être reconstruits, d'autres ne plus l'être. Cette versatilité dans la fraction de photons issus de la dernière des sources énumérées ci-dessus rend difficile le décompte direct des événements perdus du fait d'un photon accidentel lors de la superposition, comme nous l'avons fait dans le cas des événements  $\pi^0\pi^0$ . Nous avons reporté dans le tableau 21.3 les nombres et fractions nets des événements  $\pi^+\pi^-$  rejetés par la coupure sur l'énergie et la position des photons supplémentaires.

### 21.2.2 Mesure tirée des informations des ZTDC

Nous voulons maintenant estimer les nombres des événements rejetés par la coupure sur les photons supplémentaires quand le (ou les) photon(s) est (sont) signalé(s) comme étant de nature accidentelle par les ZTDC. Il nous faut prendre quelques précautions dans cette estimation du fait de la possible existence de plusieurs photons reconstruits dans l'événement. Un candidat  $\pi^+\pi^-$  par ailleurs accepté par tous les autres critères pourrait en effet être rejeté à cause de deux "photons", l'un étant accidentel et l'autre une fluctuation malheureuse dans le développement d'une des gerbes hadroniques. Nous ne devons donc compter que les événements pour lesquels tous les photons qui causent la réjection sont signalés hors temps par les ZTDC.

Nous avons sélectionné les candidats  $\pi^+\pi^-$  rejetés par la coupure sur le(s) photon(s) supplémentaire(s) mais satisfaisant tous les autres critères de sélection. Soient  $(T_{ZC}^i)_{i=1,\dots,n}$  les valeurs moyennes de  $T_{ZC}$  calculées pour le(s)  $n$  photon(s) dont les caractéristiques rejettent l'événement. En fonction de nos objectifs, nous avons utilisé le maximum et le minimum de ces quantités, pour un événement donné. Nous avons compté le nombre d'événements tels que :

$$(a) \min_i (T_{ZC}^i) > 992$$

ou

$$(b) \max_i (T_{ZC}^i) < 864$$

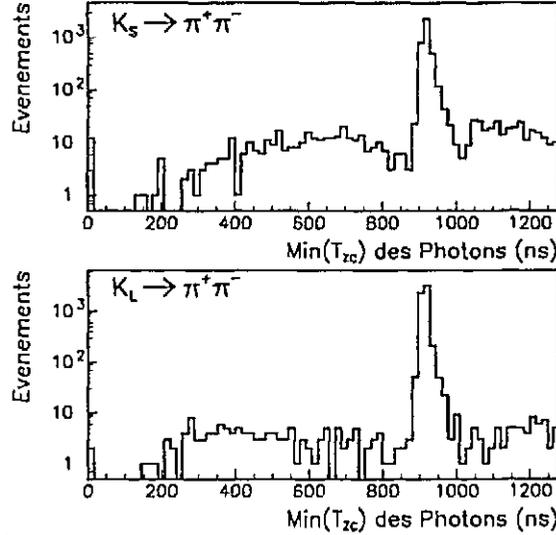


Figure 21.9: Distributions du minimum des valeurs de  $T_{ZC}$  des photons produisant la réjection des candidats  $\pi^+\pi^-$  dans chaque faisceau

Les distributions de ces deux quantités sont indiquées respectivement sur les figures 21.9 et 21.10. Toutefois, le nombre d'événements que nous voulons déterminer ne se limite pas à la somme de ces deux nombres. En effet, il nous faut également tenir compte de la possibilité pour les photons accidentels d'arriver en temps; c'est-à-dire d'avoir une valeur de  $T_{ZC}$  mesurée dans l'intervalle [864, 992].

Comme dans le cas des candidats  $\pi^0\pi^0$  nous avons eu recours à une extrapolation pour accéder à cette fraction. D'une part, nous avons étudié les déclenchements aléatoires tels qu'aucun impact dans la première chambre n'y ait été reconstruit, et qu'ils ne contiennent que des photons d'énergie inférieure à 5 GeV (c'est le cas de la majorité des  $\pi^+\pi^-$  que nous étudions). Sur cet échantillon, la fraction des événements avec  $T_{ZC}$  dans l'intervalle [864, 992] est d'environ 2% (aussi bien en  $K_L^0$  qu'en  $K_S^0$ ). D'autre part, parmi les événements neutres notre étude a indiqué que cette fraction était plutôt de l'ordre de 7%. C'est cette dernière valeur que nous avons utilisée ici. En effet dans les déclenchements aléatoires, à l'inverse des bons événements, la présence d'un (ou plusieurs) photons pouvant donner lieu à un prédéclenchement (c'est-à-dire ayant déposé un signal dans les hodoscopes) est exclue. De tels photons produiraient des valeurs de  $T_{ZC}$  dans l'intervalle que nous étudions. La valeur tirée des déclenchements aléatoires est donc sûrement une sous-estimation de l'extrapolation nécessaire pour les candidats  $\pi^+\pi^-$ . Nous avons donc utilisé le même facteur d'extrapolation que pour l'analyse des événements neutres, avec la même erreur relative. Les nombres d'événements que nous avons obtenus dans cette analyse, après cette extrapolation, et leurs fractions sont données dans le tableau 21.4.

### 21.2.3 Comparaison des deux mesures

Nous pouvons en comparant les nombres d'événements et les taux donnés par les tableaux 21.3 et 21.4 constater leur accord, dans les erreurs. De même que pour les événements neutres, nous pouvons résumer nos analyses par les différences entre les taux mesurés dans chaque faisceau.

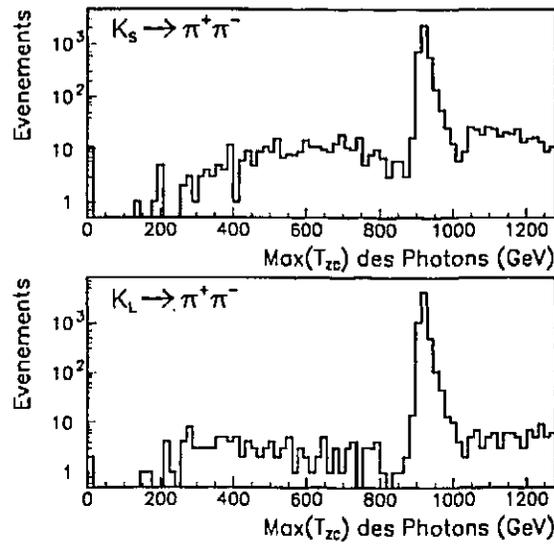


Figure 21.10: Distributions du maximum des valeurs de  $T_{ZC}$  des photons produisant la réjection des candidats  $\pi^+\pi^-$  dans chaque faisceau

Faisceau	Événements originaux sélectionnés	Événement rejetés par la coupure sur $(E_\gamma, d_{\gamma-\pi})$	Fraction
$K_L^0$	95612	$219 \pm 16$	$(.23 \pm .02)\%$
$K_S^0$	263227	$659 \pm 31$	$(.25 \pm .01)\%$

Tableau 21.4: Nombres d'événements  $\pi^+\pi^-$  rejetés par la coupure sur les photons supplémentaires, du fait seulement des photons identifiés comme accidentels par les ZTDC. Les erreurs indiquées, statistiques de nature, tiennent compte des fluctuations sur le nombre de déclenchements aléatoires utilisés.

Ces différences sont respectivement :

$$\Delta_{L-S}^{superposition} = +(.04 \pm .04)\%$$

$$\Delta_{L-S}^{ZTDC} = +(.02 \pm .02)\%$$

Par rapport à l'analyse des événements neutres, quelques différences sont à signaler. Nous n'avons pas pu, dans l'étude des événements superposés en  $K_L^0$ , nous abstraire des effets des fluctuations des énergies des photons présents dans la fraction  $\pi^+\pi^-\pi^0$  résiduelle. Le spectre des "photons" reconstruits en  $K_L^0$ , présenté sur la figure 21.11, montre que la fluctuation de leur énergie produira en moyenne plus de gains que de pertes d'événements lors de la superposition.

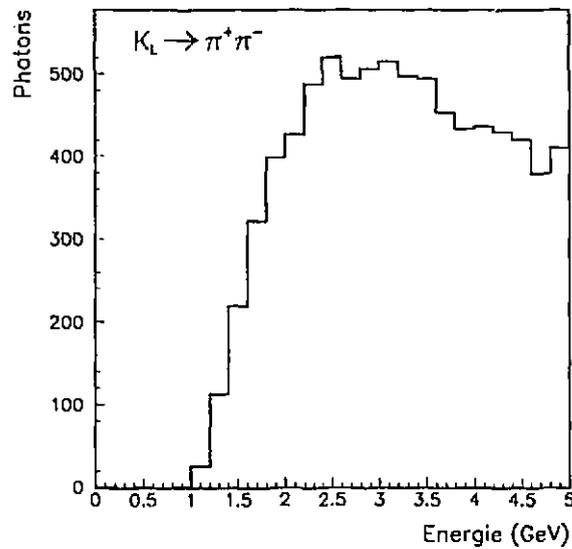


Figure 21.11: Distributions de l'énergie des "photons" reconstruits pour les candidats  $\pi^+\pi^-$ .

Nous exposons dans l'Annexe A une méthode pour estimer l'effet net de ces fluctuations. La distribution de la variation de l'énergie des photons lors de la superposition en  $K_L^0$  est donnée sur la figure 21.12 pour les photons des événements communs aux lots des originaux et des événements superposés. La moyenne de cette distribution est compatible avec 0, son écart-type vaut  $\sigma_B^{OV} = .135 \text{ GeV}$ .

En appliquant le résultat de l'Annexe A, nous pouvons estimer cet effet à partir de la dérivée de distribution donnée sur la figure 21.12 au voisinage de 2.5 GeV : notre résultat est de l'ordre de .03%. Ceci va dans le sens d'un accord encore meilleur entre les deux méthodes. D'autre part, la différence systématique entre les taux individuels constatée pour les événements  $\pi^0\pi^0$  n'est pas ici aussi importante. Ceci est probablement dû aux critères de sélection des échantillons analysés ici, au niveau des MINI-DST, qui rejettent une part importante des photons de plus de 5 GeV.

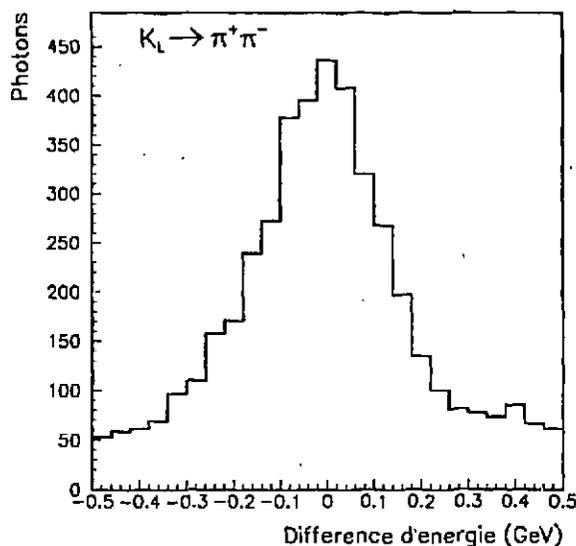


Figure 21.12: Distributions de la variation de l'énergie des photons lors de la superposition, pour les candidats  $\pi^+ \pi^-$ . Les queues plates sont dues à des "nouveaux" photons apparus lors de la superposition.

### 21.3 Conclusions

Nous avons pu estimer pour chaque catégorie l'effet des photons accidentels, par la méthode de superposition et à partir des ZTDC. L'effet sur la mesure de  $\mathcal{R}$  obtenu dans les deux méthodes est compatible et négligeable. D'autre part, dans chaque lot les pertes nettes sont en accord dans les erreurs, même si des différences systématiques peuvent être attendues du fait des conditions un peu différentes conditionnant la sélection des lots analysés. Il s'agit là de la première vérification directe et quantitative, avec un niveau de précision semblable sinon meilleur, de la compréhension des effets des accidentelles dans la méthode de superposition.

## Chapitre 22

# Correction globale pour les effets des accidentelles à l'aide des ZTDC

Après avoir dans le chapitre précédent présenté une étude de l'effet des photons accidentels, particules bien définies, nous allons nous tourner vers une estimation plus globale de l'effet des accidentelles sur la mesure de  $\mathcal{R}$ . Nous allons utiliser pour cela des quantités propres aux seules ZTDC, les amas dont la reconstruction a été évoquée précédemment. La première étape dans notre démarche est d'éliminer de ces amas ceux qui proviennent des particules de la désintégration ayant déclenché. Nous serons alors en mesure de compter les événements comportant un amas accidentel dans chaque catégorie. Aux effets des accidentelles près, les taux d'événements avec une accidentelle doivent être les mêmes dans les différentes catégories ( $\pi^+\pi^-$ ,  $\pi^0\pi^0$  ou déclenchements aléatoires) de chaque faisceau. De ce comptage nous pourrions donc tirer une estimation des pertes causées par les accidentelles détectées par les ZTDC, et de caractériser les accidentelles qui sont à l'origine des pertes. Nous pouvons aussi estimer directement une correction sur la mesure de  $\mathcal{R}$  pour ces effets. Nous comparerons ces estimations aux résultats de la méthode de superposition, en y isolant les effets auxquels les ZTDC sont sensibles.

### 22.1 Sélection des amas de ZTDC provenant des accidentelles

La figure 22.1 rappelle la distribution des valeurs de  $T_{ZC}$  mesurées pour les amas des ZTDC des candidats  $K_S^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ . Sur cette distribution apparaît clairement un pic correspondant aux photons issus de la désintégration, que nous voulons éliminer pour compter les accidentelles. Par construction, ces amas ont non seulement une valeur de  $T_{ZC}$  compatible avec celle des particules en temps, mais aussi ils sont spatialement proches des photons reconstruits. Cette proximité est surtout sensible sur les différences entre les coordonnées respectives des deux objets, du fait de la lecture projective des informations calorimétriques. Par contre, la résolution indépendante des ambiguïtés fait que la distance entre ces objets peut elle être grande. Pour réaliser l'isolation des amas accidentels, nous avons donc utilisé un critère bidimensionnel basé d'une part sur la valeur de  $T_{ZC}$  de l'amas et la distance minimale en projection entre l'amas et un des quatre photons notée  $d_{min}$  (ou deux traces dans le cas des candidats  $\pi^+\pi^-$ ). Le critère n'est appliqué à un amas que si un photon a été reconstruit dans le même quadrant ou au voisinage du bord de celui-ci.

La figure 22.2 présente la distribution de ces deux quantités pour les amas des candidats  $K_S^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ , et le critère utilisé pour éliminer les amas dûs aux photons. Les dimensions spatiales et temporelles de cette coupure ont été tirées d'une part de la taille moyenne des gerbes électromagnétiques et d'autre part de la résolution des ZTDC. La coupure n'est pas un simple

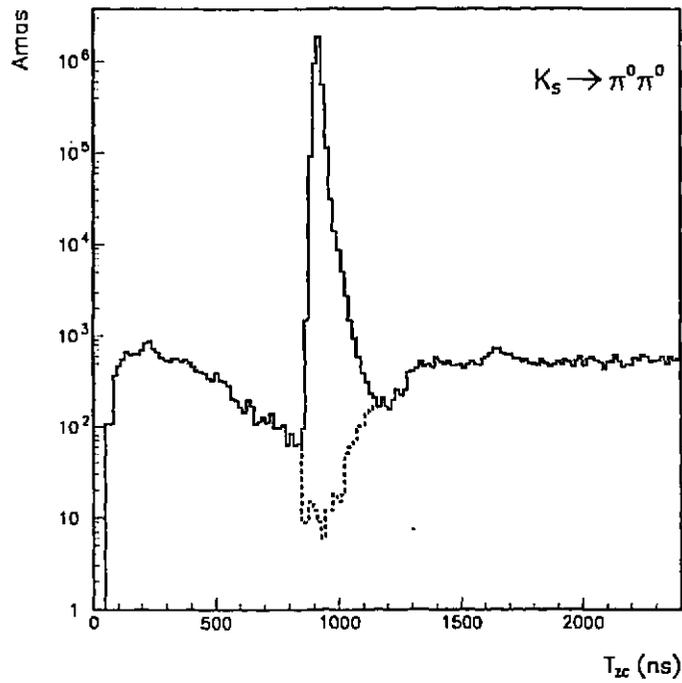


Figure 22.1: Distributions des valeurs de  $T_{ZC}$  des amas reconstruits dans les candidats  $K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$ , avant (trait plein) et après (ligne tiretée) l'application du critère rejetant les amas provenant des photons.

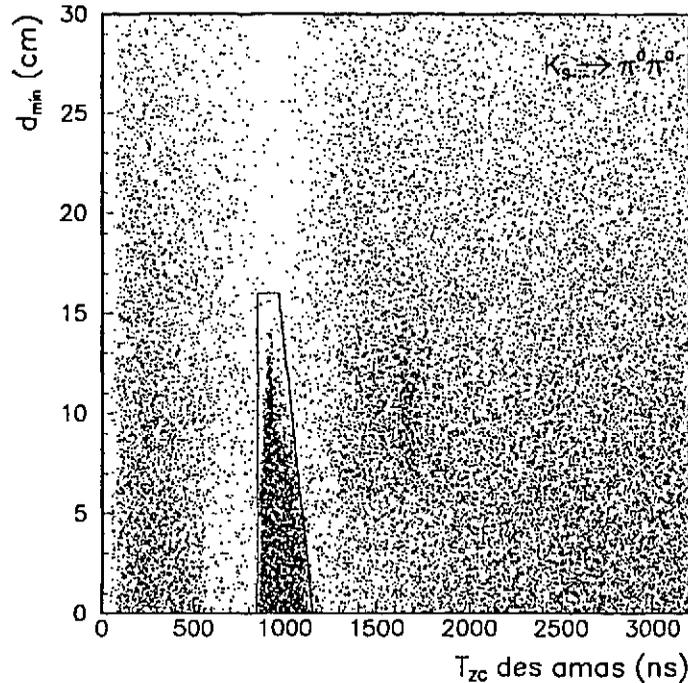


Figure 22.2: Distributions de la distance minimale en projection,  $d_{\min}$  en fonction de  $T_{ZC}$  pour les amas des candidats  $K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$ . Les amas situés dans la zone entourée sont considérés comme provenant des photons et rejetés pour les comptages ultérieurs. On remarquera également l'accumulation à environ 10 cm et 1600 ns, provenant des regroupements de voies touchées par diaphonie (voir texte).

ET logique entre deux coupures indépendantes sur la distance spatiale et la valeur de  $T_{ZC}$ . En effet, si le photon a une énergie assez basse, les valeurs de  $T_{ZC}$  qu'il produira dans les canaux des ZTDC pourront être biaisées vers des valeurs plus hautes que la valeur attendue pour les particules en temps. Par ailleurs, lorsque deux photons sont dans le même quadrant, et déposent chacun une faible énergie dans les bandes latérales, les signaux des ZTDC de celles-ci qui sont tous deux biaisés comme ci-dessus, peuvent être associées pour former un amas. La valeur de  $T_{ZC}$  de ce point sera alors également biaisée et de ce fait et de par sa position il peut ne pas être regroupé. Ces deux idées expliquent l'élargissement du critère sur  $T_{ZC}$  pour les amas superposés dans une projection avec les particules en temps. La distribution des valeurs de  $T_{ZC}$  des amas reconstruits dans les candidats  $K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$  et satisfaisant notre critère est également présentée sur la figure 22.1 ; nous pouvons y constater l'absence d'amas additionnels en temps. Par contre, nous pouvons noter la présence d'amas dûs aux 'rebonds' induits par diaphonie dans les canaux voisins de ceux recevant des signaux analogiques de grande amplitude. Ceux-ci sont d'ailleurs localisés dans la figure 22.2 dans les bandes voisines des photons, soit entre 8 et 16 cm.

Pour les candidats  $\pi^+ \pi^-$ , la coupure sur la distance en projection est plus large, pour tenir compte de la plus grande largeur moyenne des gerbes hadroniques. De plus les gerbes hadroniques débordent plus souvent que les photons sur les quadrants voisins ; ceci a pour effet que des canaux des ZTDC touchés par chaque trace peuvent se voir associés entre-eux. Nous

avons pour cette raison rejeté les amas en temps proches d'une trace en projection même s'ils n'appartiennent pas au même quadrant qu'elle. La distribution des valeurs de  $T_{ZC}$  pour ces événements après application de notre coupure est présentée sur la figure 22.3.

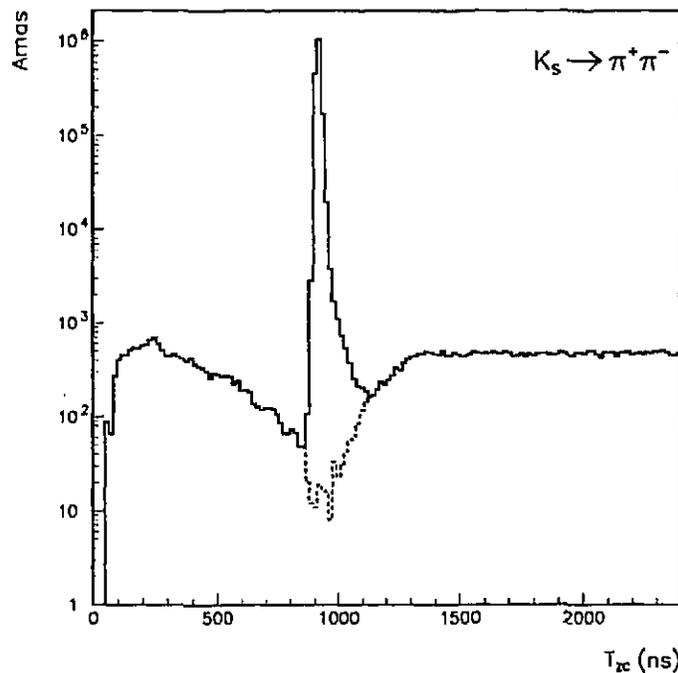


Figure 22.3: Distributions des valeurs de  $T_{ZC}$  des amas reconstruits dans les candidats  $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ , avant et après application du critère rejetant les amas provenant des pions.

En  $K_L^0$  il existe en outre une source d'amas en temps, plus spécialement pour le mode  $\pi^0 \pi^0$ . En effet, les événements du bruit de fond des  $\pi^0 \pi^0 \pi^0$  peuvent comporter des photons supplémentaires. Pour les candidats  $\pi^0 \pi^0$ , en principe la configuration acceptée par le déclenchement impose que le photon supplémentaire soit proche dans une projection d'un des quatre autres. C'est dans les seuls cas où ce photon est de suffisamment basse énergie pour n'avoir pas été rejeté à ce niveau qu'un amas en temps peut être vu dans les ZTDC, d'où le taux finalement faible de ces derniers. Pour les  $\pi^+ \pi^-$ , la fraction du bruit de fond de  $\pi^+ \pi^- \pi^0$  est trop faible pour perturber notre mesure.

## 22.2 Observations préliminaires

Pour une fraction des événements de chaque mode les ZTDC signalent donc la présence d'un ou plusieurs dépôts d'énergie d'origine accidentelle. Par commodité et par simplicité, nous allons étudier les distributions du minimum des mesures de  $T'_{ZC}$  pour les amas accidentels. Nous définissons ainsi un estimateur unique de l'activité accidentelle superposée à chaque événement, appelé  $T_{ZC}^{min}$  qui nous permettra d'effectuer les soustractions et extrapolations nécessaires. La fraction des déclenchements pour lesquels au moins un amas accidentel est reconstruit est de l'ordre de 9%. Dans une part importante de ces événements en fait plus d'un amas accidentel

a été reconstruit mais avec des valeurs voisines de  $T_{ZC}$ . La fraction des événements avec deux accidentelles distinctes en temps est de l'ordre de .5%. Elle est inférieure au carré de la précédente car deux amas proches en temps peuvent susciter un déclenchement. Notre estimateur pourrait donc ne pas être optimal pour effectuer les opérations d'extrapolation pour environ .5% des événements. Nous avons aussi vérifié qu'utiliser le maximum ne change pas les résultats ultérieurs. Pour vérifier la cohérence de la méthode, nous avons également utilisé un autre algorithme plus robuste, car utilisant tous les amas, et nécessitant de ce fait de plus larges extrapolations.

En principe, l'activité dans nos détecteurs extérieure aux désintégrations doit avoir (au moins en première approximation) un taux constant autour de l'instant du déclenchement, matérialisé par le temps moyen des "bonnes particules". Ce taux est modifié par les temps mort des différents niveaux du déclenchement. En effet, nous avons mentionné que la décision des anticompteurs intervient environ 120 ns après le prédéclenchement. Tout événement atteignant ce niveau de notre déclenchement empêche donc en principe l'enregistrement de tout autre événement pendant 120 ns. En d'autres termes, dans tout déclenchement enregistré la présence d'une accidentelle (ou d'un ensemble de celles-ci) qui aurait permis par elle-seule d'atteindre ce niveau, et qui aurait atteint nos détecteurs pendant les 120 ns précédant le déclenchement est exclue. Le même argument est valable pour le niveau suivant du déclenchement, appliquant des critères sur les résultats des sommes rapides d'énergie 500 ns environ après le prédéclenchement et les autres étapes. Ce point peut-être illustré en formant la distribution de  $T_{min}$  pour les amas reconstruits parmi les déclenchements aléatoires. Pour chaque faisceau, nous avons présenté la distribution de cette quantité sur la figure 22.4.

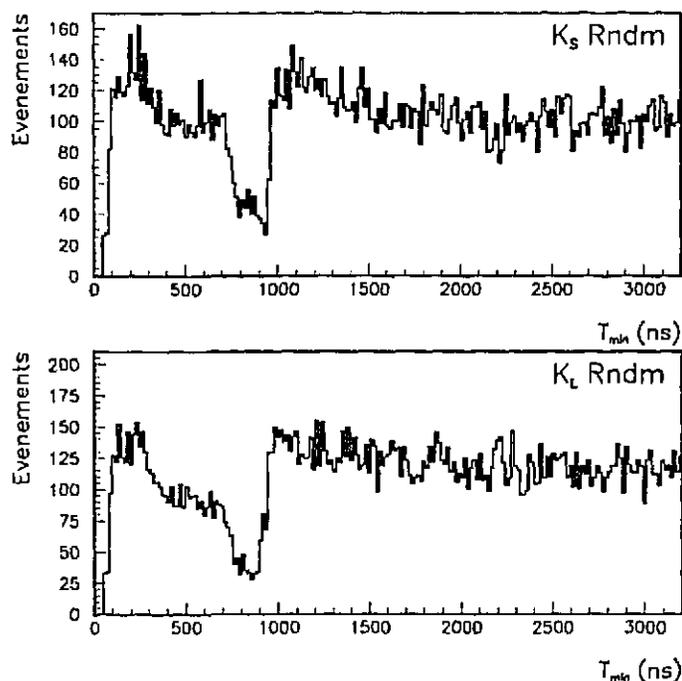


Figure 22.4: Distributions des valeurs de  $T_{min}$  pour les déclenchements aléatoires de chaque faisceau.

Nous pouvons maintenant comparer ces distributions avec celles que nous obtenons pour les deux modes après réjection des amas provenant des particules reconstruites. Pour cette comparaison nous avons normalisé les distributions des déclenchements aléatoires à celles des bons événements en utilisant les nombres totaux d'événements analysés. Cette comparaison est l'objet des figures 22.5 et 22.6. Nous pouvons tout d'abord constater leur accord dans l'intervalle de  $T_{min}$  correspondant à des amas trop tardifs pour permettre une mesure de leur énergie, et donc pour perturber les autres mesures d'énergie. Cet accord est une intéressante illustration de la représentativité des déclenchements aléatoires. Mais d'autre part, nous pouvons observer un "trou" dans la distribution des bons événements plus important que celui présenté par la distribution des déclenchements aléatoires. Ceci est la manifestation du fait qu'une fraction des bons événements ont été rejetés car la présence d'une accidentelle modifie leur mesure ou affecte leur sélection.

Notre but est de mesurer l'effet sur  $\mathcal{R}$  des fractions d'événements rejetés dans chacune des quatre catégories. Il reste toutefois parmi les amas dont la mesure de  $T_{ZC}$  entre dans les figures 22.5 et 22.6 une certaine contamination par des amas dont l'origine n'est pas accidentelle. Nous allons examiner leur évaluation et leur soustraction. Nous aurons ainsi accès au taux des accidentelles identifiées dans notre analyse, dans chaque mode.

## 22.3 Détermination des taux d'amas accidentels

Cette détermination est directe pour les modes  $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ , que n'affectent pas les sources d'amas non accidentels que nous avons mentionnées. Nous comptons donc simplement pour ces modes le nombre d'événements avec au moins un amas accidentel. Pour les modes  $\pi^0\pi^0$  il nous faut soustraire à ce nombre "brut" les estimations du nombre d'amas dûs aux rebonds et d'autre part ceux dûs aux photons en temps. Nous estimerons également les correction à apporter du fait des coupures de sélection.

### 22.3.1 Estimation du nombre d'amas dûs aux rebonds

Nous estimons cette contribution par une extrapolation. La figure 22.7 montre en effet qu'au voisinage du pic signalant cette contribution, la distribution de  $T_{min}$  est compatible avec une constante. Nous définissons alors d'une part l'intervalle de  $T_{min}$  où nous allons extrapoler et de part et d'autre de celui-ci deux zones d'extrapolation de même largeur. Nous estimons le nombre d'amas accidentel sous le pic comme la moyenne des nombres d'événements dans les zones latérales.

### 22.3.2 Estimation du nombre d'amas dûs aux photons en temps

Nous avons suivi la même philosophie générale pour cette estimation. Nous définissons des zones latérales autour de l'intervalle où nous voulons extrapoler, comme indiqué sur la figure 22.8. La distribution de  $T_{min}$  pour les déclenchements aléatoires dans ces zones montre que l'hypothèse constante n'est pas valable. Nous avons ici utilisé une interpolation parabolique, à partir des quatre boîtes indiquées. Par souci de symétrie, nous avons également pris en compte le résultat de cette soustraction pour le lot de  $K_S^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ .

### 22.3.3 Corrections pour les coupures de sélection

Les amas accidentels en temps et proches des particules reconstruites ne sont pas comptabilisés dans les nombres donnés jusqu'à présent. Nous avons estimé la correction à apporter pour cet

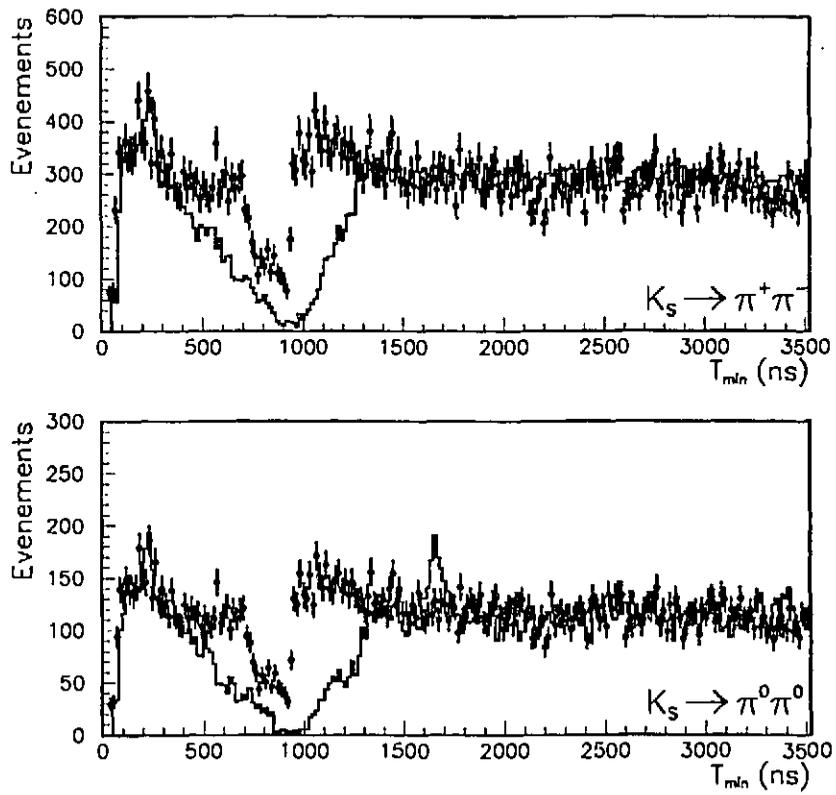


Figure 22.5: Distributions des valeurs de  $T_{min}$  pour les candidats  $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$  et  $K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$ , comparées à la distribution obtenue pour les déclenchements aléatoires.

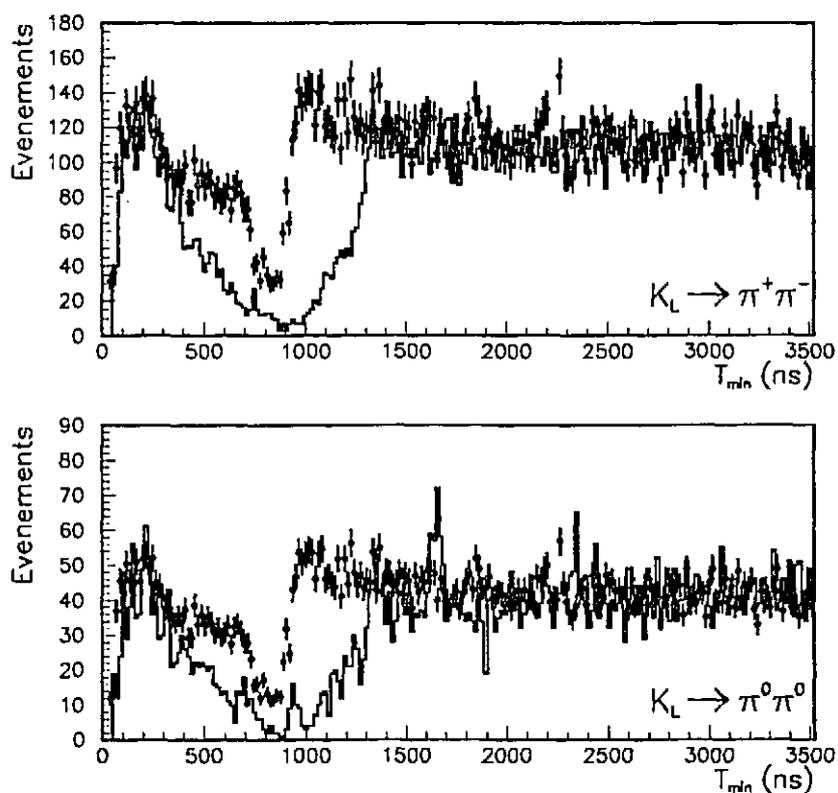


Figure 22.6: Distributions des valeurs de  $T_{min}$  pour les candidats  $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$  et  $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$ , comparées à la distribution obtenue pour les déclenchements aléatoires.

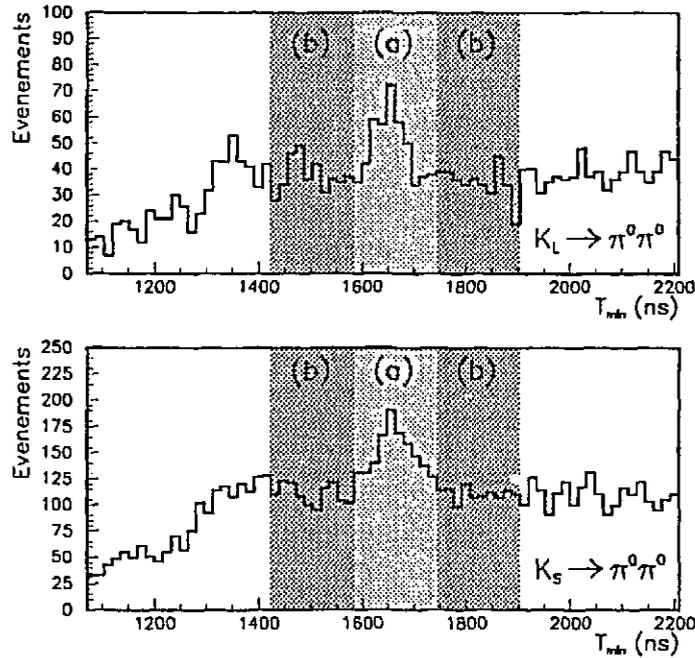


Figure 22.7: Distributions des valeurs de  $T_{\min}$  pour les candidats  $\pi^0\pi^0$  de chaque faisceau, centrée sur l'accumulation des amas produits par diaphonie. Pour l'extrapolation dans l'intervalle (a), nous comptons les événements dans les zones labellées (b), et tenons compte également des largeurs des zones concernées.

effet des deux manières complémentaires.

Pour estimer ces nombres, nous faisons l'hypothèse que la nature de ces accidentelles est la même que celle des accidentelles hors-temps. En particulier la distribution des valeurs de  $d_{\min}$  pour celles-ci est supposée identique à celle des accidentelles hors-temps, et suffisamment lointaine pour ne pas biaiser la sélection de l'événement (typiquement avec  $T_{ZC} > 2\mu s$ ). Dans la méthode principale (méthode A) pour chaque intervalle de  $T_{\min}$  nous calculons avec cette distribution un facteur d'extrapolation. Pour un candidat  $\pi^0\pi^0$ , avec quatre photons, un amas en temps sera ignoré s'il est d'une part proche géométriquement des photons. Ceci se traduit par 8 bandes dont la surface totale est égale à environ 40% de celle des calorimètres. Pour les candidats  $\pi^+\pi^-$  il y a moins de bandes (4) mais elles-sont plus larges. Les facteurs d'extrapolation utilisés valent au maximum environ 3 pour les  $\pi^0\pi^0$  et 4 pour les  $\pi^+\pi^-$ . Nous avons comparé les distributions de  $T_{\min}$  avant et après cette dernière correction pour les candidats  $K_S^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$  et  $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  sur la figure 22.9.

La manière transverse d'aborder la question (méthode B) est d'interpoler linéairement suivant la distribution de  $T_{ZC}$  en utilisant les zones voisines de l'intervalle où la coupure est définie. Cette méthode est donc plus arbitraire que la précédente; nous utiliserons toutefois la comparaison entre ces deux méthodes pour estimer les incertitudes systématiques liées à cette extrapolation.

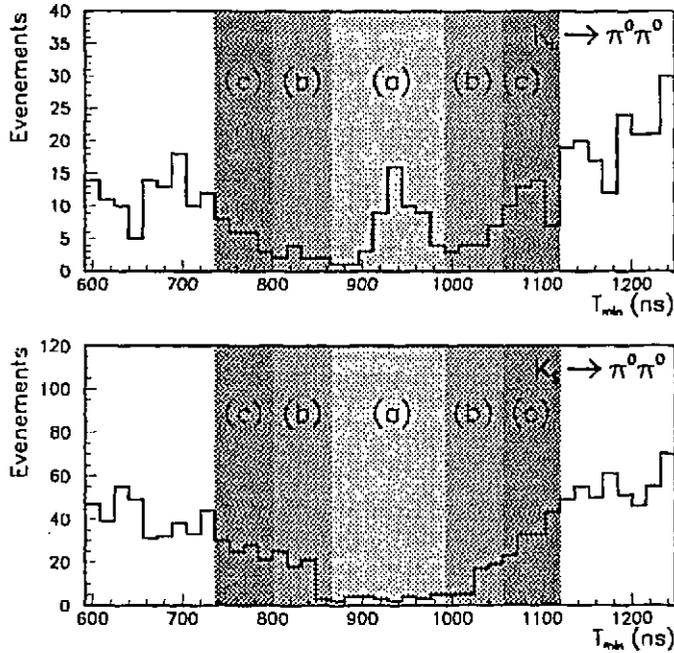


Figure 22.8: Distributions des valeurs de  $T_{min}$  pour les candidats  $\pi^0\pi^0$  de chaque faisceau, centrée sur l'accumulation des amas produits par les photons du mode  $\pi^0\pi^0\pi^0$ . Pour l'extrapolation dans l'intervalle (a), nous comptons les événements dans les zones labellées (b) et (c) en tenant compte des largeurs des zones concernées.

#### 22.3.4 Conclusion : taux des accidentelles dans les calorimètres et effet sur $\mathcal{R}$

Nous avons indiqué dans le tableau 22.1 les nombres d'événements avec au moins un amas d'origine accidentelle dans les modes  $\pi^+\pi^-$ . Le tableau 22.2 présente les résultats similaires obtenus pour les modes  $\pi^0\pi^0$ , ainsi que nombres d'événements des différentes contributions soustraites. Enfin, nous avons indiqué dans la table 22.3 les fractions des amas en temps non sélectionnés, pour les deux méthodes utilisées. Les valeurs obtenues (en utilisant la méthode A) doivent être comparées aux taux des déclenchements aléatoires avec un amas reconstruit, donnés pour chaque faisceau dans le tableau 22.4. Ces taux sont différents d'un faisceau à l'autre, en raison de l'ajustement des intensités instantanées de chacun. Nous avons en effet imposé le même taux de comptage des particules isolées ("singles"). Du fait de la position de la cible en  $K_S^0$  plus proche des détecteurs qu'en  $K_L^0$ , il en résulte en fait une intensité plus élevée en  $K_L^0$  qu'en  $K_S^0$ , et une tendance semblable des taux d'accidentelles. Comme pour le tableau 22.4, les nombres et taux donnés dans les tableaux 22.1 et 22.2 montrent une asymétrie entre les faisceaux. Les fractions soustraites dues aux amas en temps présentent un excès en  $K_L^0$  provenant du fond de  $\pi^0\pi^0\pi^0$  résiduel. D'autre part les estimations des corrections pour l'inefficacité de nos coupures de sélection sont elles symétriques dans les deux faisceaux.

En comparant les taux d'événements avec au moins un amas accidentel dans les bons événements et les déclenchements aléatoires, nous constatons un défaut dans les premiers. Cette

Zone	Faisceau de $K_L^0$ (251955 événements)		Faisceau de $K_S^0$ (739889 événements)	
	Événements	Taux	Événements	Taux
Total	19717	$(7.83 \pm .06)\%$	56193	$(7.61 \pm .03)\%$

Tableau 22.1: Fractions et nombres d'événements avec une accidentelle signalée par les ZTDC dans les candidats  $\pi^+\pi^-$  de chaque faisceau. Les erreurs indiquées sont uniquement statistiques.

Zone	Faisceau de $K_L^0$ (96001 événements)		Faisceau de $K_S^0$ (301198 événements)	
	Événements	Taux	Événements	Taux
Total	7449	$(7.76 \pm .09)\%$	22030	$(7.31 \pm .05)\%$
Amas dûs aux rebonds	$116 \pm 25$	$(0.12 \pm .03)\%$	$273 \pm 42$	$(0.09 \pm .01)\%$
Photons en temps	$45 \pm 18$	$(0.05 \pm .02)\%$	$-(7 \pm 40)$	$-(.01 \pm .03)\%$
"Vraies" accidentelles	$7288 \pm 92$	$(7.59 \pm .09)\%$	$21764 \pm 163$	$(7.23 \pm .05)\%$

Tableau 22.2: Fractions et nombres d'événements avec une accidentelle signalée par les ZTDC dans les candidats  $\pi^0\pi^0$  de chaque faisceau. Les erreurs indiquées sont uniquement statistiques; les erreurs données sur les nombres d'événements (et les taux correspondant) tiennent compte des extrapolations.

Mode	Correction (Méthode A)	Correction (Méthode B)
$K_L^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$	$(.04 \pm .01)\%$	$(.02 \pm .01)\%$
$K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$	$(.07 \pm .01)\%$	$(.04 \pm .01)\%$
$K_S^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$	$(.03 \pm .01)\%$	$(.03 \pm .01)\%$
$K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$	$(.07 \pm .01)\%$	$(.03 \pm .01)\%$

Tableau 22.3: Fractions des événements avec un amas en temps estimées dans chaque catégorie, pour les deux méthodes expliquées dans le texte. Ces fractions doivent être ajoutées aux taux donnés dans les tableaux 22.2 et 22.1. Les erreurs indiquées sont purement statistiques.

Faisceau de $K_L^0$	$(9.41 \pm .05)\%$
Faisceau de $K_S^0$	$(8.55 \pm .05)\%$
Différence ( $K_L^0 - K_S^0$ )	$-(0.89 \pm .08)\%$

Tableau 22.4: Fraction des déclenchements aléatoires comportant un amas dans les ZTDC, dans chaque faisceau.

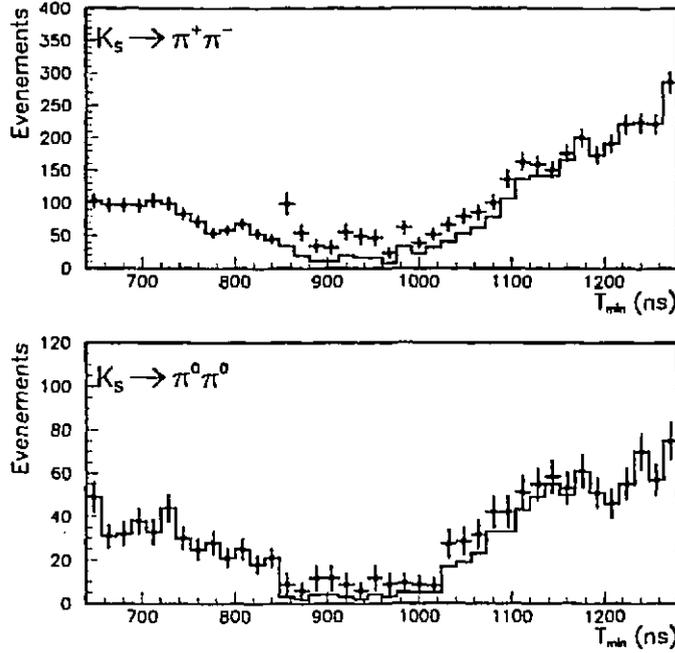


Figure 22.9: Distributions des valeurs de  $T_{min}$  pour les candidats  $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  et  $K_S^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ , centrée sur les amas en temps. Les points avec les barres d'erreurs sont les valeurs corrigées pour la sélection des amas accidentels, la ligne indiquant la distribution non corrigée.

différence mesure les pertes d'événements dues aux accidentelles dans les calorimètres. Nous avons calculé ces quantités, présentés dans le tableau 22.5. Nous avons d'autre part indiqué sur la figure 22.10 le rapport entre les distributions de  $T_{min}$  pour les déclenchements aléatoires et les candidats  $K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ . Cette distribution est comparée avec les variations de l'énergie mesurée dans une bande par l'ADC en fonction de l'indication du ZTDC correspondant. Nous pouvons en conclure que les pertes que nous mesurons sont dues pour l'essentiel à des accidentelles dont l'énergie mesurée par les ADC est positive; dans l'intervalle où cette énergie est négative les pertes sont nettement moins importantes. Nous avons évalué ces pertes pour chaque catégorie, et indiquons celles-ci dans le tableau 22.6: elles restent de l'ordre de quelques pour mille. Les pertes sont plus importantes en  $K_L^0$  qu'en  $K_S^0$ , comme nous pourrions l'attendre du taux d'accidentelles plus élevé dans le premier faisceau. D'autre part, la bonne mesure de l'énergie calorimétrique est plus cruciale au mode  $\pi^0\pi^0$  qu'au mode  $\pi^+\pi^-$ , c'est pourquoi ces pertes sont plus importantes dans chaque faisceau pour les  $\pi^0\pi^0$  que pour les  $\pi^+\pi^-$ .

L'effet net des accidentelles sur la valeur de  $\mathcal{R}$  mesurée par l'expérience est approximativement égal à la double différence des pertes nettes mesurées dans chaque mode et chaque faisceau. Le taux d'accidentelles dans les déclenchements aléatoires est éliminé dans cette double différence. Ainsi, nous obtenons comme mesure de la correction sur  $\mathcal{R}$  pour les accidentelles touchant les calorimètres :

$$\delta\mathcal{R}_{ZTDC} = -(.15 \pm .12)\% \text{ (stat.)}$$

Nous avons vérifié que les résultats de cette analyse sont stables vis à vis d'un changement de

Faisceau	$K_L^0$	$K_S^0$
Modes $\pi^+\pi^-$	$(1.52 \pm .08)\%$	$(0.89 \pm .06)\%$
Modes $\pi^0\pi^0$	$(1.78 \pm .10)\%$	$(1.30 \pm .07)\%$

Tableau 22.5: Pertes calculées en comptant les événements avec un amas accidentel reconstruit avec les ZTDC dans chaque faisceau.

Faisceau	$K_L^0$	$K_S^0$
Modes $\pi^+\pi^-$	$(.13 \pm .04)\%$	$(.02 \pm .04)\%$
Modes $\pi^0\pi^0$	$(.34 \pm .05)\%$	$(.09 \pm .04)\%$

Tableau 22.6: Pertes attribuées à des amas dont la valeur de  $T_{ZC}$  correspond à une énergie mesurée par les ADC négative.

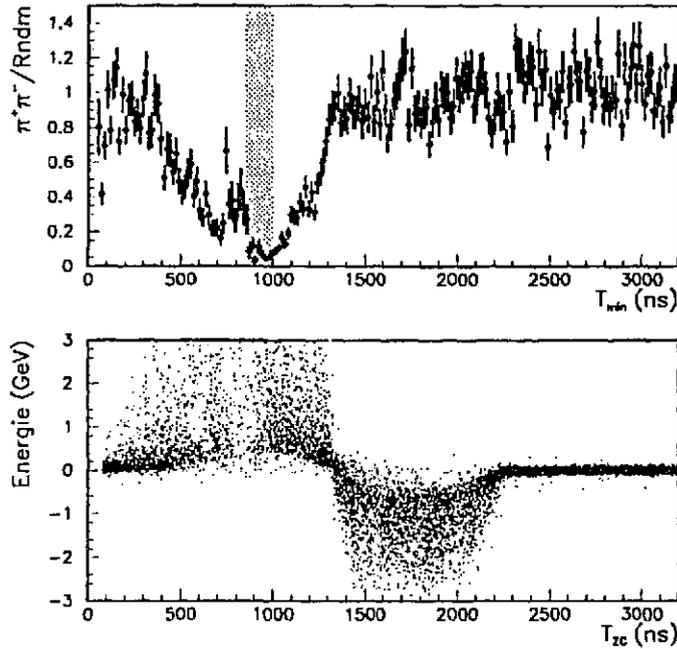


Figure 22.10: Rapport entre les distributions des valeurs de  $T_{\min}$  pour les candidats  $K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  et les déclenchements aléatoires du faisceau de  $K_L^0$  (partie supérieure). Nous avons indiqué en grisé l'intervalle de  $T_{zc}$  où sont situés les particules en temps. Variations de l'énergie mesurée par les ADC en fonction du temps  $T_{zc}$  mesuré par le canal des ZTDC correspondant dans le LAC (partie inférieure).

définition des zones utilisées lors de l'extrapolation. Ceci affecterait essentiellement les calculs des pertes d'événements neutres; il convient aussi de rappeler les faibles taux d'événements soustraits. Si l'on change ces définitions dans des limites raisonnables (une à deux boîtes au plus), les pertes d'événements neutres varient d'au plus .02%. D'autre part, nous avons répété cette analyse avec un jeu de coupures pour sélectionner les amas de ZTDC d'origine accidentelle encore plus strictes. Avec ces nouvelles coupures, les taux d'accidentelles diminuent (puisque plus d'amas sont rejetés) d'environ 1 pour mille de manière symétrique en  $K_L^0$  et en  $K_S^0$  dans chaque mode. L'effet de ces modifications est plus faible (.03% environ) sur la correction sur  $\mathcal{R}$ .

En ce qui concerne les amas accidentels ignorés du fait de notre sélection, la comparaison entre les résultats des deux méthodes d'extrapolation montre que l'incertitude systématique qui lui est liée peut être estimée à .03% pour les chargés et .01% pour les neutres.

Si ces coupures bidimensionnelles "autour" des particules sont plus resserrées, un pic dû à celles-ci réapparaît, qui rend l'analyse plus difficile, surtout dans l'optique d'une comparaison avec les résultats de la méthode de superposition. Nous avons toutefois également mis au point un algorithme permettant de calculer une correction sur  $\mathcal{R}$  et éventuellement des pertes sans utiliser ces coupures, au prix d'une extrapolation sur un intervalle large, donc plus incertaine. Nous avons utilisé tous les amas reconstruits avec les ZTDC, sans sélection. Pour étudier les pertes

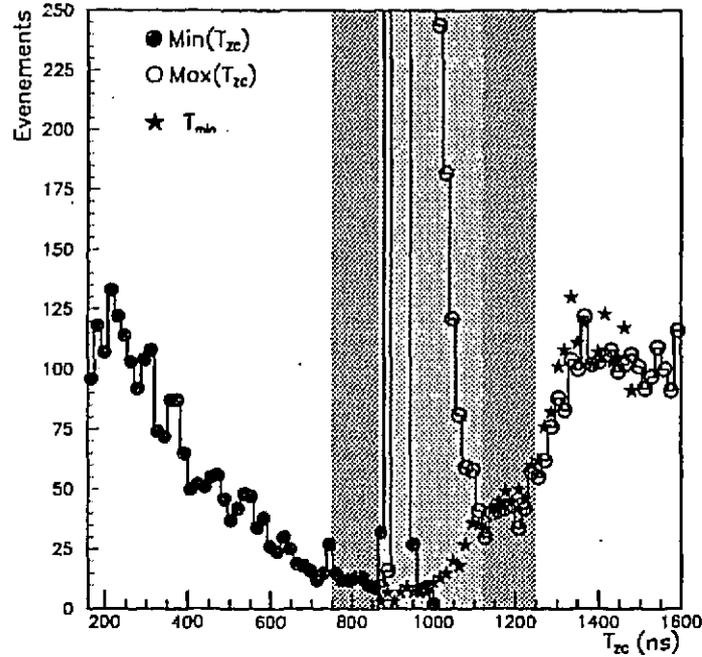


Figure 22.11: Distributions des valeurs du minimum et du maximum des valeurs de  $T_{ZC}$  des amas reconstruits dans les candidats  $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ , et de  $T_{\min}$  pour ceux-ci. Pour extrapoler dans la zone centrale nous avons compté les événements dans les zones latérales et interpolé linéairement.

dues à ceux qui sont antérieurs à l'événement nous avons utilisé comme estimateur le minimum des valeurs de  $T_{ZC}$  que nous leur avons mesurées. De même pour étudier les pertes dues aux amas postérieurs, nous avons utilisé leur maximum. Nous avons ainsi défini deux quantités par événement, dont les distributions sont indiquées par la figure 22.11. Elles présentent toutes deux un pic correspondant aux particules en temps. Nous avons considéré qu'un événement présente une activité accidentelle dans les ZTDC si  $\min(T_{ZC}) < 850\text{ns}$  ou  $\max(T_{ZC}) > 1100\text{ns}$ . Nous avons d'autre part extrapolé linéairement à partir de deux bandes latérales le nombre d'événements sous les pics. Les fractions ainsi extrapolées sont d'environ .3% dans chaque mode. Nous avons comme précédemment estimé et soustrait les nombres d'événements neutres pour lesquels l'amas "accidentel" était en fait dû à un rebond du signal calorimétrique. Enfin, nous avons tenu compte des doubles comptages, résultant de la présence d'un amas antérieur et d'un amas postérieur au déclenchement dans le même événement. Compte tenu des tailles différentes des intervalles accessibles avant et après le temps des bons événements, nous avons estimé que le taux des événements pour lequel un tel double comptage a lieu est d'environ .3%, résultat confirmé par les données. Nous avons indiqué les taux ainsi estimés dans le tableau 22.7. Les deux analyses fournissent des valeurs compatibles à mieux qu'un pour mille près. La correction sur  $\mathcal{R}$  que nous pouvons déduire de ces valeurs diffère de notre estimation précédente par environ 0.5 pour mille. La seconde analyse comporte de plus larges extrapolations que la première, mais elle en constitue cependant une vérification intéressante. Nous pouvons également déduire de

Faisceau	$K_L^0$	$K_S^0$
Modes $\pi^+\pi^-$	$(7.77 \pm .06)\%$	$(7.60 \pm .03)\%$
Modes $\pi^0\pi^0$	$(7.66 \pm .10)\%$	$(7.30 \pm .05)\%$

Tableau 22.7: Taux d'événements avec au moins un amas accidentel, calculés par notre second algorithme, dans chaque faisceau.

Echantillon	$K_L^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ (173528 événements)			$K_S^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ (382100 événements)		
	pertes	gains	effet net	pertes	gains	effet net
$E_{\gamma_s} < 2.5 \text{ GeV}$	957	56	$-(0.52 \pm 0.03)\%$	1984	104	$-(0.49 \pm 0.02)\%$
$N_{Impact}^{WCI} = 0$	925	0	$-(0.53 \pm 0.03)\%$	3274	0	$-(0.86 \pm 0.03)\%$
$R_{cell} < 1$	2411	1084	$-(0.76 \pm 0.05)\%$	3474	1432	$-(0.53 \pm 0.03)\%$
Ecriture des MINI-DST	1999	95	$-(1.10 \pm 0.04)\%$	2990	164	$-(0.74 \pm 0.03)\%$
Total	8471	3611	$-(2.80 \pm 0.10)\%$	14316	4562	$-(2.55 \pm 0.06)\%$

Tableau 22.8: Nombre d'événements  $\pi^0\pi^0$  perdus et gagnés lors de la superposition de déclenchements aléatoires, dans chaque faisceau, pour les principales coupures.

cette comparaison une estimation des incertitudes systématiques de cette méthode, de l'ordre de .05% sur les pertes. Compte tenu également de ce qui précède, une estimation conservatrice de l'incertitude systématique sur la correction sur  $\mathcal{R}$  que nous avons obtenue semble donc être environ .1%.

Ayant ainsi obtenu une première estimation de l'effet sur  $\mathcal{R}$  des accidentelles touchant les calorimètres en utilisant les ZTDC, notre étape suivante sera de comparer aussi bien que possible cette mesure avec les estimations produites par la méthode de superposition.

## 22.4 Comparaison avec la méthode de superposition

Nous avons présenté dans l'analyse de  $\mathcal{R}$  les valeurs des pertes calculées par la méthode de superposition. Ces valeurs ne sont pas directement comparables avec celles que nous avons obtenues dans ce chapitre. Nous pouvons toutefois à partir des répartitions des pertes observées lors de la superposition en fonction des coupures, pour chaque catégorie, rappelées dans les tableaux 22.8 et 22.9 estimer les pertes observables avec les ZTDC. Plusieurs aspects sont à considérer.

Le premier point concerne les coupures basées sur les chambres. Par construction, les ZTDC

Echantillon	$K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ (455664 événements)			$K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ (945768 événements)		
	pertes	gains	effet net	pertes	gains	effet net
Coupure $N_{spp}^{WC1} = 2$	2536	0	$-(0.56 \pm 0.02)\%$	8236	6	$-(0.87 \pm 0.02)\%$
$E_{\pi_1}/E_{\pi_2} < 2.5$	4167	3863	$-(0.07 \pm 0.03)\%$	7364	6482	$-(0.09 \pm 0.03)\%$
Photon supplémentaire	2472	812	$-(0.36 \pm 0.02)\%$	5150	1818	$-(0.35 \pm 0.02)\%$
$M_{\pi\pi}$	9735	4532	$-(1.14 \pm 0.04)\%$	14076	6922	$-(0.76 \pm 0.03)\%$
Ecriture des MINI-DST	5845	153	$-(1.25 \pm 0.03)\%$	7296	262	$-(0.74 \pm 0.02)\%$
Total	27226	12801	$-(3.17 \pm 0.07)\%$	46058	21278	$-(2.62 \pm 0.05)\%$

Tableau 22.9: Nombre de candidats  $\pi^+\pi^-$  perdus et gagnés lors de la superposition de déclenchements aléatoires, dans chaque faisceau, pour les principales coupures.

sont insensibles à la présence d'activité dans les chambres. Cette insensibilité est un peu modérée par la corrélation existant entre cette activité et l'activité dans les calorimètres : une particule traversant les deux détecteurs laisse une signature dans chacun d'entre eux. Cette corrélation reste toutefois très limitée. Nous avons pu observer en  $K_L^0$  qu'environ 29% des déclenchements aléatoires présentant un impact dans la première chambre présentent aussi un amas reconstruit avec les ZTDC. Par rapport à la moyenne d'environ 9% nous pouvons en déduire que la corrélation entre les deux détecteurs n'est que de 20% environ. Dans le faisceau de  $K_S^0$ , cette corrélation est plus faible, environ 15%. Elle apparaît également à travers la redondance entre les pertes dues aux coupures sur les chambres et les calorimètres, en particulier la coupure rejetant les photons supplémentaires, que nous avons trouvée du même niveau. Compte tenu aussi de l'efficacité des ZTDC nous pouvons donc espérer pouvoir rendre compte dans leur analyse de l'ensemble des pertes dues aux coupures sur les photons supplémentaires.

Une part des pertes observées dès l'écriture des MINI-DST sont également dues à des coupures sur les informations des chambres à fils (environ .15% pour les  $\pi^+\pi^-$  et .05% pour les  $\pi^0\pi^0$ ). A celle-ci près, les causes de ces pertes sont suffisamment sévères pour nous permettre de les compter parmi celles auxquelles les ZTDC sont pleinement sensibles.

D'autre part, les pertes causées par des coupures portant sur les informations calorimétriques sont principalement le fait des bruits affectant ces informations. Notons toutefois qu'il existe une certaine continuité entre cette composante et les accidentelles, dans la limite où l'énergie de l'accidentelle devient négligeable. Les coupures concernées sont essentiellement celles sur la masse  $\pi^+\pi^-$  et sur  $R_{ellipsc}$ . Si pour une part, les pertes qu'elles suscitent lors de la superposition des déclenchements aléatoires sont dues aux accidentelles, pour l'essentiel elles proviennent du bruit ajouté aux énergies des particules. Cette fraction est en outre plus importante pour la coupure sur la masse des candidats  $\pi^+\pi^-$  dont le seuil est plus "serré" (à 2.1 déviations standard). Nous avons vérifié en élargissant ces coupures que les pertes dans chaque mode et leurs différences diminuent. Il reste toutefois même à des seuils élevés des pertes de l'ordre de .1 à .2%, symétriques suivant le faisceau.

Par ailleurs, lorsque nous étudions les candidats  $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ , la distribution de la masse présente une résolution d'environ 20 MeV. La distribution de la différence entre les masses calculées pour un même événement avant et après la superposition d'un déclenchement aléatoire

Mode	$\pi^+\pi^-$	$\pi^0\pi^0$
Faisceau de $K_L^0$		
Superposition	$(1.45 \pm .05)\%$	$(1.55 \pm .06)\%$
ZTDC	$(1.52 \pm .08)\%$	$(1.78 \pm .10)\%$
Faisceau de $K_S^0$		
Superposition	$(0.90 \pm .04)\%$	$(1.20 \pm .05)\%$
ZTDC	$(0.89 \pm .06)\%$	$(1.30 \pm .07)\%$

Tableau 22.10: Comparaison des effets nets des accidentelles dans chaque catégorie mesurés par la méthode de superposition et avec les ZTDC.

présente une résolution d'environ  $5.4 \text{ MeV}$  et une moyenne de  $-2 \text{ MeV}$ . En utilisant ces paramètres et en supposant ces deux distributions gaussiennes nous avons vérifié que l'effet net de cette fluctuation est une perte de  $.65\%$  (avec une erreur de  $.1\%$  du fait des erreurs sur les paramètres). Le même exercice pour les candidats  $K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  montre que d'une part la distribution de la masse invariante est plus large (la résolution est environ  $21 \text{ MeV}$ ) et d'autre part la fluctuation lors de la superposition est elle-aussi plus large ( $6.5 \text{ MeV}$ ). Ces deux points sont des conséquences attendues des variations des mesures de l'énergie dans la mémoire analogique décrites en détails dans la partie III de ce rapport. Tenant compte de ces nouveaux paramètres la perte nette lors de la superposition que nous pouvons estimer est de l'ordre de  $1\%$  (avec une erreur du même ordre que précédemment). La part des pertes dues à ces coupures à laquelle les ZTDC seraient sensibles semble donc très faible, au plus de l'ordre de  $.1\%$ . Une analyse similaire montre que la fraction des pertes nettes dues à la coupure sur  $\mathcal{R}_{elliptique}$  pronant des accidentelles (c.à.d. inexpliquées par les variations supposées gaussiennes des masses des  $\pi^0$  lors de la superposition) est inférieure à  $.1\%$ .

Nous avons également effectué des vérifications en étudiant les événements rejetés par les trois coupures mentionnées précédemment (impacts dans la première chambre, "masses" et photon supplémentaires). Nous avons relâché tour à tour une seule des coupures puis évalué les pertes nettes comme ci-dessus. Leur différence avec celles précédemment données correspond à la contribution de la coupure relâchée. Nous avons ainsi d'une part pu vérifier que les pertes dues aux seules coupures sur les photons supplémentaires sont compatibles avec nos estimations du chapitre précédent. Les pertes nettes vues par les ZTDC du fait des coupures sur le nombre d'impacts dans la première chambre sont d'autre part négligeables dans tous les modes (environ  $.04\%$ ). Enfin, les pertes dues aux seules coupures sur les "masses" contribuent pour moins de  $.1\%$  dans chaque mode.

Compte tenu de ces éléments, et des valeurs que nous avons données précédemment, les pertes déterminées par la méthode de superposition et que nous pouvons mesurer avec le système des ZTDC sont présentées dans le tableau 22.10. Les erreurs données ici sont statistiques. Compte tenu des incertitudes liées par exemple aux corrélations entre les pertes des coupures individuelles, nous pouvons estimer les incertitudes systématiques comme étant au moins du même ordre que les incertitudes statistiques. Mais même en ne tenant compte que des incertitudes statistiques, ces nombres sont en accord avec ceux donnés dans le tableau 22.5 et rappelées ici. Rappelons aussi qu'ils ont été calculés avec un lot plus important.

En revanche, la valeur de la correction sur  $\mathcal{R}$  que nous pouvons déduire de ces pertes est plus indépendante (statistiquement) de celle que nous avons obtenue avec les ZTDC, où les contributions des déclenchements aléatoires n'interviennent plus. Cette quantité est  $\delta\mathcal{R} =$

$-(.20 \pm .10)\%$ , encore une fois en bon accord avec la précédente.

## 22.5 Conclusions

Nous avons donc présenté une méthode pour évaluer l'effet sur chaque catégorie et sur la valeur de  $\mathcal{R}$  mesurée dans l'expérience des accidentelles interagissant avec les calorimètres. Ce dernier résultat est :

$$\delta\mathcal{R}_{ZTDC} = -(.15\% \pm .12\% \text{ (stat.)} \pm .10\% \text{ (syst.)})\%$$

Nous avons comparé ces résultats avec ceux de la méthode traditionnelle dans l'expérience pour estimer les effets des accidentelles, par superposition des déclenchements aléatoires. Aussi bien pour les fractions d'événements perdus que pour la correction sur  $\mathcal{R}$  les deux méthodes fournissent des résultats comparables. Ceci constitue donc une vérification indépendante (et la seule dans l'expérience) de la bonne compréhension des effets des accidentelles dans la mesure de  $\mathcal{R}$ , qui est en soi très intéressante.

## Conclusions générales

Nous avons décrit dans cette partie le fonctionnement et l'utilisation dans l'analyse des données de NA31 d'un nouveau dispositif destiné à contrôler l'activité accidentelle dans les calorimètres. Ce système a été mis en service dans le courant de la prise de données de 1989. Son fonctionnement s'est révélé satisfaisant, permettant d'ajouter des informations supplémentaires à celles déjà existantes. Nous avons présenté comment ces informations ont été utilisées pour calculer des nouvelles quantités caractéristiques pour les particules reconstruites dans les désintégrations. Nous avons également construit de nouvelles entités, en regroupant entre elles les informations des canaux des ZTDC indépendamment des autres informations expérimentales.

Au moyen de ces informations, nous avons pu mener trois analyses. Tout d'abord nous avons estimé les fractions d'événements dont le déclenchement pouvait avoir été engendré par une accidentelle. Ce phénomène, pouvant créer un biais sur  $\mathcal{R}$  s'il affectait de manière asymétrique un des modes, s'est révélé avoir dans chaque mode un taux très faible. Ceci confirme par une mesure directe des estimations a priori de la taille de cet effet.

Nous avons également déterminé les fractions d'événements perdus du fait de la présence d'un photon accidentel. Nous avons comparé nos résultats avec ceux qui peuvent être obtenu par la méthode de superposition. L'accord observé constitue la première vérification directe de la bonne prise en compte des effets des accidentelles par la méthode de superposition.

Enfin, nous avons proposé un algorithme pour comptabiliser les événements comportant une activité accidentelle dans les calorimètres, et par conséquent en tirer une mesure des pertes dues à un tel phénomène. Là encore, nous avons observé un accord satisfaisant entre nos résultats et ceux de la méthode de superposition tant sur les pertes nettes par catégorie que sur les corrections sur  $\mathcal{R}$  que nous pouvons en tirer. Les précisions statistiques des deux méthodes sont comparables, bien que le lot où les ZTDC fonctionnait ne recouvre pas l'ensemble des données pour lesquelles la méthode de superposition a été utilisée.

Dans l'expérience NA31, nous voudrions enfin souligner que les informations apportées par les ZTDC, dont la reconstruction a été présentée dans ce rapport, n'ont pas été seulement utilisées pour les analyses présentées ici. Tout d'abord, plusieurs modes de désintégrations rares du  $K_L^0$  comportent des photons dans l'état final et peuvent être contaminés par la coïncidence d'un autre mode et d'un photon accidentel. Une analyse en cours concerne le mode  $K_L^0 \rightarrow \pi e \nu \gamma$ , dans un lot spécial (dit de biais minimum) enregistré à la fin de la prise des données de 1989. Un des bruits de fond dominant provient du mode  $\pi e \nu$  auquel s'ajoute un photon accidentel. Il a été estimé en étudiant la distribution de la mesure de  $T_{ZC}$  pour les photons reconstruits. De même pour la recherche des modes  $K_L^0 \rightarrow \gamma \gamma \gamma$  et  $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 \gamma$  les bruits de fond accidentels importants ont été estimés à l'aide des mêmes quantités. Enfin, lors de l'étude du mode  $K_L^0 \rightarrow e^+ e^- e^+ e^-$  un des bruits de fond à estimer était la superposition de deux désintégrations  $\pi e \nu$  proches en temps, avec une mauvaise identification des pions comme des électrons. De nouveau, les ZTDC ont permis une estimation de cette source de bruit de fond.

Nous pourrions être tentés de justifier au vu de nos résultats une réduction de la contribution

à l'incertitude systématique sur la mesure de l'effet des accidentelles. Ces effets sont toutefois, par essence, variables dans le temps. Les ZTDC n'ayant fonctionné que pendant moins de la moitié de la prise des données, cette réduction serait donc partiellement injustifiée. Mais surtout la source principale d'incertitude sur la correction accidentelle semble provenir de la variation du résultat lors de l'élargissement de la coupure sur la masse invariante  $M_{\pi\pi}$ . A son tour, cet effet relève plutôt des bruits des électroniques de lecture des calorimètres (dont la différence entre les données de  $K_L^0$  et de  $K_S^0$  est le point de départ de l'étude présentée dans la partie précédente de ce rapport) que des effets auxquels les ZTDC sont sensibles. Il est donc en fait difficile de justifier une réduction sensible de l'incertitude sur  $\mathcal{R}$  à partir de notre étude.

Par contre, nous voudrions noter que dans une expérience future, comme NA48, où les  $K_L^0$  et les  $K_S^0$  seraient enregistrés simultanément (réduisant les effets des possibles différences de bruit entre faisceaux à 0), et les temps des signaux de tous détecteurs mesurés, une méthode suivant la philosophie exposée ici pourrait permettre d'estimer précisément les effets des accidentelles. Les améliorations nécessaires seraient, outre l'addition d'informations semblables pour les détecteurs non équipés par les ZTDC, une meilleure résolution ainsi qu'un pas d'horloge plus fin (ce qui réduirait les extrapolations), des seuils de déclenchement plus bas pour améliorer la sensibilité aux accidentelles de basse énergie et enfin une meilleure stabilité des signaux envoyés aux ZTDC (suppression des rebonds et des dérives des temps mesurés pour les faibles hauteurs de signaux).

Partie V  
Perspectives

## Chapitre 23

# Mesures de $\Re(\varepsilon'/\varepsilon)$ : état et perspectives

Nous avons présenté dans ce rapport une mesure de  $\Re(\varepsilon'/\varepsilon)$  effectuée à partir des données enregistrées en 1989 par l'expérience NA31.

Nous allons dans un premier temps replacer ce résultat dans le cadre des résultats obtenus par cette même expérience. Nous présenterons ensuite les autres mesures significatives du même paramètre, qui se limitent aux résultats de l'expérience américaine E731. Nous comparerons ces deux ensembles de résultats, puis discuterons brièvement de leur conséquences au niveau théorique. Enfin nous donnerons un aperçu du futur des mesures de  $\Re(\varepsilon'/\varepsilon)$ .

### 23.1 Résultats de NA31

Rappelons tout d'abord notre résultat (la première erreur est statistique et la seconde systématique) :

$$\mathcal{R}^{89} = .9869 \pm .0029 \pm .0030$$

soit :

$$\Re(\varepsilon'/\varepsilon) = (2.18 \pm 0.48 \pm .050) \cdot 10^{-3}$$

La collaboration a présenté un résultat combiné des analyses des données enregistrées en 1988 et 1989, qui est [27]:

$$\mathcal{R}^{88+89} = .9878 \pm .0026 \pm .0030$$

Ce résultat est compatible avec celui de notre analyse ; la différence principale est la différence de statistique. Pendant la prise de données de 1988, le nombre de  $K_L^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$  enregistrés (le mode qui domine l'erreur statistique sur  $\mathcal{R}$ ) représentait environ la moitié du nombre de ceux enregistrés en 1989. Ce résultat se traduit par la mesure suivante du paramètre  $\Re(\varepsilon'/\varepsilon)$  :

$$\Re(\varepsilon'/\varepsilon) = (2.0 \pm 0.7) \cdot 10^{-3}$$

D'autre part, ces deux prises de données constituent le prolongement d'une mesure effectuée en 1986, pour laquelle le nombre de  $K_L^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$  enregistré était approximativement équivalent à celui de 1988. Le résultat de l'analyse de ces premières données était [28]:

$$\Re(\varepsilon'/\varepsilon) = (3.3 \pm 1.1) \cdot 10^{-3}$$

Outre le gain en statistique, qui se traduit aussi en des corrections plus précises pour les effets des accidentelles ou les différentes sources de  $K_S^0$  diffusés, les principales améliorations entre ces deux résultats sont :

1. une plus grande symétrie des spectres des  $K_L^0$  et  $K_S^0$  produits, qui réduit la sensibilité à une erreur sur l'échelle d'énergie,
2. une meilleure collimation du faisceau de  $K_L^0$ , qui élimine une composante de  $K_S^0$  régénérés présente dans ce faisceau en 1986,
3. l'utilisation du TRD qui permet un meilleur contrôle du bruit de fond du mode  $\pi^+\pi^-$ .

Les deux résultats de NA31 sont bien compatibles ; nous les avons donc combinés. Pour ce faire, nous avons tenu compte des erreurs communes, totalement ou seulement en partie, aux deux mesures. Cette moyenne statistique nous fournit le résultat final de NA31[27] :

$$\mathfrak{R}(\varepsilon'/\varepsilon) = (2.3 \pm 0.65) \cdot 10^{-3}$$

Cette valeur est différente de 0 par 3.5 déviations standard environ, ce qui constitue donc une indication de violation directe de  $CP$ .

## 23.2 Résultats de E731

La collaboration E731 (Chicago, Elmhurst, Fermilab, Illinois et Saclay) a réalisé une mesure de  $\mathfrak{R}(\varepsilon'/\varepsilon)$  de précision comparable sinon meilleure à la nôtre, basée sur des données enregistrées en 1987-1988[19]. La méthode de mesure est proche de la nôtre, dans le sens où cette expérience mesure aussi les nombres de désintégrations en deux pions dans des faisceaux de  $K_L^0$  et de  $K_S^0$ , pour en déduire  $\mathcal{R}$  puis  $\mathfrak{R}(\varepsilon'/\varepsilon)$ . La philosophie suivie était par contre transverse à la nôtre, à savoir que dans le dispositif expérimental de E731 les désintégrations de  $K_L^0$  et  $K_S^0$  sont enregistrées simultanément. Par contre, les modes  $\pi^+\pi^-$  et  $\pi^0\pi^0$  furent enregistrés séparément, sauf pour une fraction de la période de prises des données pendant laquelle les quatre modes furent enregistrés simultanément. L'avantage principal de cette méthode est que les effets de la variabilité des efficacités des détecteurs ou des accidentelles sont les mêmes dans les deux faisceaux et donc ils se simplifient pour la mesure de  $\mathcal{R}$ . Par contre les distributions des positions des désintégrations sont très différentes dans les deux faisceaux du fait des grandes différences de temps de vie. Il est donc nécessaire de connaître très précisément les acceptances des différents détecteurs, car leurs différences influent sur le résultat. Enfin dans E731, les  $K_S^0$  étaient produits par la régénération de  $K_L^0$ . Ce processus s'accompagne de composantes parasites diffractives ou inélastiques qui génèrent des kaons avec une impulsion transverse non nulle. L'évaluation des corrections à apporter du fait de ces processus secondaires au résultat brut est complexe.

### 23.2.1 Appareillage expérimental

Un schéma du dispositif expérimental de E731 est donné par la figure 23.1. Deux faisceaux de  $K_L^0$  illuminent les détecteurs. Un régénérateur est disposé sur l'un d'eux de manière à reconstituer un faisceau de  $K_S^0$ . La position du régénérateur alterne avec les déversements du faisceau primaire. Ce régénérateur est partiellement actif, c'est-à-dire qu'il est équipé d'un ensemble de compteurs en scintillateur utilisés en veto pour réduire les contaminations dues aux diffusions inélastiques ; les désintégrations des kaons dans le régénérateur sont de ce fait également rejetées.

La détection du mode  $\pi^+\pi^-$  est principalement le fait d'un spectromètre magnétique, constitué d'un aimant et de quatre chambres à dérive dont la résolution est de  $100 \mu\text{m}$ . Ces chambres permettent de déterminer la position de la désintégration avec une résolution de  $15 \text{ cm}$  en moyenne. D'autre part, grâce au champ magnétique elles permettent de mesurer l'impulsion des

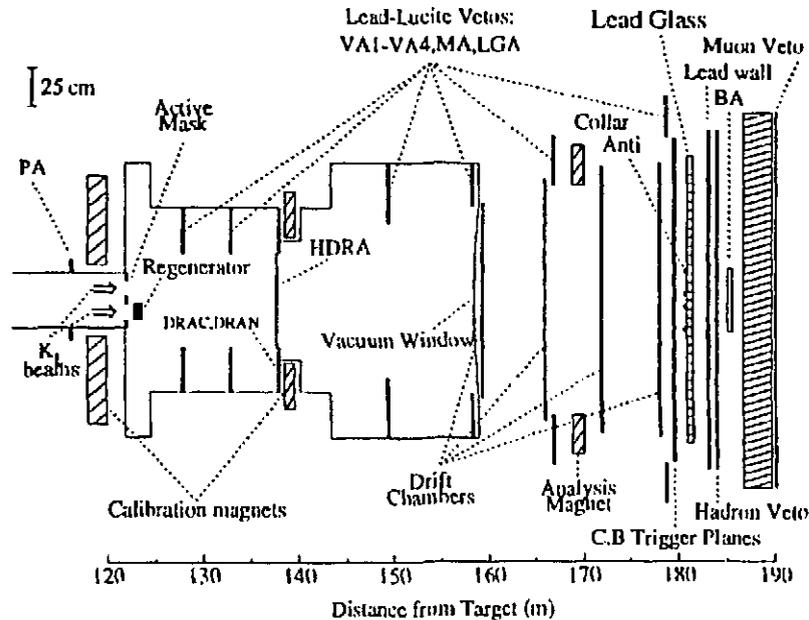


Figure 23.1: Les détecteurs de E731

traces et donc de reconstruire la cinématique de la désintégration. La résolution sur la masse invariante reconstruite est de  $3.5 \text{ MeV}$  (que nous pouvons comparer avec la quantité équivalente dans NA31, environ  $23 \text{ MeV}$ ), ce qui permet une réjection efficace des bruits de fond à trois corps. Enfin, une coupure sur le rapport  $E/p$  des traces permet une réjection efficace des traces électroniques, et donc du bruit de fond  $\pi e \nu$ . Les événements du bruit de fond  $\pi \mu \nu$  sont rejetés en ligne comme dans NA31. Par contre, les désintégrations du mode  $\pi e \nu$  ne sont pas l'objet de réjection dans le déclenchement pour ne pas biaiser les lots de  $\pi^+ \pi^-$ . Ces événements se sont révélés utiles, car ils ont permis la calibration du calorimètre électromagnétique et des vérifications de la compréhension des acceptances. Enfin, une coupure sur l'impulsion transverse des événements est appliquée. Elle réduit encore les bruits de fond semileptoniques résiduels. C'est la distribution de cette dernière variable (analogue au  $D_{\text{target}}$  de NA31) qui permet leur soustraction.

Les événements des modes  $\pi^0 \pi^0$  sont détectés essentiellement par un calorimètre électromagnétique constitué de 804 blocs de verre au plomb d'environ  $6 \text{ cm} \times 6 \text{ cm} \times 61 \text{ cm}$ , dont la lumière est envoyée à des tubes photomultiplicateurs. Ce calorimètre a une résolution en énergie de  $1.5\% + 5\%/\sqrt{E}$  pour les électrons. La résolution en position moyenne est de  $3.0 \text{ mm}$ . La calibration est effectuée pour des électrons et ensuite corrigée pour convenir pour les photons des modes  $\pi^0 \pi^0$ . L'échelle d'énergie est fixée en ajustant la position du régénérateur. Sa non-uniformité est plus importante que celle du calorimètre électromagnétique de NA31 ce qui amène aussi des corrections sur les réponses des tubes[30]. Un test effectué en 1985 utilisait activement un plan de conversion (une fine feuille de plomb suivie de scintillateurs) en demandant qu'au moins un photon se soit converti. Ceci permet de reconstruire précisément la position de la désintégration et son faisceau d'origine au prix d'une statistique réduite puisque la probabilité de conversion est faible[29]. Pour les données enregistrées en 1987-88 ce critère a été abandonné.

Mode	Nombres de candidats	Fraction des bruits soustraits
$K_L^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$	410000	5.0%
$K_S^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$	800000	2.6%
$K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$	327000	0.3%
$K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$	1061000	0.15%

Tableau 23.1: Nombres d'événements et fractions des bruits de fond dans les quatre lots entrant dans la mesure de  $\Re(\varepsilon'/\varepsilon)$  de E731.

A partir des positions et énergies des photons on détermine l'arrangement des photons deux à deux permettant de reconstruire avec les contraintes des masses invariantes la position de la désintégration. La masse invariante totale du système est ensuite reconstruite avec une résolution de  $3.5 \text{ MeV}$ . Les événements pour lesquels elle est proche de la masse nominale du  $K^0$  sont conservés. La position du centre de gravité des énergies des photons par rapport aux centres des faisceaux est utilisée pour rejeter les désintégrations des kaons diffusés à angle, et pour soustraire les bruits de fond résiduels de ces processus. Le bruit de fond résiduel de  $\pi^0\pi^0\pi^0$  est soustrait en utilisant la distribution de la masse invariante totale. Le bruit de fond des modes neutres est donc ici plus complexe que dans NA31, car provenant des deux sources mentionnées, le mode  $\pi^0\pi^0\pi^0$  (1.8% en  $K_L^0$ , .05% en  $K_S^0$ ) et les différentes composantes de kaons diffusés dans le régénérateur et le plan de conversion (3.4% en  $K_L^0$  et 2.6% en  $K_S^0$ ).

### 23.2.2 Analyse des résultats

Pour traiter les effets des accidentelles, des déclenchements équivalents à nos déclenchements aléatoires sont utilisés. Mais c'est l'effet de leur superposition avec des événements simulés qui est ici étudié, pour en tirer une correction. Les fractions d'événements perdus par mode sont de l'ordre de 2%. Ces pertes nettes sont symétriques pour les modes chargés, mais non pour les neutres[31]. La correction qui en résulte sur  $\Re(\varepsilon'/\varepsilon)$  est d'environ  $(.25 \pm .08) \cdot 10^{-3}$  (dans NA31 la correction équivalente, sur  $\Re(\varepsilon'/\varepsilon)$ , est  $-(.43 \pm .23) \cdot 10^{-3}$ ).

Pour des raisons d'acceptance du spectromètre, les deux modes n'ont pas la même zone fiducielle ; les longueurs de ces intervalles sont de  $27 \text{ m}$  pour le mode  $\pi^+\pi^-$  et  $52 \text{ m}$  pour le mode neutre. Les désintégrations chargées et neutres ont été enregistrées séparément pour une large fractions des données de E731, environ 80%. Pour cette fraction, le plan de conversion était en effet encore en place. Les 20% restant ont été enregistrés avec un dispositif un peu modifié, sans ce plan de conversion, qui permettait l'enregistrement des quatre modes simultanément[32]. Le tableau 23.1 résume les nombres d'événements et les bruits de fond soustraits dans chacune des quatre catégories. Pour déterminer  $\Re(\varepsilon'/\varepsilon)$ , une procédure un peu différente de la nôtre a été utilisée. Les événements sont répartis dans des boîtes suivant l'énergie du kaon. Les nombres totaux d'événements ainsi détectés, sur l'ensemble des zones fiducielles, étaient corrigés pour les acceptances. Celles-ci sont calculées par une simulation détaillée des différents processus entrant en compte (en particulier la régénération et l'absorption, ou les effets du plan de conversion placé dans le faisceau pour les neutres). Par rapport aux valeurs brutes, notons que la correction déduite de ces simulations s'élève jusqu'à 10% du résultat environ (dans le cas de NA31, la correction d'acceptance totale est de .55% seulement environ). Dans chaque boîte d'énergie les nombres d'événements, et les formes des distributions de la position du vertex, dépendent

Source	Incertitude systématique
Bruits de fond des chargés	.03 %
Fond de $\pi^0\pi^0\pi^0$	.06 %
Kaons diffusés (fond des $\pi^0\pi^0$ )	.15 %
Echelle d'énergie	.16 %
Acceptance	.12 %
Accidentelles	.11 %
Incertitude totale	.30 %

Tableau 23.2: Résumé des différentes contributions à l'incertitude systématique sur la mesure de  $\Re(\epsilon'/\epsilon)$  par E731.

de plusieurs paramètres (comme  $\Delta m$ ,  $\tau_s$ ,  $\Phi_{+-}$  et  $\Delta\Phi$ ) qui peuvent être ajustés ensemble ou séparément. Pour l'ajustement de  $\Re(\epsilon'/\epsilon)$ , les rapports entre les nombres d'événements de chaque faisceau dans chaque boîte d'énergie sont utilisés; la procédure consiste en la minimisation d'un  $\chi^2$  construit à partir des valeurs prédites et mesurées de ces rapports. Le résultat final de cet ajustement est [33]:

$$\Re(\epsilon'/\epsilon) = (.74 \pm 0.52 \pm .29) \cdot 10^{-3}$$

La première erreur est statistique, la seconde systématique. Les différentes contributions à celle-ci sont données dans le tableau 23.2.

### 23.3 Comparaison des deux résultats

Les mesures de  $\Re(\epsilon'/\epsilon)$  des deux collaborations sont donc :

$$\Re(\epsilon'/\epsilon)_{NA31} = (2.3 \pm 0.65) \cdot 10^{-3}$$

$$\Re(\epsilon'/\epsilon)_{E731} = (.74 \pm 0.59) \cdot 10^{-3}$$

Nous devons tout d'abord féliciter les différents expérimentateurs, en constatant que l'objectif commun d'une mesure de  $\Re(\epsilon'/\epsilon)$  à mieux que .1% est largement atteint. Rappelons aussi que si la mesure de NA31 est limitée systématiquement, celle de E731 l'est plutôt statistiquement. Ces deux valeurs sont marginalement compatibles: la probabilité qu'elles proviennent d'une valeur centrale commune (dans l'hypothèse d'une loi gaussienne) est d'environ 8%. La moyenne pondérée de ces valeurs est  $(1.44 \pm .44) \cdot 10^{-3}$ ; dans un tel cas toutefois la convention proposée par le PDG est d'augmenter l'erreur par un facteur égal à la racine du  $\chi^2$  de la moyenne, ici 1.8. La moyenne "mondiale" des valeurs de  $\Re(\epsilon'/\epsilon)$  est avec cette convention :

$$\Re(\epsilon'/\epsilon) = (1.50 \pm 0.80) \cdot 10^{-3}$$

Cette valeur est compatible avec les prédictions théoriques effectuées dans le cadre du modèle standard que nous avons mentionnées précédemment. Cependant elle n'indique pas un effet statistiquement très significatif (moins de deux déviations standard), et ne constitue donc pas un facteur décisif pour ou contre le modèle superfaible. Enfin, elle ne permet pas non plus de trancher en faveur de l'un ou l'autre des groupes de théoriciens. Elle favoriserait plutôt les valeurs les plus élevées calculées par Buras et al. ou Ciuchini et al. (qui correspondent à des

valeurs jugées assez improbables d'autres paramètres) ou les valeurs les plus faibles calculées par Paschos et al.. De même que du point de vue théorique, un affinement des mesures semble donc nécessaire pour trancher entre le modèle standard et le modèle superfaible par exemple. L'effort expérimental qui se poursuit dans cette optique est décrit dans la section suivante.

## 23.4 Mesures futures de $\Re(\varepsilon'/\varepsilon)$

Actuellement, une expérience dont  $\Re(\varepsilon'/\varepsilon)$  est l'un des objectifs est en cours de prise de données, il s'agit de *CPLEAR*. Les collaborations NA31 et E731 ont entrepris de construire de nouveaux appareillages pour atteindre une précision sur  $\Re(\varepsilon'/\varepsilon)$  améliorée d'un facteur 5 environ. Enfin,  $\Re(\varepsilon'/\varepsilon)$  est l'un des paramètres accessibles à *KLOE*, une expérience qui s'installera auprès de l'usine à  $\phi$  DAΦNE en cours de construction près de Frascati.

### 23.4.1 $\Re(\varepsilon'/\varepsilon)$ à *CPLEAR*?

L'expérience *CPLEAR* suit une méthode très différente de celles de NA31 ou E731. En effet, elle étudie les annihilations d'antiprotons de basse énergie vers les états  $K^+\pi^-\bar{K}^0$  et  $K^-\pi^+K^0$ . Ainsi, en identifiant le kaon chargé il est possible de déterminer la nature du kaon neutre. Il est alors possible de détecter simultanément et d'étudier les désintégrations du  $K^0$  et du  $\bar{K}^0$ , ce qui diffère des expériences déjà présentées qui étudient les désintégrations de  $K_L^0$  et de  $K_S^0$ . On peut montrer que l'asymétrie entre les taux de désintégrations de ces deux antiparticules vers un état final  $|f\rangle$  est donné en fonction du temps par :

$$A_f(t) = 2\Re\varepsilon - \frac{2|\eta_f| \exp \frac{1}{2}[(\gamma_S - \gamma_L)t] \cos(\Delta mt - \phi_{+-})}{1 + |\eta_f|^2 \exp[(\gamma_S - \gamma_L)t]}$$

Cette asymétrie est donc proportionnelle à  $|\eta_f|$  si  $t$  est assez petit (de l'ordre de quelques  $\tau_S$ ), alors que le rapport entre les taux de désintégrations du  $K_L^0$  et du  $K_S^0$  est proportionnel à  $|\eta_f|^2$ , qui lui est inférieur. La mesure de cette asymétrie pour différents états finals ( $\pi^+\pi^-$ ,  $\pi^0\pi^0$ ,  $\pi^+\pi^-\pi^0$ ,  $\pi^0\pi^0\pi^0$ , ...) est l'un des objectifs de l'expérience *CPLEAR*. On peut en effet en tirer des mesures de  $\eta_f$  et  $\Phi_f$  intéressantes en elles-mêmes.

Déduire des mesures de  $\eta_{+-}$  et  $\eta_{00}$  ainsi réalisées une détermination de  $\Re(\varepsilon'/\varepsilon)$  par la formule que nous utilisons ne serait pas optimal du point de vue systématique, car les incertitudes sur ces mesures seraient trop importantes et surtout indépendantes pour que le résultat soit significatif. La méthode proposée est de mesurer des asymétries intégrées  $I_f$ , entre les nombres totaux de désintégrations de  $K^0$  et  $\bar{K}^0$  observées dans un intervalle de temps propre assez grand. Pourvu que la borne supérieure de cet intervalle soit comprise entre  $15 \tau_S$  et  $\tau_L$ , cette quantité est indépendante. On peut enfin montrer que :

$$\frac{\Re\varepsilon'}{\Re\varepsilon} = \frac{1}{6} \left[ 1 - \frac{I_{00}}{I_{+-}} \right]$$

*CPLEAR* pourrait ainsi fournir une mesure de  $\Re(\varepsilon'/\varepsilon)$  indépendante des expériences sur cible fixe.

Pour mesurer précisément les asymétries mentionnées, il est nécessaire :

- de sélectionner efficacement les modes à étudier, qui sont rares : ils forment une fraction de l'ordre de  $10^{-3}$  du taux d'annihilation,
- d'accumuler une statistique suffisante, spécialement pour des grandes valeurs de  $t$  où les désintégrations sont plus rares,

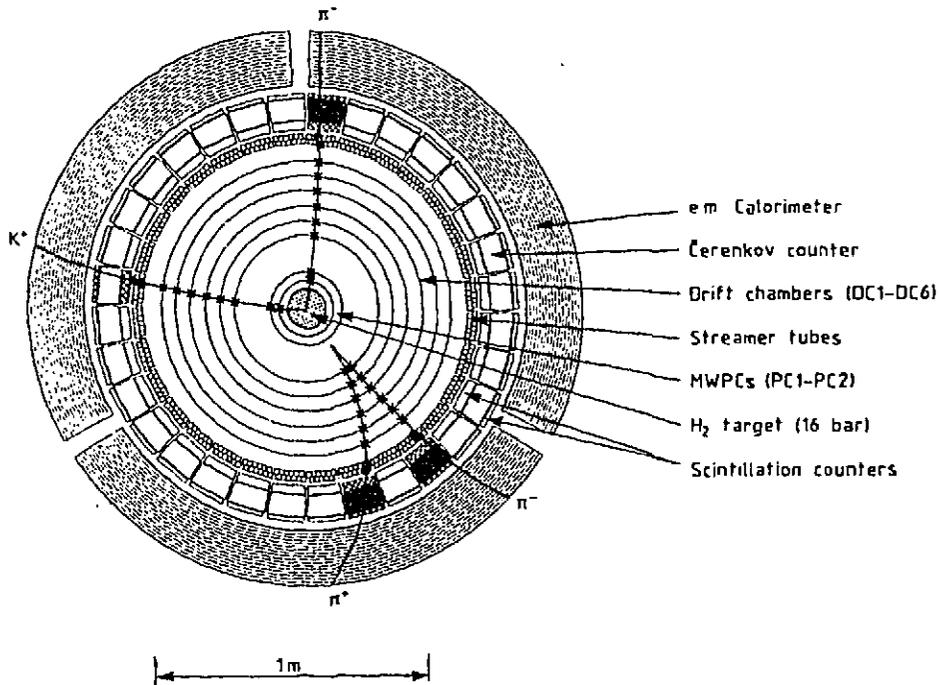


Figure 23.2: Les détecteurs de CPLEAR, avec un événement présentant une désintégration à grand temps de vie en deux pions.

- d'identifier le kaon chargé et de mesurer précisément le temps de vol du kaon neutre pour pouvoir reconstruire l'asymétrie.

Les détecteurs de CPLEAR sont indiqués sur la figure 23.2. Les antiprotons fournis par le LEAR s'annihilent dans une cible d'hydrogène gazeux, dont la faible densité minimise la régénération et permet les études jusqu'à des valeurs de temps propre très petites. Les détecteurs ont une symétrie cylindrique et sont plongés dans un champ magnétique, produit par l'ancien aimant de DM2. Les traces sont reconstruites par des chambres à fils (DC1-6 et PC1-2) dont les matériaux sont minimisés pour éviter la régénération, l'identification est permise par des compteurs Cerenkov, le tout étant entouré par un calorimètre électromagnétique. Pour permettre d'accumuler une statistique suffisante le taux d'annihilation doit être élevé (de l'ordre du MHz). Le déclenchement de cette expérience est complexe et comporte plusieurs étages, dont les décisions sont le fait de processeurs rapides.

La construction et l'équipement du détecteur, ainsi que des éléments du déclenchement (les processeurs rapides) ont été en retard par rapport aux prévisions initiales de prise de données. L'expérience a ainsi démarré en 1990 tout d'abord sans calorimètre, en n'analysant que le mode  $\pi^+\pi^-$ . Les résultats de ces premières mesures de l'asymétrie  $A_{+-}$  ont permis de déterminer les valeurs suivantes de  $\eta_{+-}$  et  $\Phi_{+-}$  (la première erreur est statistique, la seconde systématique) :

$$\eta_{+-} = (2.2 \pm .14 \pm .03) \cdot 10^{-3}$$

$$\Phi_{+-} = (42.3 \pm 4.4 \pm 0.4)^\circ$$

Le détecteur était opérationnel en totalité fin 1992, et la prise des données en cours se poursuivra jusque vers 1995. Des études ont toutefois estimé la précision sur la mesure de  $\Re(\epsilon'/\epsilon)$  dans *CLEAR* à environ  $1.5 \cdot 10^{-3}$ . Ceci limitera la portée de cette mesure quant à la légère controverse actuelle. Résoudre celle-ci est donc vraiment le but des expériences futures *NA48*, *E831* et *KLOE* présentées maintenant.

### 23.4.2 Le projet NA48

Il s'agit d'une émanation de la collaboration NA31 pour poursuivre l'effort expérimental de la mesure de  $\Re(\epsilon'/\epsilon)$  au CERN. Un examen des différentes sources d'erreurs sur le résultat de cette expérience montre qu'aboutir à une réduction substantielle de celle-ci n'est pas chose aisée. En effet, il s'agit tout d'abord d'être en mesure de collecter et d'analyser, dans un temps raisonnable dans les deux cas, une statistique 5 à 10 fois supérieure à celle de NA31, qui a été enregistrée en 3 ans. D'autre part, l'incertitude systématique est la somme de différentes contributions d'importances comparables qui doivent donc être l'objet d'améliorations. Les principales sources d'incertitude systématiques sur la mesure de  $\Re(\epsilon'/\epsilon)$  dans NA31 sont :

- Le bruit de fond du mode  $K_L^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ , provenant de  $\pi^0\pi^0\pi^0$ ,
- Les bruits de fond du mode  $K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ , essentiellement  $\pi e\nu$  et  $\pi^+\pi^-\pi^0$ ,
- Les effets des accidentelles, par leur différence entre  $K_L^0$  et en  $K_S^0$ ,
- La différence résiduelle d'échelle d'énergie entre les  $\pi^0\pi^0$  et les  $\pi^+\pi^-$ .

Ajoutons que les efficacités des diverses composantes devront également être sinon parfaites, du moins compatibles avec la précision envisagée.

Dans l'expérience NA48, les incertitudes sur les bruits de fond des modes  $\pi^+\pi^-$  et  $\pi^0\pi^0$  seront réduites principalement en réduisant leurs fractions résiduelles. Ceci sera obtenu d'une part en améliorant la résolution des détecteurs de l'expérience. D'autre part, plus spécifiquement pour le mode  $\pi^0\pi^0\pi^0$ , ce but sera également obtenu grâce au choix d'une zone de désintégration courte (environ 20 m), or dans NA31 nous avons vu que la fraction de ce bruit de fond augmente avec *ZVERTEX*. Pour espérer aboutir à une réduction de l'incertitude sur l'effet des accidentelles, un changement important par rapport à NA31 est à signaler : les quatre modes seront détectés simultanément, grâce à une ligne de faisceau produisant à la fois des  $K_L^0$  et des  $K_S^0$ , ces derniers étant identifiés à la production. Enfin les incertitudes liées à l'échelle d'énergie seront réduites d'une part grâce à une meilleure compatibilité des spectres de  $K_L^0$  et de  $K_S^0$  produits, et aussi à une méthode de pondération des  $K_L^0$ , permise entre autres par l'identification des  $K_S^0$ . Nous décrirons brièvement les faisceaux et les détecteurs de cette expérience, en insistant sur les différences par rapport à NA31.

#### 23.4.2.a Les faisceaux

Une des grandes originalités de NA48 est la ligne de faisceau, indiquée sur la figure 23.3. Son objectif est d'obtenir des faisceaux de  $K_L^0$  et de  $K_S^0$  presque colinéaires au niveau des détecteurs. L'un des problèmes dans E731, résultant du choix des faisceaux, est la composante de kaons diffusés à angle dans le régénérateur, qui contamine à la fois les  $K_L^0$  et les  $K_S^0$ . C'est pourquoi NA48 a choisi une ligne de faisceau sans régénérateur. Pour offrir une exposition aux détecteurs aussi semblable que possible aux  $K_L^0$  et aux  $K_S^0$ , il est nécessaire de disposer les faisceaux de manière convergente vers les détecteurs. Ainsi, les collimateurs spécifiques aux faisceaux de  $K_L^0$  et de  $K_S^0$  leur donnent les divergences nécessaires (mais différentes); et dans le faisceau

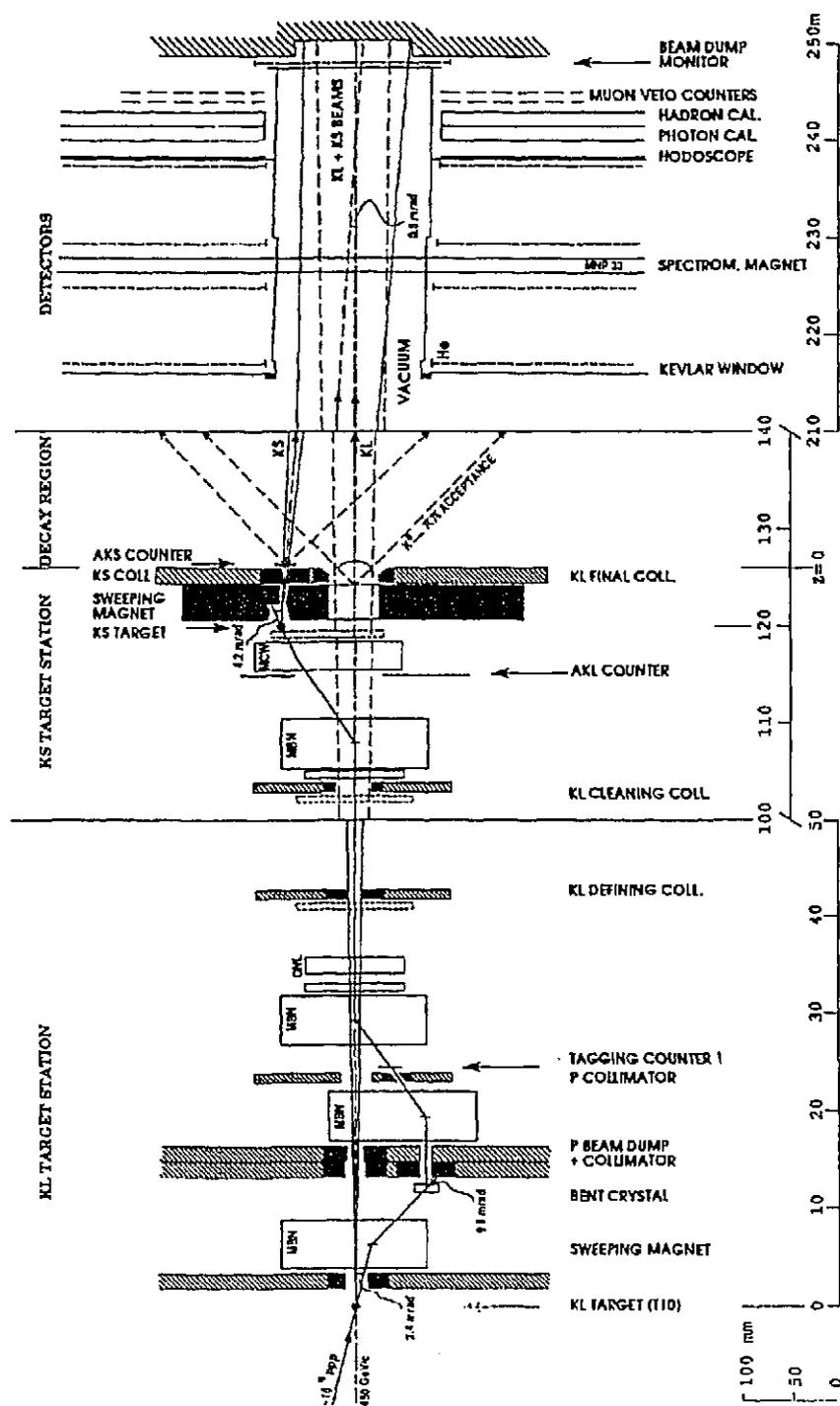


Figure 23.3: Les faisceaux de NA48

de  $K_S^0$  il est possible de disposer un anticompteur qui définit le début de la zone fiducielle et permettra de fixer l'échelle d'énergie neutre.

Les  $K_L^0$  seront produits par un faisceau primaire intense sur une cible située à environ 240 m des calorimètres. Un cristal courbé prélèvera par canalisation une faible part des protons primaires émergeant de cette cible, le reste étant absorbé. Ce faisceau de protons après avoir été collimé, est ramené magnétiquement vers le faisceau neutre. A environ 110 m des détecteurs, le faisceau de proton est à nouveau dévié magnétiquement, passe dans un compteur et heurte une autre cible d'où émergeront les  $K_S^0$ . Des tests de l'extraction avec un cristal ont été réalisés, avec des résultats très satisfaisants, et la ligne de faisceau entière est en cours de construction et de tests.

C'est la coïncidence temporelle du compteur placé dans le faisceau des protons et des détecteurs de l'expérience, dans une fenêtre de 1 ns, qui signera les événements considérés comme  $K_S^0$ ; les autres seront étiquetés comme  $K_L^0$ . Toute inefficacité des compteurs se traduira donc comme une mauvaise identification de  $K_S^0$  comme  $K_L^0$ ; les transitions dans l'autre sens (de  $K_L^0$  en  $K_S^0$ ) pourraient résulter d'impacts accidentels dans les compteurs. Il sera important de minimiser et de contrôler ces deux phénomènes. Les tests réalisés montrent que la résolution temporelle, la compatibilité avec les taux d'opérations élevés et l'alignement avec le faisceau nécessaires sont réalisés de manière satisfaisante.

#### 23.4.2.b Les détecteurs pour les $\pi^0\pi^0$

Par rapport aux performances obtenues avec le calorimètre à argon liquide dans NA31, les objectifs visés sont une amélioration des résolutions en énergie et en position, la possibilité d'enregistrer les événements avec un taux élevé (de l'ordre du MHz) et également une résolution en temps des signaux meilleure que 1 ns, nécessaire pour le système d'étiquetage des  $K_S^0$ . Pour atteindre ces objectifs, la collaboration s'est tournée vers un calorimètre à krypton liquide, avec une lecture en tours longitudinales. Le krypton liquide est un milieu ionisable, comme l'argon liquide, mais de plus son  $Z$  élevé permet de se passer de convertisseur. Il permet donc de concevoir un calorimètre compact et homogène, qui minimise les fluctuations dues à l'échantillonnage. Le calorimètre de NA48 sera équipé d'électrodes formant des tours longitudinales, de 2cm x 2cm. Cette fine granularité lui assurera une bonne résolution en position, et également une bonne capacité à séparer des photons proches. Enfin, elle permettra un taux d'événements important. Ces électrodes sont constituées de bandelettes métalliques, qui zig-zagent longitudinalement, maintenues en place mécaniquement et présentant une faible capacité ce qui permettra un signal rapide. Notons d'autre part que cette structure est modulaire, ce qui a permis de la tester sur des prototypes de plus faible taille que le calorimètre final et qui facilitera sa construction. Les préamplificateurs seront conservés dans le cryostat pour minimiser le bruit. L'électronique utilise un schéma développé pour les expériences sur LHC, qui répond également à la nécessité d'un appareillage rapide. Les tests des prototypes qui ont eu lieu jusqu'à maintenant ont démontré que les performances sont à un niveau compatible avec ce qui est attendu: la résolution en énergie (préliminaire) est  $\sigma/E = 3.5\%/\sqrt{E} + 42\text{MeV}/E + 1\%$ , la résolution en position est  $\sigma = 4.5\text{mm}/E + .3\text{mm}$  et la résolution en temps est meilleure que .6ns. D'autre part, le comportement du prototype reproduit bien les caractéristiques attendues d'une simulation. Pour maintenir ces performances sur une plus grande échelle, il sera essentiel de contrôler précisément des paramètres comme la pureté et la température du krypton, la position des électrodes ...

### 23.4.2.c Les détecteurs des $\pi^+\pi^-$

Il s'agit d'un spectromètre magnétique constitué de quatre chambres à fils et d'un aimant. Un calorimètre hadronique est également utilisé, entre autres pour le déclenchement. Il s'agit d'une récupération du calorimètre hadronique de NA31. De même les événements du mode  $\pi\mu\nu$  sont rejetés en ligne au moyen des plans de scintillateurs déjà utilisés dans NA31. Les chambres sont en cours de construction ; les tests de prototypes ont montré que la résolution était meilleur que les  $100\mu m$  escomptés. La résolution attendue sur la masse invariante de la paire de pion sera d'environ  $3MeV$ . De plus, avec ses calorimètres, l'expérience peut envisager de rejeter encore plus les électrons en étudiant le rapport  $p/E$  entre l'impulsion mesurée par le spectromètre et l'énergie calorimétrique.

### 23.4.2.d Le déclenchement et l'acquisition

Le taux d'événements nécessaire à l'accumulation d'une statistique importante implique que la chaîne de déclenchement et d'acquisition soit capable de les gérer avec un minimum de temps mort. Le déclenchement sera comme celui de NA31 divisé en plusieurs niveaux, et utilisera des hodoscopes, des anneaux d'anticompteurs pour rejeter les événements avec des photons hors acceptance, et le HAC de NA31 en plus des détecteurs principaux. L'acquisition est prévue avec une architecture comportant 10 transputers travaillant en parallèle. Comme dans NA31 un filtre pourra être utilisé à ce niveau.

### 23.4.2.e L'analyse

Pour réduire la sensibilité aux différences d'échelle d'énergie des  $\pi^+\pi^-$  et des  $\pi^0\pi^0$ , nous avons mentionné qu'il convient de rendre les distributions de  $Z_{vertex}$  des deux faisceaux aussi semblables que possible. Pour NA48, il est prévu de tirer partie de la connaissance de la nature de la désintégration ( $K_L^0$  ou  $K_S^0$ ) grâce à l'étiquetage. Les désintégrations de  $K_L^0$  seront pondérées par les rapports des distributions attendues des  $K_S^0$  et des  $K_L^0$  (lesquelles sont fonction de l'énergie). Cette procédure restreint l'étude à un intervalle égal par exemple à deux fois la longueur propre du  $K_S^0$  où les poids ne sont pas trop petits (ils décroissent exponentiellement avec  $Z_{vertex}$ ). Elle permet d'être moins sensible à la connaissance précise de l'acceptance, aux incertitudes d'échelles d'énergie et aux non-linéarités des calorimètres. Mais d'autre part elle augmente l'incertitude statistique d'environ 15% et demande une bonne compréhension des distributions de  $Z_{vertex}$ , en particulier du fait des effets de résolution différents dans les  $\pi^+\pi^-$  et les  $\pi^0\pi^0$ .

### 23.4.2.f Présent et futur de NA48

Actuellement, plusieurs des composantes de NA48 sont donc en cours de construction ou de tests (calorimètre à krypton, chambres à fils, déclenchement), et la ligne de faisceau s'installe. Le démarrage de l'expérience est prévu en plusieurs phases. En 1995, les premières données devraient être enregistrées avec le spectromètre (avec 3 chambres équipées). Cette période devrait permettre l'installation du déclenchement chargé et de l'acquisition. Le calorimètre à krypton devrait être opérationnel à la fin de l'année suivante (1996), de même que le déclenchement neutre. Les premières données à haute statistique pourraient suivre l'année suivante, pour deux ou trois ans.

### 23.4.3 Le projet E832

Contrairement à NA31, la mesure de  $\Re(\epsilon'/\epsilon)$  par E731 n'était pas limitée par l'erreur systématique. Les modifications de cette expérience[37] sont donc moins drastiques que celles que nous pouvons constater en comparant NA31 et NA48. Elles sont toutefois importantes et délicates, comme le demande l'objectif d'une erreur de l'ordre de .02% sur  $\Re(\epsilon'/\epsilon)$ . La contribution principale à l'incertitude systématique de cette mesure provient de l'échelle d'énergie des  $\pi^0\pi^0$ . Pour la réduire la collaboration a décidé d'utiliser un calorimètre constitué de blocs CsI, deux fois plus finement segmenté que celui de E731. Ce scintillateur devrait permettre d'atteindre une résolution de l'ordre de  $1\%/\sqrt{E}$ . Ces performances intrinsèquement meilleures que celles du calorimètre électromagnétique de NA48 ne doivent pas faire oublier la calibration délicate de ce matériau ainsi que sa dégradation due aux rayonnements. Avec la granularité plus fine, qui permettra de mieux séparer les photons proches, et également une meilleure couverture des anticompteurs rejetant les photons hors acceptance, la fraction du bruit de fond de  $\pi^0\pi^0\pi^0$  devrait être réduite environ d'un facteur 10. L'autre composante importante de l'incertitude systématique dans E731 provient des kaons diffusés à angle dans le régénérateur, produisant des bruits de fond dans les deux faisceaux. Il est prévu d'utiliser un régénérateur complètement actif car constitué de scintillateur plastique. Ce type de régénérateur a été utilisés avec succès par ce groupe dans une expérience ultérieure à E731 (E773). Le bruit de fond des kaons régénérés à angle devrait ainsi être réduit d'un facteur 10. Enfin, pour réduire encore la fraction résiduelle du bruit de fond semileptonique, un détecteur de rayonnement de transition sera ajouté, pour être entre autres utilisé dans le déclenchement. L'expérience espère pouvoir démarrer la prise des données dès 1996.

### 23.4.4 Mesures de $\Re(\epsilon'/\epsilon)$ à *KLOE*

DAΦNE est un collisionneur  $e^+e^-$  optimisé pour produire des mésons  $\Phi$  (de masse invariante égale à  $1.019\text{ GeV}$  et de nombres quantiques  $J^{PC} = 1^{--}$ ), installé à Frascati et dont le démarrage est prévu pour la fin de 1996. Sa luminosité sera d'environ  $10^{33}\text{ cm}^{-2}\text{ s}^{-1}$ , ce qui se traduira par environ 50 milliards de  $\Phi$  produits dans une "année" (i.e.  $10^7\text{ s}$ ). Les modes de désintégration du méson  $\Phi$  comprennent majoritairement les désintégrations en une paire de mésons  $K$ , chargés (rapport d'embranchement du mode  $\Phi \rightarrow K^+K^-$ : 49%) ou neutres (rapport d'embranchement du mode  $\Phi \rightarrow K_S K_L$ : 34%). Parmi les autres produits peuvent figurer des mésons  $\rho$ ,  $\eta$  et  $\eta'$ . Les désintégrations de  $\Phi$  au repos peuvent donc produire des paires de kaons neutres colinéaires, d'impulsion ( $110\text{ MeV}/c$ ) et de nombres quantiques déterminés. L'observation de l'un des kaons implique donc l'existence de l'autre et détermine son état quantique: il s'agit donc (un peu comme dans *CLEAR*) d'un étiquetage.

La mesure de  $\Re(\epsilon'/\epsilon)$  avec une précision de l'ordre de .01% est un des objectifs majeurs de *KLOE*[38]. Plusieurs méthodes sont envisagées. Il est possible de mesurer, comme pour NA31 ou E731, le rapport  $\mathcal{R}$ . Pour cette expérience, la longueur de vol des  $K_L^0$  vaut environ  $350\text{ cm}$ , celle des  $K_S^0$   $.6\text{ cm}$ . La géométrie des détecteurs indiqués sur la figure 23.4 est cylindrique, comme la plupart des détecteurs sur un collisionneur. Pour mesurer  $\mathcal{R}$ , le principe est de compter les désintégrations dans les deux modes de kaons dont la nature aura été déterminée par étiquetage[39]. Pour étiqueter un  $K_L^0$ , on demandera d'observer une désintégration en 2 pions chargés suffisamment proche du point d'interaction (à l'intérieur du tube à vide, soit moins de  $8\text{ cm}$  typiquement). Pour un  $K_S^0$ , on sélectionnera les événements où une désintégration semileptonique ou en  $\pi^+\pi^-\pi^0$  sera reconstruite dans une zone fiducielle située entre 30 et  $150\text{ cm}$  du faisceau. Ces zones définissent également les zones fiducielles des désintégrations qui seront comptées. Si la zone fiducielle des  $K_S^0$  est suffisamment étendue devant leur longueur de vol,



indépendantes permettront donc de mesurer  $\Re(\varepsilon'/\varepsilon)$  à *KLOE*. La précision statistique attendue sur  $\Re(\varepsilon'/\varepsilon)$  est inférieure mais du même ordre pour la seconde méthode que pour la méthode du rapport. Notons que les facteurs statistiques paraissent dominants, en particulier du fait des dimensions du détecteur (environ 20% seulement des désintégrations de  $K_L^0$  ont lieu dans la zone fiducielle). C'est pourquoi ces mesures nécessitent une luminosité élevée, et donc un taux impressionnant d'événements à enregistrer.

Il sera donc nécessaire de reconstruire aussi précisément que possible les désintégrations en deux pions chargés et en 4 photons dans une zone étendue et contenant le moins possible de matière. En particulier la mesure de la distance de vol des kaons est cruciale pour les mesures des paramètres de la violation de *CP*. Il est aussi nécessaire de pouvoir rejeter les bruits de fond semi-leptonique ou de  $\pi^+\pi^-\pi^0$ . Pour répondre à ces objectifs la collaboration a choisi de construire un appareillage cylindrique, avec un détecteur de traces, un calorimètre et un aimant supraconducteur. Le détecteur de traces est constitué d'une chambre à dérive ainsi que d'un détecteur de vertex constitué d'une chambre à pailles pour les petits rayons. La chambre à dérive cylindrique (2m de rayon et 3.5m de long) sera remplis d'hélium. Les cellules seront rectangulaires, de  $2 \times 2\text{cm}^2$ . La résolution attendue sera de l'ordre de  $200\mu\text{m}$  dans le plan  $(r, \phi)$ , 4mm en  $z$ , et  $.3\%/p_T$  sur l'impulsion transverse. Le calorimètre doit apporter une bonne résolution aussi bien en énergie qu'en position et en temps d'arrivée pour les photons. C'est en effet la mesure des temps des photons qui fournira la mesure de la longueur de vol du kaon. Il s'agit donc de la partie cruciale de l'expérience. Il s'agira d'un calorimètre fait de fines couches de plomb et de fibres scintillantes (.5mm et 1mm respectivement). L'utilisation des fibres est en effet un facteur important pour aboutir à la résolution en temps voulue. Un prototype a été construit et testé dans des faisceaux de photons, d'électrons et de pions[40]. Les résultats de ces tests ont montré que le calorimètre est linéaire entre 20 et 250 MeV. La résolution en énergie est d'environ  $4.4\%/\sqrt{E(\text{GeV})}$ , la résolution en temps  $343\text{ps}/\sqrt{E(\text{GeV})}$ , et la résolution en position  $.6\text{cm}/\sqrt{E(\text{GeV})}$ . Toutes ces valeurs sont conformes aux nécessités de l'expérience.

Les échelles de temps sont comparables aux autres expériences. La construction du collisionneur est commencée; l'injecteur est prêt. *DAΦNE* sera opérationnel à la mi-1996. Pour ce qui est de *KLOE*, la production des modules du calorimètre devrait commencer en 1994 et être terminée en 1995 pour le tonneau (début 1996 pour les bouchons). Le tissage de la chambre commencera début 1995. L'ensemble pourrait être opérationnel fin 1996; la prise des données devrait durer quelques années.

## 23.5 Conclusions

Il paraît vraisemblable que d'ici une dizaine d'années plusieurs mesures précises à environ .01% de  $\Re(\varepsilon'/\varepsilon)$  seront disponibles, obtenues par des méthodes relativement indépendantes (en particulier si  $\Re(\varepsilon'/\varepsilon)$  est mesuré à *KLOE*). Le désaccord (si désaccord il y a) entre NA31 et E731 devrait donc être résolu. Il sera toutefois difficile de tirer des conclusions fermes à partir de ces mesures seules quant aux paramètres de la matrice CKM ou au modèle superfaible. Durant le même intervalle, il est aussi possible que des informations sur la violation de *CP* soient apportées par d'autres domaines de la physique des particules. Il est également possible que l'étude d'autres modes de désintégrations des kaons aura apporté d'autres informations sur la nature de la violation de *CP*. De cet ensemble d'informations, de fort intéressantes conclusions pourraient être tirées. Nous examinons brièvement dans le prochain chapitre quelques uns des domaines d'où ces nouvelles lumières pourraient venir.

## Chapitre 24

# Autres “laboratoires” d’étude de la violation de $CP$

Si l’estimation théorique ou la mesure expérimentale de  $\Re(\epsilon'/\epsilon)$  constituent une part importante des activités liées à la violation de  $CP$ , elles n’en sont pas la totalité. Nous essaierons ici de donner un aperçu de ces autres aspects.

### 24.1 Mésons K

En plus des désintégrations en deux pions, la violation de  $CP$  peut être étudiée dans d’autres canaux de désintégration des mésons K. Elle a été aussi observée dans les désintégrations semi-leptoniques, depuis plus de 20 ans. Plusieurs autres modes ont ou pourront permettre un jour son étude.

#### 24.1.1 Mode $K_{L,S} \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$

Récemment, la collaboration E731 a présenté une mesure de ce phénomène avec les modes radiatifs  $K_{L,S} \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$ [41]. L’émission du photon peut résulter de deux processus, (1) une radiation dans l’état final ou (2) une émission directe. Le premier processus est une variante des désintégrations en deux pions, et peut être traité de même. Par contre, pour le second, la situation est inversée: il est interdit pour le  $K_S^0$  mais permise pour le  $K_L^0$ . Les spectres des photons différents de ces deux composantes ont permis de les séparer et de mesurer  $\eta_{+-\gamma}$  (l’analogie de  $\eta_{+-}$ ):

$$|\eta_{+-\gamma}| = (2.15 \pm .26 \pm .20) \cdot 10^{-3}$$

$$\Phi_{+-\gamma} = (72 \pm 23 \pm 11)^\circ$$

Ceci constitue donc une nouvelle observation de la violation (indirecte) de  $CP$ .

#### 24.1.2 Modes $K_{L,S} \rightarrow 3\pi$

La situation est parallèle à celle des modes en deux pions, mais ici c’est dans les désintégrations du  $K_S^0$  qu’il faut chercher les modes violant  $CP$ . Le mode  $K_S \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  comporte toutefois une composante permise, d’isospin 2, si les pions sont dans l’état p: ce processus est de ce fait supposé être fortement supprimé cinématiquement. Par contre, le mode  $K_S \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0$  est totalement interdit par  $CP$ . Comme pour les modes en deux pions, la violation indirecte a son origine dans le mélange; la violation directe pourrait être relativement plus importante que pour

les modes en deux pions (elle n'est plus supprimée par la règle  $\Delta I = 1/2$ ): l'ordre de grandeur attendu est 1%[42].

Expérimentalement, les perspectives sont difficiles, surtout du fait de la présence des bruits de fond des modes en trois pions du  $K_S^0$  que sont les mêmes modes pour le  $K_L^0$ . Pour contourner ce problème, une solution est d'étudier les interférences des amplitudes de désintégrations des  $K^0$  des  $\bar{K}^0$ , ce qui est possible avec  $CPLEAR$ . Une expérience à Fermilab, E621[43], étudie les interférences entre un faisceau de  $K_L^0$  et un faisceau de  $K_S^0$ . Dans ce cas, on peut montrer que les composantes permises pour le mode  $\pi^+\pi^-\pi^0$  n'influent pas. Une autre possibilité est de disposer d'un faisceau de  $K_S^0$  purs, ce qui sera possible avec  $KLOE$ . Pour ce dernier cas, il ne sera pas possible de distinguer les composantes permises et interdites du mode chargé. Les résultats préliminaires de  $CPLEAR$  et E621 concernent essentiellement les modes chargés[43, 44]. Dans le futur, ces analyses devraient s'affiner; les précisions attendues sur  $\eta_{+-0}$  sont d'environ  $6 \cdot 10^{-4}$ . Le mode neutre présentera plus de difficultés, du fait surtout de l'état final complexe, à 12 photons dans les expériences comme  $CPLEAR$ . A  $KLOE$ , quelques dizaines d'événements sont attendus par an. Il pourraient permettre de mesurer  $\eta_{000}$  mais par contre, la distinction entre violation directe et indirecte semble difficile.

### 24.1.3 Modes $K^\pm \rightarrow 3\pi$

Les désintégrations des kaons chargés en trois pions peuvent permettre de mesurer des observables signalant la violation directe de  $CP$ . C'est le cas de l'asymétrie :

$$\Delta\Gamma = \frac{\Gamma(K^+ \rightarrow \pi^+\pi^+\pi^-) - \Gamma(K^- \rightarrow \pi^-\pi^-\pi^+)}{\Gamma(K^+ \rightarrow \pi^+\pi^+\pi^-) + \Gamma(K^- \rightarrow \pi^-\pi^-\pi^+)}$$

et de l'asymétrie correspondante  $\Delta g$  construite avec le paramètre  $g$  du diagramme de Dalitz. Leurs estimations dans le Modèle Standard sont de l'ordre ou inférieures à  $10^{-6}$  et  $10^{-4}$  respectivement.

Des efforts expérimentaux pour mesurer ces paramètres vont être entrepris. La collaboration NA48 se propose de modifier sa ligne de faisceau pour étudier les kaons chargés, et mesurer  $\Delta g$ . Avec quelques centaines de millions de désintégrations en un an, une précision de  $5 \cdot 10^{-4}$  pourrait être atteinte. Avec  $KLOE$ , en utilisant le mode  $\Phi \rightarrow K^+K^-$ , il sera possible de mesurer ces deux paramètres, avec une précision d'environ  $5 \cdot 10^{-5}$  et  $5 \cdot 10^{-4}$  respectivement. Enfin, l'expérience E865 à Brookhaven envisage aussi de procéder à cette mesure.

### 24.1.4 Modes $K_{L,S} \rightarrow \gamma\gamma$

L'état final de ce mode se décompose en deux états propres de  $CP$  suivant les polarisations des photons. Les modes en deux photons sont rares, mais la contribution relative de la violation directe y serait plus importante que pour les modes en deux pions. Expérimentalement, la situation semble sans espoir, du fait de la difficulté de la détermination de la valeur de  $CP$  de l'état final. A  $CPLEAR$  l'étude des interférences entre les amplitudes de désintégration en deux photons des  $K^0$  et  $\bar{K}^0$  pourrait permettre une mesure dans ce canal. Malheureusement, elle nécessiterait une statistique hors d'atteinte de cette expérience[34].

### 24.1.5 Modes $K_L \rightarrow \mu^+\mu^-$

Ici, il s'agit de la mesure de la polarisation longitudinale d'un des muons dans l'état final de ce mode rare (rapport d'embranchement de l'ordre de  $10^{-8}$ ) qui serait une mesure de la violation de  $CP$ . Ce processus comporte un état intermédiaire à deux photons. Des interférences entre

les amplitudes de désintégrations vers les états propres de  $CP$  des deux photons induiraient la polarisation mentionnée. Les estimations actuelles de celle-ci sont d'environ  $10^{-3}$ [45]; Elles paraissent actuellement encore hors d'atteinte. Cette mesure pourrait donc surtout être utile pour tester une source non-standard de la violation de  $CP$ .

### 24.1.6 Mode $K_L \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$

Ce mode rare du  $K_L^0$  est un des plus prometteurs pour une mesure dans un futur relativement proche de la violation directe de  $CP$ . En effet, l'amplitude de désintégration dans ce mode se décompose en trois contributions dont l'une conserve  $CP$ , la seconde correspond à la violation indirecte et la troisième à la violation directe. La première résulte de la désintégration de la composante suivant  $K_2$  du  $K_L^0$ , via l'état intermédiaire  $\pi^0 \gamma \gamma$ . Sa contribution dominante à la largeur de désintégration provient de l'amplitude vers une paire de photons d'hélicité 2. Elle est proportionnelle au paramètre  $a_\nu$  caractérisant la désintégration  $K_L \rightarrow \pi^0 \gamma \gamma$ , qui a été étudiée pour la première fois par NA31[21, 46]. Cette contribution ne pourra être connue précisément que quand ce paramètre sera mesuré précisément, mais les limites actuelles sur  $a_\nu$  montrent qu'elle devrait être inférieure à  $10^{-12}$ . La composante violant indirectement  $CP$  provient de la désintégration de la composante suivant  $K_1$  du  $K_L^0$ . Sa contribution est donc supprimée par un facteur  $|\epsilon|$ ; elle est estimée à environ  $6 \cdot 10^{-12}$ . Enfin la composante qui viole directement  $CP$  correspond aux transitions suivant des diagrammes semblables à ceux de la violation de  $CP$  dans les modes en deux pions, pingouins et en boîtes, où une ligne de quark est remplacée par un électron. Sa contribution est estimée dans le cadre du modèle standard à environ  $(2 - 4)10^{-12}$ . La largeur de ce mode est donc dominée par les contributions violant  $CP$  ce qui explique le grand intérêt expérimental qu'il suscite. Deux groupes principalement ont pour but d'obtenir une sensibilité à ce mode suffisante pour sa détection : un groupe à KEK (expérience KEK-162)[47] et un groupe à Fermilab (expérience E799)[48], qui est une évolution de l'expérience E731. Les estimations des bruits de fond ont montré que la source principale provient du mode de Dalitz radiatif (dit de Greenlee)  $K_L \rightarrow e^+ e^- \gamma \gamma$ [48]. La résolution la meilleure possible sur la masse des deux photons est nécessaire; E799 utilisera d'ailleurs à cet effet le même calorimètre en cristaux de CsI que E831.

### 24.1.7 Mode $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$

Ce mode de désintégration viole directement  $CP$ : la contribution conservant  $CP$  demande l'échange de deux bosons  $Z^0$  et est donc négligeable; la partie violant indirectement  $CP$  est estimée inférieure à environ  $10^{-14}$  et la partie violant directement  $CP$  est estimée à environ  $2 \cdot 10^{-11}$ . Sur le plan expérimental la signature de ce mode le rend difficile à mettre en évidence. Un bruit de fond potentiel est par exemple le mode  $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$ , qu'il faut réduire d'un facteur  $10^8$ . E799 pourrait être sensible à ce mode (en utilisant les désintégrations de Dalitz du pion) à un niveau d'environ  $10^{-8}$ .

## 24.2 Mésons beaux

Le secteur des mésons beaux est le cadre tant sur le plan théorique qu'expérimental d'une activité consacrée à la violation de  $CP$  comparable à celle que nous avons présentée dans le secteur des kaons (le lecteur intéressé trouvera une description complète de ce domaine dans les références indiquées en [49]).

### 24.2.1 Intérêts des mésons beaux

La raison principale de l'intérêt pour ce secteur est le fait que d'après les prédictions du Modèle Standard, la violation de  $CP$  y serait importante, contrairement aux kaons où la violation de  $CP$  est généralement supprimée (par exemple  $|\varepsilon| \approx .22\%$ ). Le formalisme décrivant la propagation des mésons neutres est parallèle à celui décrivant le même phénomène pour les kaons neutres. Considérons la matrice de Cabbibo-Kobayashi-Maskawa, dans la paramétrisation de Wolfenstein. D'après le diagramme en boîte responsable du mélange entre  $K^0$  et  $\bar{K}^0$  la partie réelle de l'amplitude de transition est proportionnelle à  $\lambda^2$  alors que sa partie imaginaire est proportionnelle à  $A^2\lambda^6\text{Im}\zeta$ . Le paramètre  $\varepsilon$  est proportionnel à leur rapport et donc à  $A^2\lambda^4$ . Dans le cas des mésons  $B^0$ , le mélange est décrit par un diagramme analogue, mais ses parties réelles et imaginaires sont toutes deux d'ordre  $\lambda^6$ . La violation de  $CP$  dans le mélange est donc beaucoup moins supprimée, par un facteur  $\lambda^{-4} \approx 10^2$ , dans le système des mésons  $B^0$  que dans celui des  $K^0$ . Cependant cet aspect positif a une contrepartie qui peut être constatée d'ores et déjà. En effet, du point de vue des coefficients de la matrice CKM, les désintégrations des mésons beaux où la violation de  $CP$  peut se manifester sont supprimées par rapport à leurs analogues du secteur des kaons (les diagrammes en boîtes par exemple sont d'ordre  $\lambda^2$  pour les kaons et  $\lambda^6$  pour les mésons beaux). Dans ce secteur des asymétries importantes sont attendues (dans le Modèle Standard) dans des canaux dont le rapport d'embranchement est faible.

Revenons aux coefficients de la matrice CKM. Celle-ci est unitaire, ce qui implique qu'il existe des relations algébriques entre ces coefficients. En particulier, nous pouvons écrire en utilisant les paramètres intervenant dans les désintégrations du quark  $b$ :

$$U_{ud}U_{ub}^* + U_{cd}U_{cb}^* + U_{td}U_{tb}^* = 0$$

Si nous examinons la paramétrisation de Wolfenstein, nous voyons qu'au premier ordre en  $\lambda$  cette relation peut être réécrite sous la forme:

$$U_{ub}^* - A\lambda^3 + U_{td} = 0$$

Dans le plan complexe cette relation définit un triangle, appelé le triangle d'unitarité, et que nous avons représenté sur la figure 24.1. D'après la paramétrisation utilisée nous pouvons noter que les longueurs de ses côtés sont du même ordre en  $\lambda$ . La violation de  $CP$  se manifeste si ce triangle n'est pas dégénéré; en d'autres termes les angles de ce triangle sont des mesures de la violation de  $CP$ . Dans le système des mésons beaux les trois angles sont donc substantiels. La situation est différente dans le secteur des kaons. Pour les coefficients entrant dans les désintégrations du quark  $s$  la relation d'unitarité s'écrit en effet:

$$U_{ud}U_{us}^* + U_{cd}U_{cs}^* + U_{td}U_{ts}^* = 0$$

Ici deux côtés du triangle sont d'ordre  $\lambda$  et le dernier d'ordre  $\lambda^5$ ; en d'autres termes un des angles est proche de 0. Les désintégrations du quark  $b$  offrent donc un choix plus riche de paramètres à mesurer. On peut également constater en examinant les autres relations d'unitarité qu'elles sont uniques de ce point de vue.

Comme dans le cas des désintégrations des kaons, la violation de  $CP$  peut se manifester de deux manières, soit indirectement dans le mélange ici entre  $B^0$  et  $\bar{B}^0$ , soit directement dans leurs amplitudes de désintégration. Les désintégrations des mésons beaux neutres sont donc le cadre idéal pour étudier ces deux aspects. La violation directe peut d'autre part être la source d'une différence entre les taux de désintégrations d'un méson beau chargé vers un état final donné et de son antiparticule vers l'état final conjugué.

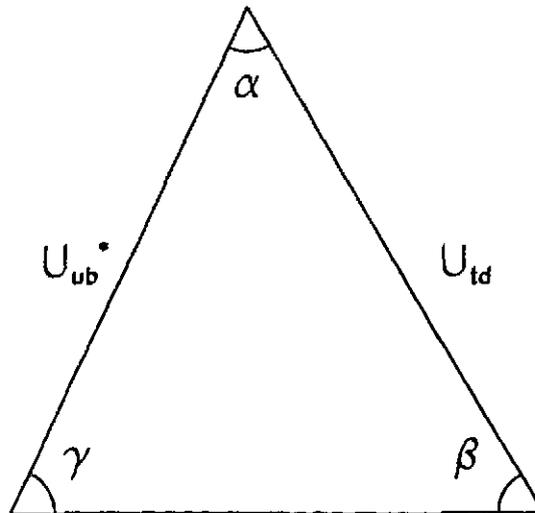


Figure 24.1: Le triangle d'unitarité.

### 24.2.2 Mésons beaux neutres

Considérons donc tout d'abord le mélange particule-antiparticule. Dans le cas des kaons, nous avons calculé l'expression de la probabilité d'oscillation qui est immédiatement généralisable. Il est aisé de déduire de cette expression que la quantité qui caractérise ce mélange est le produit  $x = \tau \Delta m$  où  $\tau = 1/\Gamma$  est la durée de vie du quark étudié. Cette quantité mesure le nombre d'oscillations du système pendant son temps propre. Les paramètres de la matrice CKM et l'espace de phase disponible (qui croît avec la masse des particules) ont pour conséquences  $\tau_K \gg \tau_D$  et  $\tau_B \gg \tau_T$ . D'autre part, du fait du mécanisme de GIM,  $\Delta m_K > \Delta m_D$  et  $\Delta m_B > \Delta m_T$ . Donc dans le cas des mésons K et B le mélange est plus rapide que pour les autres familles. Il est enfin utile de noter que la durée de vie des mésons B (de l'ordre de  $10^{-12}$ s) est suffisamment longue pour qu'expérimentalement il soit possible de "voir voler le B". Ces deux conditions conspirent favorablement pour l'observation de la violation de CP dans ce système.

Les mésons beaux ont aussi des caractéristiques qui les distinguent des kaons, et qui ont des conséquences sur les stratégies expérimentales. Tout d'abord, leur durée de vie est bien inférieure à celles des kaons. De plus étant de masses environ 10 fois plus élevées, ces mésons peuvent se désintégrer vers un très grand nombre d'états finals, plus ou moins complexes. C'est pourquoi la différence entre les largeurs des deux états propres de CP est en général estimée être bien inférieure à leur différence de masse alors que pour les kaons,  $\Delta\gamma = \gamma_L - \gamma_S \approx 2\Delta m$ . La première conséquence est qu'il est impossible ici de séparer les deux états "mêlés" par leur durées de vies propres qui sont proches, ce qui est à l'opposé de la situation pour les kaons. Des expériences sur le schéma de celles qui comparent les désintégrations de faisceaux de  $K_L^0$  et de  $K_S^0$  purs sont donc impossibles. D'autre part la phase du paramètre  $\varepsilon$  dans le domaine des kaons est approximativement  $\tan^{-1}(2\Delta m/\Delta\gamma)$ . Dans le domaine des B, " $\varepsilon$ " est donc quasi-imaginaire: l'analogue du paramètre  $\delta$  mesurant la violation de CP dans les modes semi-leptoniques du  $K_L^0$  est donc très faible. Dans le calcul du diagramme en boîte, parmi les trois quarks intermédiaires c'est le terme dû au top qui domine. D'autre part, pour le  $B^0$ , la

formule donnant  $\varepsilon$  est simplifiée car les termes provenant des largeurs sont négligeables. Il est alors possible d'estimer avec les coefficients de CKM convenables le terme violant  $CP$  dans le mélange (une des contributions à  $\varepsilon$ ), qui se réduit à  $1/2 \sin 2\beta$ , où  $\beta$  est la phase de  $U_{td}^*$ .

Une des stratégies envisagées est l'étude des asymétries des taux de désintégration des mésons  $B^0$  et  $\overline{B}^0$  vers des états finals propres états de  $CP$ . En quelque sorte, elle est parallèle à la stratégie suivie à *CPLEAR*. Comme dans cette expérience, à travers leur évolution en fonction du temps il sera possible d'avoir accès à des paramètres de la violation de  $CP$ . Elle demande la connaissance de la nature du méson, qui peut être réalisée par étiquetage (via par exemple un des modes semi-leptonique). Le taux de désintégration vers un état  $|a\rangle$  de  $CP$ -parité égale à  $\kappa_a$  en fonction du temps  $t$  prend la forme (les signes correspondent respectivement au  $B^0$  et au  $\overline{B}^0$ ):

$$R_a(t) \propto e^{-\Gamma t} [1 \pm A(a)\kappa_a \sin(\Delta m t)]$$

L'asymétrie  $A(a)$  est non nulle si  $CP$  est violée. Il ressort des nombreuses études que quelques modes sont plus particulièrement importants.

- Considérons tout d'abord le mode  $B_d^0 \rightarrow J/\psi + K_S$ . Il résulte de la transition  $b \rightarrow c + \bar{c} + s$ . A partir des coefficients de la matrice CKM, à l'ordre des diagrammes en arbres, la désintégration ne viole pas  $CP$ . Il n'intervient donc dans l'asymétrie que la partie provenant du mélange, qui vaut  $\sin 2\beta$ .
- Egalement important est le mode  $\overline{B}_d^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ , qui résulte de transitions  $b \rightarrow u + \bar{u} + d$ . Pour ce mode, toujours à l'ordre des diagrammes en arbre, il intervient d'une part à travers les coefficients de la matrice CKM une phase  $\gamma$  et d'autre part la phase due au mélange. L'asymétrie est donc finalement égale à  $\sin 2(\beta + \gamma)$ .
- Le mode  $\overline{B}_s^0 \rightarrow \rho K_S$ , qui résulte aussi de transitions  $b \rightarrow u + \bar{u} + d$  est complémentaire des deux modes précédemment cités. Pour ce mode, toujours à l'ordre des diagrammes en arbre, il intervient d'une part à travers les coefficients de la matrice CKM une phase  $\gamma$ . La phase due au mélange est nulle pour les  $B_s^0$ . L'asymétrie est donc finalement égale à  $\sin 2\gamma$ . Toutefois ce mode est plus difficile à mesurer que les précédents, et le mélange des  $B_s^0$  plus rapide que dans le cas des  $B_d^0$  va diluer l'asymétrie mesurable.

La mesure d'au moins deux de ces deux asymétries (sans doute des premières), et surtout de leur différence, permettra donc de mettre en évidence la violation directe de  $CP$ .

Les diagrammes à une boucle, essentiellement sous la forme de diagrammes pingouins, viennent modifier la situation exposée ci-dessus. En effet, comme c'est le cas pour les désintégrations des kaons, ils peuvent apporter une phase violant  $CP$  supplémentaire, qui peut modifier l'asymétrie des taux de désintégration. Dans le premier cas évoqué ci-dessus, toutefois, leur contribution est estimée négligeable, car d'ordre  $\lambda^3$  alors que le diagramme en arbre est d'ordre  $\lambda^2$ . Dans le second cas, les deux contributions sont du même ordre en  $\lambda$  que le diagramme en arbre. En conséquence la contribution de ces diagrammes pingouins pourrait atteindre 10% du total. Notons que ces contributions varient d'un mode à l'autre parmi les modes relevant du même processus (par exemple les modes  $B \rightarrow \pi^+ \pi^-, \pi^0 \pi^0, \pi^0 \rho^0, \rho^0 \rho^0$ ). Ceci pourrait être intéressant pour les estimer et éventuellement, si  $\beta + \gamma \cong \beta(\pi)$ , mettre en évidence quand même la violation directe de  $CP$ .

### 24.2.3 Mésons beaux chargés

Les désintégrations de ces particules sont un cadre privilégié pour la mise en évidence de la violation directe de  $CP$ . Celle-ci est signalée par une différence dans les taux de désintégration

d'une particule et de son antiparticule vers des états finals conjugués par  $CP$ . De manière générale ce qui sera mesuré est l'asymétrie :

$$a_f = \frac{\Gamma(B \rightarrow f) - \Gamma(\bar{B} \rightarrow \bar{f})}{\Gamma(B \rightarrow f) + \Gamma(\bar{B} \rightarrow \bar{f})}$$

Toutefois pour que  $a_f$  soit importante il faut, en plus d'une amplitude composée de deux composantes qui interfèrent et dont l'une viole  $CP$ , une interaction forte entre les états finals. Ceci complique l'estimation théorique et en augmente les incertitudes. Les transitions considérées les plus prometteuses sont ici  $b \rightarrow ds\bar{s}$ , pour lesquelles le rapport de branchement inclusif est d'environ  $10^{-4}$  et les asymétries attendues comprises entre 3 et 40%. Les contributions des diagrammes pingouins sont ici aussi importantes. Certains modes (par exemple  $B^+ \rightarrow D^0 K^+$ ) seraient utilisables pour mesurer l'angle  $\gamma$ . Une des difficultés est la statistique accumulable compte tenu des rapports d'embranchement des cascades reconstruites.

#### 24.2.4 Perspectives expérimentales

La violation de  $CP$  dans les désintégrations des mésons beaux fait l'objet d'un important effort expérimental, suivant toutes les directions de la physique des particules (collisionneurs  $e^+e^-$ , collisionneurs hadroniques et expériences dédiées sur cible fixe).

##### 24.2.4.a Usines à B

Deux projets sont approuvés dans le monde, un au Japon[50] et l'autre à SLAC[51]. Dans les deux cas il s'agit de collisionneur  $e^+e^-$  produisant des paires de mésons beaux à la résonance  $\Upsilon(4S)$ . Cette résonance est impaire sous  $C$ , donc les asymétries intégrales sont toujours nulles indépendamment de la violation de  $CP$  : il faut mesurer la variation des asymétries en fonction du temps, plus précisément de la différence entre les temps propres des mésons de la paire (comme pour  $CPLEAR$ ). Les énergies des faisceaux sont donc asymétriques, de manière à donner un boost à la paire. Ainsi, il sera effectivement possible de mesurer la différence entre les temps de vol des deux particules. Les luminosités élevées prévues ( $\cong 10^{33} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ ) devraient permettre d'accumuler  $10^8$  paires par an. D'un point de vue technologique, de tels accélérateurs sont (au moins) à la pointe de ce qu'on sait faire. Du point de vue du détecteur, par exemple pour  $BABAR$ [52] qui sera installé à SLAC, il est nécessaire d'avoir une excellente résolution sur les vertex reconstruits, une bonne identification des particules (pour faire l'étiquetage en identifiant les kaons), et pour reconstruire les  $K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$  consécutifs du mode  $B_d^0 \rightarrow J/\psi + K_S$  une bonne calorimétrie électromagnétique.

Le mode  $B_d^0 \rightarrow J/\psi + K_S$  sera le plus facilement étudié. Son rapport d'embranchement a déjà été mesuré ( $4 \cdot 10^{-4}$ ) avec peu de fond. Les estimations effectuées montrent que l'asymétrie sera mesurée en trois ans (ou pour une luminosité totale de  $100 \text{fb}^{-1}$ ) avec une précision de .05 à .07. Le mode  $B_d^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$  est plus rare. Si son rapport d'embranchement est  $10^{-5}$  une précision de .10 sur l'asymétrie pourrait être atteinte. Enfin, les désintégrations des mésons beaux chargés pourraient fournir une indication, à 3 déviations standard, de la violation directe de  $CP$  si un mode dont le rapport d'embranchement est  $10^{-5}$  présente une asymétrie de l'ordre de 20%, ce qui semble compte tenu des estimations et de leurs incertitudes relativement peu vraisemblable. Enfin les caractéristiques de l'accélérateur rendent difficile l'étude des  $B_s^0$ , qui nécessiterait des énergies de faisceaux plus élevées.

#### 24.2.4.b Collisionneurs hadroniques

Aux collisionneurs hadroniques présents (à Fermilab) et futurs (LHC) la section efficace de production de paires de quarks  $b$  est importante. Par rapport aux expériences présentées ci-dessus, une différence importante à noter est que les paires  $b\bar{b}$  produites ne sont pas dans un état quantique déterminé. Cette absence de cohérence a pour conséquence une dilution de la valeur de l'asymétrie mesurée. D'autre part, contrairement au cas des usines, la proportion des  $B^0$  par rapport aux  $\bar{B}^0$  n'est pas 1 mais reste à mesurer. L'expérience CDF a présenté des études sur le mode  $B_d^0 \rightarrow J/\psi + K_S$  [53]. Dans une évolution ultérieure de l'expérience, à partir de 1997, avec un détecteur de vertex amélioré, la mesure de l'asymétrie serait possible avec une précision d'environ 20%.

Pour les expériences futures, sur LHC [54], les études des désintégrations des mésons beaux nécessitent un détecteur de vertex performant, une bonne identification des traces (pour l'étiquetage) et aussi un déclenchement sur les vertex secondaires (pour le mode  $\bar{B}_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  en particulier). Il est vraisemblable que les expériences (Atlas ou CMS) seront en mesure de remplir ces conditions, et d'étudier de manière précise les différents aspects évoqués ci-dessus étant donnée la masse de statistique qui sera alors disponible. En particulier, les désintégrations des  $B_s$  devraient pouvoir y être étudiées.

#### 24.2.4.c Expériences dédiées

Enfin, mentionnons une proposition d'expérience dédiée à la mesure de l'asymétrie du mode  $B_d^0 \rightarrow J/\psi + K_S$  à HERA [55]. Elle utilise le halo du faisceau de protons, qui est assez intense pour produire par ses interactions avec une cible légère (constituée de fils métalliques minces) des mésons  $B_d^0$ , entre autres. Les détecteurs sont alors placés de part et d'autre du faisceau. Le déclenchement sélectionnera les événements avec deux leptons, ce qui permet de sélectionner le mode recherché. En cinq ans, l'asymétrie dans ce mode pourrait être mesurée avec une précision de .06.

### 24.3 Mésons charmés

Il ressort de ce que nous avons exposé précédemment que les désintégrations des mésons charmés sont moins favorisées que celles des  $B^0$  pour ce qui est de l'amplitude de la violation de  $CP$ . Une différence fondamentale avec les kaons et les  $B$  est que les estimations du mélange des états propres de  $CP$  des mésons charmés neutres  $D^0$  montrent qu'il serait très faible; compte tenu de leur durée de vie ces particules se désintègrent donc avant d'avoir pu osciller. D'autre part, comme pour les mésons beaux, les deux mésons neutres ont des durées de vie proches et ne peuvent être séparées sur cette base. Un étiquetage est nécessaire pour les identifier. Des paires de mésons  $D$  seront produites en abondance dans les collisions étudiées sur la machine à  $\tau$  et à charme (TCF) à l'état de projet actuellement. Des études ont montré que les asymétries (définies comme précédemment) attendues sont de l'ordre de  $10^{-3}$  pour les désintégrations des mésons chargés ou neutres [56]. Elle proviennent essentiellement de la violation directe de  $CP$  (comme pour les  $B$  chargés). D'autre part, dans ce secteur, les désintégrations sont souvent plus simples que pour les  $B^0$ , ce qui se traduit également par des prédictions théoriques plus sûres et des efficacités expérimentales peut-être prometteuses. Notons enfin que l'observation de la violation de  $CP$  dans différents secteurs permet des déterminations redondantes des coefficients de la matrice CKM. Des mesures dans le système des  $D$  seraient aussi sensibles à d'autres sources de violation de  $CP$  que celle qui tire son origine des coefficients de la matrice CKM.

## 24.4 Moment dipolaire du neutron et "strong CP problem"

Dans le cadre du Modèle Standard existe une autre source potentielle de violation de  $CP$ . Elle résulte d'un aspect non-perturbatif de QCD, découvert par t'Hooft en 1976[57]. Le vide de QCD est en effet beaucoup plus complexe que son nom l'indique : il est possible de montrer que cette théorie possède une famille continue de "vides" (configurations des champs en l'absence de particule) distincts (il n'existe pas de transition de l'un à l'autre), dont les topologies sont repérées par un angle  $\Theta_0$ . Au lagrangien de QCD doit être ajouté un terme supplémentaire :

$$\mathcal{L}_{QCD}^{eff} = \mathcal{L}_{QCD} + \Theta_0 \frac{g^2}{64\pi^2} \epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} G_a^{\mu\nu} G_{a\mu\nu}$$

Ce terme viole spontanément  $T$ ,  $P$  et  $CP$  si  $\Theta$  est différent de 0 ou  $\pi$ , or un tel phénomène n'a pas été observé dans les interactions fortes. Mais par contre, ce terme est nécessaire pour résoudre le problème posé par la masse jugée anormalement élevée du  $\eta$ . De plus, l'incorporation du lagrangien des interactions électrofaibles ajoute au lagrangien effectif total un terme de même structure. En effet, la diagonalisation des matrices de masse des quarks introduit une phase globale  $Arg(det(M))$  qui ne peut être éliminée du fait de l'existence des anomalies chirales, qui ne sont pas invariantes par rotation. Le paramètre  $\Theta_0$  est donc remplacé par :

$$\Theta = \Theta_0 + Arg(det(M))$$

L'existence de ce terme du lagrangien pourrait avoir des conséquences observables, par des transitions violant la conservation de la saveur. En particulier, il peut modifier la valeur du moment électrique dipolaire du neutron (qui viole  $T$ , et donc  $CP$ [58]). Cette quantité a fait l'objet de mesures précises, et la limite actuelle est[9] :

$$d_n^{\gamma} < 12 \cdot 10^{-25} e \text{ cm} \text{ (95\%C.L.)}$$

Cette limite se traduit par une limite très stricte sur  $\Theta$  ; en utilisant la théorie des perturbations chirales on obtient par exemple :

$$|\Theta| < 5 \cdot 10^{-10}$$

À l'heure actuelle aucune explication satisfaisante n'a été apportée quant au fait de la compensation de deux contributions venant de deux parties différentes de la théorie à une aussi grande précision (10 ordres de grandeur environ ...). Une des solutions proposées pour ce problème (appelé "Strong CP Problem"<sup>1</sup>) prédisait l'existence d'une nouvelle symétrie dont la brisure engendre une nouvelle particule, l'axion, vainement recherchée jusqu'à maintenant. D'autre part, les mesures toujours plus précises des moments électriques dipolaires se traduisent donc aussi par des contraintes sur les mécanismes de la violation de  $CP$ .

## 24.5 Bilan et perspectives

Nous avons présenté les principaux domaines où la violation de  $CP$  a été, est ou sera étudiée ; nous n'avons toutefois pas épuisé le sujet qui comporte encore par exemple les désintégrations du méson  $\eta^0$ , ou d'hypérons. Une conclusion optimiste (ou pessimiste) de ce qui précède pourrait être la situation suivante, à la veille du démarrage de LHC, en 2007 :

- $\Re(\epsilon'/\epsilon)$  aura été mesuré par plusieurs expériences, avec une précision de .01% ce qui constituera la première preuve de la violation directe de  $CP$  ;

<sup>1</sup>Pour une description complète, le lecteur est invité à se reporter à la référence [59]

- La violation de  $CP$  aura été observée dans les désintégrations des mésons  $B$ . Dans ce secteur, la violation indirecte sera significativement mise en évidence, la violation directe sera peut-être seulement indiquée ;
- Le rapport d'embranchement du mode  $K_L \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$  aura été mesuré, apportant également une information sur la violation de  $CP$ .

A LHC, il sera alors possible d'effectuer, avec les mésons  $B$ , des tests de précision des prédictions du Modèle Standard (de l'époque) quant à la violation de  $CP$ , compte tenu des autres mesures.

Une (ou plusieurs) de ces mesures pourra aboutir à un résultat incompatible avec les autres (version encore plus optimiste/pessimiste de la conclusion précédente). Dans ce cas bien sûr, les résultats des expériences sur LHC n'en seraient que plus attendus. Il va sans dire qu'éventuellement, cette observation pourrait également constituer une indication d'une nouvelle source de violation de  $CP$ . Notons en effet que le Modèle Standard, dont les prédictions ont été largement utilisées ici ne propose pas une explication à la violation de  $CP$ , mais plutôt que celle-ci peut y trouver une place suivant la nature des paramètres du modèle : c'est donc plutôt d'une paramétrisation qu'il s'agit. C'est donc un des phénomènes où pourrait se révéler une description "non standard" de la physique. L'objet du chapitre suivant est d'ailleurs de présenter certains arguments, d'ordre cosmologique, en faveur de l'existence dans l'hypothétique Théorie Universelle (TOE en anglais) d'une autre source de violation de  $CP$  que celle provenant de la matrice CKM.

## Chapitre 25

# La violation de $CP$ en cosmologie

La cosmologie a aussi son “modèle standard”, selon lequel l’Univers serait le résultat d’une explosion ou “Big Bang”. Grâce à ce modèle il est possible d’expliquer par exemple l’expansion de l’Univers, l’existence d’un rayonnement micro-onde cosmique (CMB) dont le spectre est celui du rayonnement d’un corps noir à environ  $2.7 \text{ }^\circ K$ , les abondances d’éléments légers. Toutefois, certains problèmes restent jusqu’à maintenant sans solution. C’est par exemple le cas de l’asymétrie entre matière et anti-matière dans l’Univers. A certaines conditions précisées dans la suite, et énoncées par Sakharov, cette asymétrie pourrait être engendrée dynamiquement dans l’évolution de l’Univers. Dans une première partie, nous aborderons les tentatives de résolution de ce problème dans le cadre du Modèle Standard de la physique des particules. Nous expliquerons succinctement pourquoi le Modèle Standard remplit les trois conditions de Sakharov et présenterons les tentatives de calcul de l’asymétrie baryonique qu’il impliquerait dans un cadre cosmologique. Nous donnerons également une idée d’autres modèles qui pourraient expliquer cette asymétrie, et des problèmes nouveaux qu’ils ont amenés.

### 25.1 Introduction : l’asymétrie baryonique

A de petites corrections près la densité d’énergie de l’Univers actuel est dominée par celle des baryons et des photons. Expérimentalement, aucun indice de la présence d’antimatière localisé dans l’Univers n’a été trouvé. La composition des rayons cosmiques, l’absence de raies provenant de l’annihilation entre matière et anti-matière dans le spectre du rayonnement  $\gamma$  montrent que le système solaire, la Galaxie sont constitués de matière, et qu’il n’existe pas de mélange entre matière et anti-matière à l’échelle des amas de galaxies[60].

Cet excès des baryons par rapport aux antibaryons peut être approximativement quantifié. La valeur la plus précise est une prédiction indirecte du mécanisme de nucléosynthèse primordiale, les densités d’éléments légers dépendant du nombre total de baryons. Le rapport entre les nombres de photons et de baryons dans l’Univers ainsi estimé est :

$$\frac{n_B}{n_\gamma} \approx (4 - 7)10^{-10}$$

Il est plus commode d’utiliser le rapport entre le nombre de baryons et l’entropie  $s$  qui reste constante si l’expansion de l’Univers est adiabatique. Il en est de même pour  $n_B$  (si le proton est stable ...); leur rapport est donc conservé dans l’évolution de l’Univers. Tenant compte des neutrinos également produits lors du Big-Bang, il vient :

$$\frac{n_B}{s} \approx (6 - 10)10^{-11}$$

Notons que si l'excès de matière semble grand maintenant, dans l'Univers chaud primordial le contraire était vrai. Dans les  $10^{-6}$  premières secondes de l'Univers, nucléons et photons étaient en équilibre donc  $n_N \approx n_{\bar{N}} \approx n_\gamma$ . Mais d'autre part, comme  $n_B/s$  doit rester constant, on peut montrer que :  $n_B/(n_N + n_{\bar{N}}) = (n_N - n_{\bar{N}})/(n_N + n_{\bar{N}}) \approx 10^{-8}$ . Si le nombre de baryons était conservé, une possibilité serait de postuler cette (petite) asymétrie comme une des conditions initiales ; cette possibilité peut au moins être qualifiée de "très inesthétique". D'autre part, si l'Univers était initialement symétrique, les fluctuations statistiques de densité ne pourraient expliquer à elles seules l'asymétrie baryonique. Un mécanisme semble donc nécessaire pour engendrer celle-ci au cours de l'évolution.

## 25.2 Le mécanisme de Sakharov

Sakharov est l'un des premiers à avoir proposé le schéma selon lequel l'Univers initialement symétrique crée pendant le Big-Bang une asymétrie entre baryons et antibaryons, qui ultérieurement, après annihilation des antibaryons, donne naissance à l'Univers actuel, avec une faible fraction de baryons par rapport aux photons[61]. Il a indiqué trois propriétés nécessaires à la réalisation de ce schéma :

1. la théorie sous-jacente ne doit pas conserver le nombre baryonique,
2. la théorie sous-jacente ne doit pas être invariante sous  $C$  ni  $CP$ ,
3. l'asymétrie est engendrée à un stade où l'Univers n'est pas en équilibre thermique.

L'explication des deux premières conditions est triviale, la première pour engendrer une asymétrie, la seconde car l'invariance sous  $C$  ou  $CP$  implique  $n_B = 0$  ( $n_N$  change de signe sous ces deux symétries). La troisième condition résulte de la thermodynamique. À l'équilibre thermique, sous des conditions très générales, les densités de fermions ont la forme :  $f = 1/[\exp(\mu/T + E/T) + 1]$  ( $\mu$  est le potentiel chimique de l'espèce considérée). L'existence des réactions  $\gamma + \gamma \leftrightarrow N + \bar{N}$  a pour conséquence  $\mu_N = -\mu_{\bar{N}}$ . D'autre part, l'existence de  $\gamma + \gamma \leftrightarrow N + N$  (processus asymétrique) implique que  $\mu_N = 0$ . Particule et anti-particule ayant la même masse (si la théorie est invariante par  $CPT$ ) nous voyons finalement qu'à l'équilibre thermique  $n_N = n_{\bar{N}}$ . Notons enfin que dans l'Univers actuel matière et rayonnement ne sont plus en équilibre thermodynamique : cette situation n'a donc rien d'exceptionnel.

## 25.3 Cas du Modèle Standard

Dans le cas du Modèle Standard de la physique des particules, plus précisément même de la théorie électrofaible, nous allons voir que les trois conditions nécessaires à l'existence d'une asymétrie baryonique sont ou peuvent être remplies. Un modèle pour la production de cette asymétrie proposé récemment sera ensuite discuté.

### 25.3.1 Violation de $CP$

Ce phénomène a été observé, dans les désintégrations des kaons neutres. Il est le résultat, dans le modèle standard, d'une des phases de la matrice de mélange des quarks dans le secteur électrofaible.

### 25.3.2 Violation du nombre baryonique

Le nombre baryonique est conservé dans les processus électrofaibles “habituels” ou dans l’approximation quasi-classique. Toutefois, il apparaît violé à la suite de la conjonction de la topologie du vide de  $SU(2)$  et de l’anomalie chirale[57]. De manière similaire au vide de QCD, le vide de  $SU(2)$  apparaît constitué d’une infinité de secteurs, mais ils sont ici caractérisés par un nombre entier,  $N_{CS}$  (le nombre de Chern-Simons). Le nombre baryonique (comme le nombre leptonique) varie lors des transformations de jauge qui font passer d’un secteur à l’autre proportionnellement à la variation de cet indice :  $\Delta n_B = \Delta n_L = n_f \Delta N_{CS}$  ( $n_f$  est le nombre de familles). Nous pouvons remarquer que  $n_B - n_L$  est par contre conservé. Schématiquement, le potentiel des champs de jauge de  $SU(2)$  possède donc une infinité de minima, chacun d’entre eux correspondant à une valeur différente du nombre baryonique (ou leptonique). Cette structure “périodique” a une première conséquence lorsqu’on examine la théorie quantifiée : par effet tunnel une transition entre deux minima peut avoir lieu. On peut montrer qu’une telle transition, lors de laquelle les champs passent par une configuration appelée “instanton”, a une probabilité proportionnelle à  $\exp(-2\pi/\alpha_W)$  ce qui la rend en pratique inobservable. On peut montrer également que la barrière de potentiel séparant deux minima n’est pas infinie : la configuration des champs à ce point est appelée “sphaléron” et son énergie est estimée à environ  $10\text{GeV}$ [62]. De tels états ne peuvent donc éventuellement être produits que si la température est suffisamment élevée[63]. Enfin, si la température s’élève encore, la symétrie de jauge  $SU(2)$  est restaurée. On montre alors que les processus violant le nombre baryonique ont lieu rapidement, à un taux  $\Gamma = \kappa(\alpha_W T)^4$ . Des simulations indiquent que  $\kappa \approx .1 - 1$ . Ceci montre que dans le modèle standard de la physique des particules peuvent exister des processus, d’essence non-perturbative, qui violent la conservation du nombre baryonique, très supprimés dans les conditions “habituelles”, mais pas forcément lors du Big-Bang.

### 25.3.3 Non-équilibre thermique

Nous avons déjà signalé que l’Univers actuel est dans cette situation. Dans l’Univers en expansion rapide juste après le Big-Bang, la température diminue (en général). Lorsque le taux d’une réaction à l’équilibre devient inférieur au taux d’expansion de l’Univers, elle cesse d’être équilibrée. Le départ de l’équilibre peut aussi avoir lieu lors d’une transition de phase, or on pense que l’Univers a dû en subir plusieurs dans son évolution.

### 25.3.4 Génération “électrofaible” de l’asymétrie baryonique

Nous avons donc en combinant le Modèle Standard de la physique des particules et des notions générales de l’évolution de l’Univers les ingrédients nécessaires à l’apparition d’une asymétrie entre baryons et anti-baryons. Des arguments intuitifs montrent que ceux-ci semblent insuffisants[13, 64]. Il reste à construire un scénario où ces ingrédients peuvent effectivement se combiner, et en évaluer les conséquences. Le point de départ du modèle[65] (plus exactement d’une classe de modèle à la mode) est la remarque qu’à haute température, la symétrie suivant  $SU(2)$  n’est plus brisée. Dans son évolution, l’Univers subit donc une transition de phase, entre la phase où  $SU(2)$  est une symétrie exacte et celle où elle est brisée. La température de cette transition est de l’ordre de  $100\text{ GeV}$ , ce qui place ce phénomène assez tard dans l’Univers primordial. A cette température, l’Univers est composé d’un plasma de quarks et de gluons. Lors de cette transition de phase l’équilibre thermique peut, un temps, être rompu. Les trois conditions énoncées par Sakharov sont donc réunies simultanément.

Il est toutefois important de noter ici une première condition importante : la transition doit

être du premier ordre. Si en effet elle est du second ordre, le départ de l'équilibre n'est pas suffisant pour engendrer l'asymétrie observée. En effet, la transition est continue et donc le taux de variation de la moyenne dans le vide du champs de Higgs (vev) est du même ordre que le taux d'expansion de l'Univers qui est approximativement  $M_{\text{Planck}}/T^2 \approx 10^{17}/T$ . Le taux de réaction à l'équilibre étant d'ordre  $1/T$ , l'asymétrie ne peut excéder leur rapport,  $10^{-17}$ , ce qui est bien trop inférieur à la valeur observée.

Dans une transition du premier ordre de la phase (i) vers la phase (ii), schéma des transitions liquide-vapeur bien connues, les deux phases cohabitent. Dans la phase (i) les fluctuations thermiques induisent localement la formation de bulles dans lesquelles le milieu est dans la phase (ii). Celles-ci croissent jusqu'à envahir tout l'espace. La rupture de l'équilibre qui est localisée au voisinage des interfaces est donc plus brutale que dans le premier cas, l'échelle de temps étant d'ordre  $10 - 10^3/T$ .

Le mécanisme proposé pour engendrer l'asymétrie baryonique repose sur les interactions entre les quarks et antiquarks du plasma et une interface entre les deux phases. Celle-ci se propage dans le plasma quand la bulle grandit, et rencontre un nombre égal de quarks et d'antiquarks[66]. Mais ceux-ci sont réfléchis asymétriquement : ainsi un excès de baryons apparaît à l'intérieur de la bulle et un excès d'antibaryons à l'extérieur. Enfin, les processus violant la conservation du nombre baryonique discutés plus haut sont à prendre en compte. A l'intérieur de la bulle, la production de sphalérons tend à réduire le nombre de baryons. D'autre part, à l'extérieur leur production abondante réduit à néant l'excès d'anti-baryons. En principe, l'asymétrie résultante pourrait ainsi être amplifiée par rapport à celle produite directement par les processus ne conservant pas  $n_B$ .

Une question importante est d'estimer l'asymétrie qui pourrait ainsi être engendrée. Cette évaluation fait intervenir d'une part la connaissance des phénomènes accompagnant la transition de phase électrofaible, d'autre part une description du comportement et de la réflexion des quarks d'un plasma par l'interface. Une première estimation était encourageante[66], mais deux analyses indépendantes plus détaillées ont montré que l'asymétrie baryonique résultant de ce mécanisme semble être au moins 10 ordres de grandeur trop faible ( $\approx 10^{-22}$ )[67, 68]... Le facteur décisif entre ces deux résultats semble être la prise en compte des effets du plasma sur la propagation des quarks, qui traversent un milieu où ils font de la diffusion multiple, ce qui réduit l'asymétrie produite. Notons toutefois que l'amplification de l'asymétrie précédemment notée semble confirmée.

A ce point, il peut être intéressant de faire encore deux remarques.

1. Tout d'abord, pour que ce modèle soit viable, il est nécessaire que dans la bulle la production de sphalérons soit suffisamment lente pour ne pas détruire l'asymétrie produite. Le taux de cette production est supprimé par un facteur de Boltzmann :  $\exp(-E_{\text{sphaleron}}/T)$ . Une contrainte sur ce taux se traduit donc par une limite (inférieure) sur l'énergie du sphaléron. Par un traitement perturbatif, elle est elle-même liée à la v.e.v. du champ de Higgs et donc à la masse du boson de Higgs. On peut ainsi obtenir une limite supérieure sur la masse du boson de Higgs,  $M_{\text{Higgs}} < 45 \text{ GeV}$ [69, 70, 71], qui bien sûr est en flagrante contradiction avec les limites (inférieures) obtenues à LEP[9].
2. D'autre part, ce scénario demande que la transition de phase électrofaible soit du premier ordre. Les études de ce phénomène sont complexes, car nécessitant par exemple la description des phénomènes collectifs dans le plasma. Il semble toutefois que la transition est du premier ordre pourvu que la masse du boson de Higgs ne soit pas trop élevée, par exemple  $M_{\text{Higgs}} < 60 \text{ GeV}$ [70, 71, 72]. Là-encore, le domaine de validité du mécanisme considéré est en difficulté devant les zones exclues expérimentalement.

### 25.3.5 Conclusions

Ainsi, un scénario construit à partir d'ingrédients "standards" produit bien une asymétrie mais celle-ci, dans l'état actuel des calculs, n'est pas commensurable avec l'asymétrie baryonique observée. D'autre part sa réalisation semble problématique, dans le cadre du modèle standard minimal. Il est raisonnable d'envisager soit une variation autour du mécanisme présenté ici, par exemple avec une extension du modèle standard, soit un tout autre mécanisme se déroulant à une autre échelle d'énergie. Nous examinons maintenant une classe de modèles relevant de cette seconde possibilité.

## 25.4 Théories Grand-Unifiées

Une des caractéristiques communes aux théories grand-unifiées, supersymétriques ou non, est la non-conservation du nombre baryonique. Elles prédisent la désintégration du proton par exemple. Elles ont donc fourni un cadre naturel à l'apparition d'une asymétrie baryonique[73]. En effet, schématiquement, ces théories prédisent l'existence de bosons "super-lourds"  $X$  responsables par exemple de la désintégration du proton. Lors du Big-Bang les bosons  $X$  et  $\bar{X}$  sont en équilibre avec les photons jusqu'à leur découplage. Si le taux de désintégration de  $X, \bar{X}$  est inférieur au taux d'expansion de l'Univers, ils sont alors hors de l'équilibre thermique. Si enfin ces désintégrations violent  $C$  et  $CP$  alors les conditions de Sakharov sont satisfaites.

Dans ce cadre général, chaque modèle particulier a pu être testé. Ainsi, il fut démontré que la théorie grand-unifiée la plus simple, basée sur le groupe de jauge  $SU(5)$ , ne produit pas une asymétrie suffisante. De manière plus générale, il est possible d'estimer dans chaque modèle l'asymétrie produite, dont le calcul est plus simple que dans le modèle précédent. Si l'échelle de masse des bosons est supérieure à environ  $10^{14} GeV$ , avec une violation de  $CP$  modeste dans leur secteur l'asymétrie produite est généralement du même ordre que l'asymétrie observée.

Toutefois, l'incorporation de ce schéma dans un modèle global de l'évolution de l'Univers se heurte à plusieurs obstacles. Tout d'abord, compte tenu de ce que nous avons déjà exposé, après les désintégrations asymétriques des bosons  $X$  l'Univers se trouve dans une phase où la symétrie de jauge  $SU(2)$  n'est pas encore brisée : les processus violant la conservation de  $n_B$  s'y produisent donc à un taux élevé[63]. Ceux-ci vont rapidement diluer l'asymétrie initialement produite. Ces processus conservent  $n_B - n_L$ , il faut donc envisager la production d'une valeur non nulle de cette quantité à l'échelle de l'unification. Cette condition est difficile à remplir. Par exemple,  $n_B - n_L$  est un invariant de jauge de  $SO(10)$ , le groupe le plus simple après  $SU(5)$ .

Il existe une seconde difficulté, encore plus importante. Parmi les particules produites à l'échelle de l'unification figurent des monopoles magnétiques qui sont stables. La densité de ces monopoles dans l'Univers actuel serait supérieure à la densité de matière observée. D'autre part, les théories grand-unifiées supersymétriques, pour lesquelles  $\sin \theta_W$  est acceptablement prédit produisent aussi en abondance des gravitinos, dont la densité est incompatible avec la densité de l'Univers[65].

Le remède à ces densités de particules fossiles trop importantes est l'inflation[74]. Dans cette hypothèse l'Univers traverserait dans son évolution primordiale une expansion exponentielle. Cette phase, proche de l'échelle de l'unification, a pour effet de diluer fortement l'Univers, et en particulier les monopoles et autres gravitinos dont la densité est ainsi rendue acceptable. D'autre part, ce schéma permet de résoudre des problèmes importants en cosmologie comme l'isotropie de l'Univers, sa géométrie quasi-euclidienne,... d'où sa popularité actuelle. Mais en contrepartie, l'asymétrie baryonique engendrée en même temps que les monopoles, gravitinos,... est elle aussi diluée dans la même proportion. Cette constatation est à l'origine de l'abandon

progressif des modèles où l'asymétrie baryonique est engendrée à l'échelle de l'unification.

## 25.5 Conclusions

Nous avons schématiquement présenté deux schémas de la création dynamique de l'asymétrie entre matière et antimatière dans l'univers, à deux échelles d'énergies différentes. La seconde, qui a lieu à l'échelle de l'unification ( $\approx 10^{16} GeV$ ) est basée sur les désintégrations hors d'équilibre des bosons super-lourds de théories grand-unifiées. Le cadre général des modèles inflationnistes, inventés pour remédier aux "inconvenients" des théories unifiées, se montre toutefois fatal à la viabilité de ces scénarii. Le premier modèle peut être qualifié de "minimal" dans le sens où il fait appel à des caractéristiques du modèle standard minimal, et se place à une échelle beaucoup plus modeste ( $100 GeV$ ). Toutefois, les estimations de l'asymétrie engendrée dans ce cadre sont trop faibles devant la valeur observée.

Le modèle de la génération de l'asymétrie baryonique à l'échelle électrofaible demeure toutefois séduisant par sa simplicité et son intégration dans notre conception de l'évolution de l'Univers. Il fait l'objet de nombreuses variations où l'on utilise non plus le modèle standard minimal mais une extension de celui-ci, par exemple en introduisant un domaine de Higgs plus complexe (avec deux doublets)[75] ou en utilisant une extension supersymétrique[76]. Une autre possibilité est d'introduire, plus artificiellement, de nouvelles sources pour la violation de  $CP$ , par exemple dans le secteur leptonique[77]. Ces extensions ont en général des conséquences expérimentales qui pourraient être vues dans les expériences actuelles ou en projet, ou pourquoi pas dans les mesures futures des paramètres de la violation de  $CP$ . Notons aussi que dans la plupart de ces extensions, les bornes mentionnées sur la masse du boson de Higgs sont affaiblies, ce qui est un autre point positif. Mais les caractéristiques de la transition de phase électrofaible restent encore le point qui limite des prédictions théoriques de l'asymétrie baryonique.

## Annexe A

# Sensibilité du taux de réjection d'une coupure aux fluctuations expérimentales

Le problème que nous allons traiter ici est le suivant. Lors d'une expérience, une variable  $e$  est mesurée. Seuls les événements tels que  $e > a_0$  sont conservés dans l'analyse ultérieure. Par ailleurs, la mesure de  $e$  n'est pas parfaite; il apparaît une différence aléatoire entre la valeur vraie et la valeur mesurée. Nous désirons déterminer l'effet de ces fluctuations sur la probabilité de rejeter un événement. Dans la suite nous supposons que la loi de la déviation  $\delta$  entre la valeur mesurée et la valeur théorique de  $e$  (notées  $e_{mes}$  et  $e_{th}$  respectivement) est gaussienne, de moyenne nulle et d'écart-type  $\sigma_e$  indépendant de  $e$ . Nous la noterons dans la suite  $G(e_{th}, e_{mes}) \equiv G(\delta)$ . Nous présenterons un traitement analytique et un traitement numérique de ce problème.

### A.1 Traitement analytique

Notons  $\phi(e)$  la p.d.f de la variable  $e$ . Sans restreindre la généralité du problème, nous pouvons supposer que  $\phi$  est nulle hors d'un intervalle fini, bien que nous utilisons dans la suite des bornes d'intégration infinies. La probabilité théorique, soit en ne tenant pas compte des fluctuations sur  $e$ , qu'un événement soit rejeté par la coupure est donnée par :

$$P_{th} = \int_{-\infty}^{a_0} \phi(e) de$$

L'expression de la même probabilité en tenant compte des fluctuations est donnée par :

$$P_{exp} = \int_{-\infty}^{+\infty} dx \int_{-\infty}^{a_0} de \phi(x) G(x, e)$$

La différence entre ces deux quantités, que nous voulons calculer, s'exprime donc, après inversion de l'ordre des intégrations donnant  $P_{exp}$  :

$$\Delta(P) \equiv P_{exp} - P_{th} = \int_{-\infty}^{a_0} de \left[ \int_{-\infty}^{+\infty} \phi(x) G(x, e) dx - \phi(e) \right]$$

En utilisant le fait que l'intégrale de la gaussienne est égale à 1, nous pouvons réécrire cette expression sous la forme :

$$\Delta = \int_{-\infty}^{a_0} de \int_{-\infty}^{+\infty} (\phi(x) - \phi(e)) G(x, e) dx$$

Nous supposons dans la suite que "σ est petit" c'est-à-dire que nous pouvons remplacer  $\phi(x) - \phi(e)$  par son développement limité dans la suite du calcul. Ce dernier point revient à dire en effet que sur un intervalle de largeur  $2\sigma$  la fonction  $\phi$  varie peu. Au troisième ordre près, nous pouvons donc écrire :

$$\Delta = \int_{-\infty}^{a_0} de \int_{-\infty}^{+\infty} \left( \delta\phi'(e) + \frac{1}{2}\delta^2\phi''(e) + \mathcal{O}(\delta^3) \right) G(\delta)d\delta$$

Et donc :

$$\Delta \approx \int_{-\infty}^{a_0} de \left[ \phi'(e) \int_{-\infty}^{+\infty} \delta G(\delta)d\delta + \frac{\phi''(e)}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} \delta^2 G(\delta)d\delta \right]$$

La première intégrale sur  $\delta$  est par définition la moyenne de  $G$ , et la seconde sa variance. Nous pouvons donc finalement écrire :

$$\Delta \approx \int_{-\infty}^{a_0} \frac{\sigma^2}{2} \phi''(e) de$$

Finalement, nous pouvons écrire :

$$\Delta \approx \frac{\sigma^2}{2} \phi'(a_0)$$

Nous pouvons vérifier sur cette expression que si la pente est positive au voisinage de la coupure, la variation est positive : les fluctuations produisent en moyenne une perte nette d'événements acceptés.

## A.2 Traitement numérique

Nous avons vérifié l'analyse précédente numériquement. Pour ce faire, nous avons généré aléatoirement des valeurs de  $e$  entre 0. et 1. suivant une distribution linéaire. La valeur de  $a_0$  utilisée était 1/2. Nous avons ensuite généré événement par événement une fluctuation gaussienne autour de la valeur de  $e$  précédemment obtenue. Nous avons enfin calculé la valeur de  $\Delta$  induite par ces fluctuations. Enfin l'opération a été répétée pour plusieurs valeurs de  $\sigma$  pour étudier la dépendance de  $\Delta$  par rapport à ce paramètre.

Nous avons présenté sur la figure A.2 un exemple de distribution de  $e$  générée. La figure A.2 présente les variations des valeurs de  $\Delta$  que nous avons calculées, sur un large intervalle en  $\sigma$ . Nous pouvons voir que pour des valeurs de  $\sigma$  suffisamment petites devant 1 ( $\sigma < .1$  environ) la courbe obtenue est bien compatible avec une parabole (un exemple d'ajustement est d'ailleurs indiqué sur la figure). Quand la valeur de  $\sigma$  devient trop importante, la courbe s'écarte de l'ajustement. La courbe ajustée sur la figure A.2 est paramétrisée (en ne conservant que les coefficients significatifs) par :

$$\Delta \approx (1.04 \pm .03) \times \sigma^2$$

Cette expression est qualitativement en bon accord avec l'expression obtenue à la section précédente. Pour comparer ces deux expressions plus en détail, il nous faut évaluer  $\phi'$ . Dans notre cas il s'agit d'une constante. Sa valeur numérique est facilement calculable à partir de la figure A.2 ; il faut toutefois tenir compte de la taille des boîtes. Elle vaut :

$$\phi' = 2\% / .01 = 2$$

Ceci vérifie bien l'accord entre l'évaluation analytique et numérique de l'effet que nous recherchons.

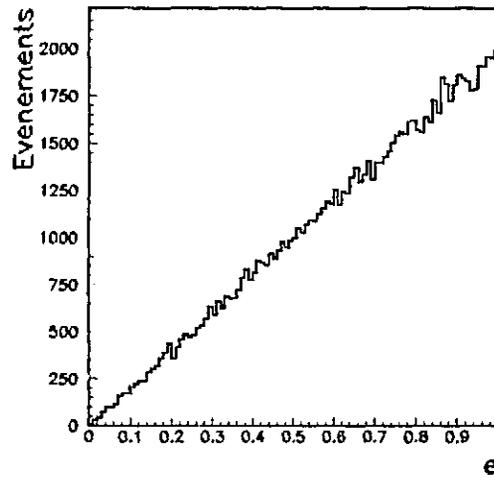


Figure A.1: Un exemple de distribution de  $e$ , sans les fluctuations "expérimentales", pour  $10^5$  événements générés.

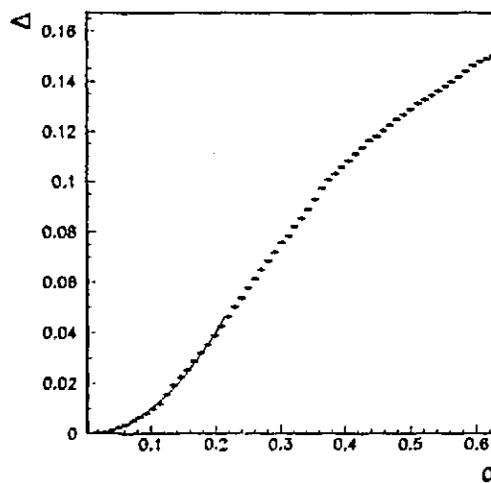


Figure A.2: Distribution des valeurs de  $\Delta$  calculées en fonction de  $\sigma$ . L'ajustement d'une parabole sur les premiers points est indiqué.

# Bibliographie

- [1] G.D. Rochester et C.C. Butler, *Nature* **160** (1947), 855
- [2] A. Pais, *Phys. Rev.* **86** (1952), 663
- [3] M. Gell-Mann et A. Pais, *Phys. Rev.* **97** (1955), 1387
- [4] L.D. Landau, *Nucl. Phys.* **3** (1957), 127  
R. Gatto, *Phys. Rev.* **106** (1957), 168
- [5] A. Pais et O. Piccioni, *Phys. Rev.* **100** (1955), 1487
- [6] J.H. Christenson, J.W. Cronin, V.L. Fitch et R. Turlay, *Phys. Rev. Lett.* **13** (1964), 138
- [7] J. Dorfan et al., *Phys. Rev. Lett.* **19** (1967), 987  
S. Bennett et al., *Phys. Rev. Lett.* **19** (1967), 993
- [8] B. Winstein et L. Wolfenstein, *Rev. Mod. Phys.* **65**(4) (1993), 1113  
A. Pich, CERN-TH.7114/93
- [9] Particle Data Group, K. Hikasa et al., *Phys. Rev. D* **50** (1994), 1173
- [10] L. Wolfenstein, *Phys. Rev. Lett.* **13** (1964), 562
- [11] M. Kobayashi et T. Maskawa, *Prog. Theor. Phys.* **49** (1973), 652
- [12] L. Wolfenstein, *Phys. Rev. Lett.* **51** (1983), 1945
- [13] C. Jarlskog, *Phys. Rev. Lett.* **55** (1985), 1039  
C. Jarlskog, dans *CP Violation*, ed. C. Jarlskog, (World Scientific, Singapour 1989), 3
- [14] G. Altarelli et P. Franzini CERN-TH.4914/87 (1987)
- [15] J.M. Flynn and L. Randall, *Phys. Lett. B* **224** (1989) 221  
G. Buchalla, A.J. Buras et M.K. Harlander, *Nucl. Phys. B* **337** (1990), 412  
E.A. Paschos and Y.L. Wu, *Mod. Phys. Lett. A* **6** (1991), 93  
M. Lusignoli, L. Maiani, G. Martinelli et L. Reina, *Nucl. Phys. B* **369** (1992) 139
- [16] A.J. Buras, M. Jamin et M.E. Lautenbacher, *Nucl. Phys. B* **408** (1993), 209  
J. Heinrich et al., *Phys. Lett. B* **279** (1992), 140  
M. Ciuchini et al., *Phys. Lett. B* **301** (1993), 263  
S. Bertolini et al., CERN-TH.7097/93 (1993)
- [17] H. Burkhardt et al., *Nucl. Inst. Meth. A* **268** (1988), 116
- [18] L. Adiels et al., *Proposal CERN PSCC/85-6 P82* (1985)
- [19] B. Winstein, in *CP violation in particle physics and astrophysics*, ed J. Tran Thanh Van (Editions Frontières 1990), 181  
M. Woods, Thèse de PhD (Université de Chicago 1988)

- [20] I. Harrus, Rapport LAL 89-13, Thèse de doctorat de l'Université d'Orsay (1989)  
G.D. Barr et al., *Nucl. Inst. Meth. A* **294** (1990), 465
- [21] L. Scrin, Rapport LAL 91-16 Thèse de doctorat de l'Université d'Orsay (1991)
- [22] L. Iconomidou-Fayard, Rapport LAL 94-11, Thèse d'habilitation (1993)
- [23] E. Augé, Rapport LAL 89-18, Thèse d'habilitation (1989)
- [24] O. Perdureau, Note NA31 93-3 (15/10/1993)
- [25] P. Calafura, R. Carosi et I. Mannelli, Note NA31 93-1 (3/06/1993)
- [26] A.C. Schaffer, Note NA31 87-32 (9/12/1987)
- [27] G.D. Barr et al., *Phys. Lett. B* **317** (1993), 233
- [28] H. Burkhardt et al., *Phys. Lett. B* **206** (1988), 169
- [29] M. Woods et al., *Phys. Rev. Lett.* **60**, 860
- [30] J.R. Patterson, Thèse de PhD (Université de Chicago 1990)
- [31] L.K. Gibbons, Thèse de PhD (Université de Chicago 1993)
- [32] J.R. Patterson et al., *Phys. Rev. Lett.* **64** (1990), 1491
- [33] L.K. Gibbons et al., *Phys. Rev. Lett.* **70** (1993), 1203
- [34] P. Bloch, in *CP violation in particle physics and astrophysics*, ed J. Tran Thanh Van (Editions Frontières 1990), 455
- [35] R. Adler et al., *Phys. Lett. B* **286** (1992), 180
- [36] G.D. Barr et al., CERN/SPSC/90-22 (1990)
- [37] K. Arisaka et al., *Fermilab Proposal FN-568* (1990)
- [38] *KLOE coll.*, "A general purpose detector for DAΦNE", LNF-92/019 (1992)
- [39] J. Icc-Franzini, *XXVII<sup>ème</sup> rencontres de Moriond*, (Editions Frontières 1992), 381
- [40] F. Bossi, *Proceeding de la Conférence HEP-93*, eds. J. Carr et M. Perrotet (Editions Frontières 1994), 393
- [41] E. Ramberg et al., *Phys. Rev. Lett.* **70** (1993), 2529
- [42] H.Y. Cheng, *Phys. Rev. D* **43** (1991), 1579
- [43] G. Thomson, *Proceeding de la conférence HEP-93* eds. J. Carr et M. Perrotet (Editions Frontières 1994), 157
- [44] P. Pavlopoulos, *Proceeding de la conférence HEP-93*, eds. J. Carr et M. Perrotet (Editions Frontières 1994), 153
- [45] G. Ecker et A. Pich, *Nucl. Phys. B* **366** (1991), 189  
G.A. Buchalla et al., *Nucl. Phys. B* **412** (1994), 106
- [46] G.D. Barr et al., *Phys. Lett. B* **284** (1992), 440
- [47] N. Miyake et al., *proposal KEK 162* (1988)

- [48] A. Barker et al., *Fermilab Proposal E779* (1988)
- [49] I.I. Bigi, et al., dans *CP Violation*, ed C. Jarlskog (World scientific Singapour 1990), 175  
L.L. Chau, dans *CP Violation*, ed C. Jarlskog (World scientific Singapour 1990), 249  
R. Aleksan et al., *Proceedings du Workshop de l'EFCEA sur une usine à B européenne*, eds. R. Aleksan et A. Ali, ECFA 93-151
- [50] *KEK report on an asymmetric B factory* (28-02-1990)  
Y. Sakai, *Nucl. Inst. Meth. A* **333** (1993), 42
- [51] *rapports SLAC-0359, SLAC-0372*
- [52] *BABAR Status report*, SLAC, Juin 1993
- [53] F. Abe et al., *Phys. Rev. Lett.* **72** (1994), 3456
- [54] P. Eerola, *Nucl. Inst. Meth. A* **333** (1993), 73  
ATLAS coll., CERN/LHCC/95-55
- [55] H. Albrecht et al., *Rapport DESY PRC 92/04* (1992)
- [56] J.R. Fry et T. Ruf, CERN-PPE/94-20
- [57] G. t'Hooft, *Phys. Rev. Lett.* **37** (1976), 8  
G. t'Hooft, *Phys. Rev. D* **14** (1976), 3422
- [58] L.D.Landau, *JETP* **32** (1957), 405
- [59] R.D. Peccei, *The strong CP problem*, dans *CP violation*, ed C. Jarlskog (World Scientific Singapour 1990), 503
- [60] G. Steigman, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **14** (1976), 339
- [61] A.D. Sakharov, *JETP Lett.* **5** (1967), 24
- [62] N.S. Manton, *Phys. Rev. D* **28** (1983), 2019  
F.R. Klinkhammer et N.S. Manton, *Phys. Rev. D* **30** (1984), 2212
- [63] S. Dimopoulos et L. Susskind, *Phys. Rev. D* **18** (1978), 4500
- [64] M. Shaposhnikov, *JETP Lett.* **44** (1986), 445
- [65] Pour une revue générale, voir: A.G. Cohen, D.B. Kaplan et A.E. Nelson, *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* **43** (1993), 27
- [66] G.R. Farrar et M.S. Shaposhnikov, *Phys. Rev. Lett.* **70** (1993), 2833  
G.R. Farrar et M.S. Shaposhnikov, CERN-TH.6732/93
- [67] M.B. Gavela et al., *Mod. Phys. Lett. A* **9** (1994), 795  
M.B. Gavela et al., CERN-TH.7262/94 et CERN-TH.7263/94
- [68] P. Huet et E. Slather, SLAC-PUB-6479 (1994)
- [69] M.E. Shaposhnikov, *Nucl. Phys. B* **375** (1992), 625
- [70] M. Dine et al., *Phys. Lett. B* **283** (1992), 319  
M. Dine et al., *Phys. Rev. D* **43** (1992), 2668
- [71] M. Dine et al., *Nucl. Phys. B* **375** (1992), 625
- [72] J.R. Espinosa et al., *Phys. Lett.* **314** (1993), 206

- 
- [73] Pour une revue générale, voir : E.W. Kolb et M.S. Turner, *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* **33** (1983), 645
- [74] A.D. Linde, *Inflation and Quantum Cosmology* (Academic Press 1990)
- [75] L. McLerran et al., *Phys. Lett.* **B 256** (1991), 451
- [76] M. Dine et al., *Phys. Lett.* **B 257** (1991), 351
- [77] A.G. Cohen, D.B. Kaplan et A.E. Nelson, *Nucl. Phys.* **B 373** (1992), 453

# Remerciements

*Ce rapport vient conclure une période de travail de cinq années passées dans l'expérience NA31. Cette expérience avait pour but principal de mesurer précisément un paramètre physique, et le niveau de précision requis pour permettre une mesure significative de celui-ci en a dicté le protocole expérimental. Il s'agit ensuite dans l'analyse de contrôler tous les effets systématiques qui seraient susceptibles de changer la valeur mesurée. Ici donc, chacun a "son" effet plutôt que "son" canal. Le résultat de l'expérience, comme ceux présentés dans ce rapport, repose donc sur une pyramide d'efforts largement répartis entre plusieurs groupes.*

*Je suis arrivé dans l'expérience lors de la dernière prise des données en 1989, ma contribution a été plus spécialement dirigée vers l'analyse de celles-ci. Comme tout au long de la vie de l'expérience, et malgré d'autres charges parfois bien lourdes, le groupe d'Orsay a joué les "meneurs" dans la collaboration. Il m'a été d'autant plus facile de m'intégrer dans une collaboration déjà ancienne avec ce label; leur expérience m'a également été extrêmement précieuse.*

*Daniel a su guider avec clairvoyance mes premiers pas dans l'analyse, malgré de pressantes sirènes; même plus éloigné du cœur des discussions, ses idées sont toujours restées éclairantes, jusque dans la rédaction de ce rapport. Etienne a toujours été un conseil précieux, et une mémoire inépuisable pour le novice que j'ai été (longtemps) dans les nombreux recoins de l'expérience et de son analyse. Lydia et RD ont formé, avec moi, le "dernier carré" (sic) de l'analyse à Orsay, au moment où des effets surprenants et difficiles à maîtriser ont été mis en évidence et des horizons nouveaux attiraient les plus anciens. Les discussions vivantes, l'ambiance motivante... et les résultats présentés ici leur sont au moins autant redevables qu'à moi, d'autant que si ma mauvaise humeur n'est pas aussi proverbiale qu'une autre, je crois qu'elle n'est pas moins réelle parfois... Un grand merci à RD également pour ses commentaires sur ce rapport. Enfin, avec Laurent qui a démarré dans l'expérience en même temps que moi, sur un autre sujet, les échanges ont bien souvent dépassé les cadres respectifs de nos travaux, constituant des parenthèses irremplaçables dans ceux-ci.: je ne saurais dire combien ces ballons d'oxygène ont été appréciés et bénéfiques.*

*Les analyses présentées dans ce rapport ont bénéficié des idées et des efforts de nombreux autres membres de la collaboration, parmi lesquels je ne voudrais pas oublier Giles Barr dont les idées, les "trucs" et la disponibilité m'ont bien aidé, Armin Wagner pour ses contributions essentielles à l'analyse, enfin Fritz Leber avec qui j'ai eu des échanges fructueux et sympathiques. Italo a été une source permanente d'idées nouvelles, dont tous ont tiré parti à un moment ou un autre.*

*Les personnalités qui ont bien voulu faire partie de mon jury P. Bloch, B. Gavela, D. Fournier, J. Lefrançois, I. Mannelli et G. Smadja ont également droit à ma toute gratitude pour cet effort de leur part. P. Bloch, I. Mannelli et G. Smadja ont en outre bien voulu lire ce rapport plus en détail et en être rapporteurs, mais aussi commentateurs et souvent correcteurs; je ne leur en suis que plus reconnaissant.*

*La réalisation technique doit aux compétences du secrétariat scientifique, et j'en remercie*

*N. Mathieu, C. Bourge, J. Brosselard et C. Eguren. Je fais de même pour A. Coueslan et J. Pénec pour en avoir assuré la reproduction.*

*D. Morellet a été trop proche du groupe pour n'être pas remercié ici pour les nombreuses et vivantes discussions que nous avons pu avoir, sans toujours tomber d'accord, mais toujours avec sympathie. Je voudrais aussi faire une place parmi ces remerciements à tous ceux à qui le plaisir de travailler à Orsay est redevable. Parfois un sourire, de la gentillesse ou un coup de main sont bien plus que ce qu'ils sont. Merci donc à Valérie, Emmanuelle, Simone, Anne-Marie et Françoise; à Georges, François, Reza ... et tous ceux que j'oublie aujourd'hui et dont je me souviendrai demain.*

*Ce rapport conclut ma formation (enfin, si elle doit s'arrêter un jour). Je ne voudrais pas oublier tous ceux qui y ont contribué, entre autres les divers enseignants qui m'ont donné le virus pour la physique, M. Davier qui m'a accueilli au LAL, les anciens membres du groupe  $\tau_7$  où j'ai fait ma thèse et plus spécialement Claude qui l'a dirigée.*

*Mes remerciements les plus profonds vont à mes chers parents qui m'ont tant donné, pour mes petites sœurs et ma tendre épouse Xiao qui est au cœur de toute chose. Que ce volume leur soit dédié.*