

Université Paris 7 Denis Diderot

# Thèse

*présentée*  
*pour obtenir le grade de*  
Docteur en Sciences Physiques  
*spécialité Physique des Particules Élémentaires*

*par*

Stéphane Schanne

Mesure du rapport d'embranchement de la désintégration  
 $K_L \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma$  et développement d'un système de  
déclenchement dans l'expérience NA48 au CERN

*soutenue le vendredi 24 octobre 1997*  
*devant le jury composé de MM.*

Pierre	Binetruy	Rapporteur
Mario	Calvetti	
Pascal	Debu	Directeur
François	Le Diberder	Président
Konrad	Kleinknecht	
Gérard	Marel	Rapporteur
René	Turlay	



# Table des matières

<b>Résumé</b>	<b>v</b>
<b>Remerciements</b>	<b>viii</b>
<b>Invitation au voyage au cœur de la Physique des Particules</b>	<b>x</b>
<b>I Introduction</b>	<b>1</b>
<b>1 Aperçu phénoménologique du système des Kaons neutres</b>	<b>3</b>
1.1 Le système des kaons neutres et la violation de $CP$	3
1.2 Quelques modèles de la violation de $CP$	8
1.2.1 Le modèle de l'interaction super-faible	8
1.2.2 La violation de $CP$ dans le modèle standard	8
<b>2 Les désintégrations rares de kaons</b>	<b>12</b>
2.1 Classes de processus rares	12
2.2 Le processus $K_L \rightarrow \mu^+ \mu^-$	13
2.3 La désintégration $K_L \rightarrow \gamma \gamma$	15
2.4 La désintégration $K_L \rightarrow l^+ l^- \gamma$	16
2.5 Modèles pour le vertex $K_L \rightarrow \gamma \gamma^*$	22
<b>3 Le détecteur NA48</b>	<b>29</b>
3.1 Le faisceau de protons primaires	32
3.2 Les faisceaux simultanés de $K_L$ et de $K_S$	32
3.3 L'étiquetage des désintégrations de $K_S$	34
3.4 La région de désintégration et les anti-compteurs	35
3.5 Le spectromètre magnétique	37
3.5.1 L'aimant	37
3.5.2 Les chambres à dérive	38
3.6 L'hodoscope pour les désintégrations chargées	41
3.7 Le calorimètre électromagnétique à krypton liquide	43

3.8	L'hodoscope pour les désintégrations neutres . . . . .	44
3.9	Le calorimètre hadronique . . . . .	45
3.10	Les compteurs à muons . . . . .	46
3.11	Le moniteur d'intensité du faisceau . . . . .	46
<b>II</b>	<b>Le système de déclenchement chargé de NA48</b>	<b>49</b>
<b>4</b>	<b>La gestion des données en ligne</b>	<b>51</b>
4.1	La mémorisation primaire des données . . . . .	53
4.2	Le système de déclenchement . . . . .	55
4.2.1	Le système de déclenchement chargé (L1/L2C) . . . . .	55
4.2.2	Le système de déclenchement neutre (L1N) . . . . .	57
4.2.3	Le superviseur du système de déclenchement (L2TS) . . . . .	58
4.2.4	Mémorisation des conditions de déclenchement à l'aide de PMB . . . . .	58
4.3	La gestion du flot des données acceptées par le déclenchement . . . . .	59
4.3.1	Le volume de données à gérer . . . . .	59
4.3.2	Architecture du système de gestion du flot de données . . . . .	59
<b>5</b>	<b>Le système de déclenchement chargé de niveau 2 (L2C)</b>	<b>62</b>
5.1	Aperçu général du L2C . . . . .	62
5.2	L'algorithme de reconstruction en ligne du L2C . . . . .	65
5.2.1	La reconstruction des points d'impacts dans les chambres à dérive . . . . .	66
5.2.2	La combinatoire des paires de traces avant l'aimant . . . . .	72
5.2.3	Le calcul du vertex de deux traces chargées . . . . .	75
5.2.4	Masse invariante des deux traces dans l'hypothèse $\pi^+\pi^-$ . . . . .	79
5.2.5	Extensions et autres coupures physiques possibles . . . . .	83
<b>6</b>	<b>Les composantes fonctionnelles du L2C</b>	<b>86</b>
6.1	La gestion des entrées au L2C . . . . .	86
6.2	Les Cartes A&B et les coordonnées d'impacts dans les chambres . . . . .	89
6.3	Le Distributeur d'Événement . . . . .	94
6.4	La ferme des Processeurs d'Événement . . . . .	97
6.5	La gestion des sorties du L2C . . . . .	97
6.6	Le pilotage et la surveillance du L2C . . . . .	98
<b>7</b>	<b>Réalisation de la ferme de Processeurs d'Événement du L2C</b>	<b>101</b>
7.1	Les cartes multi-processeurs à base de processeurs DSP . . . . .	101
7.2	La parallélisation de l'algorithme de reconstruction . . . . .	105
7.3	Les flux de données au sein d'un Processeur d'Événement . . . . .	109
7.4	La gestion du temps de calcul dans un Processeur d'Événement . . . . .	112
7.5	L'interconnexion de la ferme de Processeurs d'Événement . . . . .	114

<b>8</b>	<b>Les performances du L2C</b>	<b>118</b>
8.1	Performances du fonctionnement en ligne du L2C en 1995 et 1996 . . . . .	118
8.2	Les performances obtenues par analyse hors ligne . . . . .	122
8.3	Conclusions . . . . .	123
<b>III</b>	<b>La mesure de <math>Br(K_L \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma)</math> et l'étude de <math>Br(K_L \rightarrow \mu^+ \mu^- e^+ e^-)</math></b>	<b>125</b>
<b>9</b>	<b>La prise de données de 1995</b>	<b>127</b>
9.1	Objectifs de la prise de donnée de 1995 . . . . .	127
9.2	La configuration de détecteurs utilisés . . . . .	127
9.3	Les conditions de déclenchement . . . . .	128
<b>10</b>	<b>La reconstruction des événements</b>	<b>131</b>
10.1	Les programmes de reconstruction des données primaires . . . . .	131
10.1.1	La reconstruction des traces du spectromètre . . . . .	131
10.1.2	La reconstruction des gerbes dans le calorimètre hadronique . . . . .	132
10.2	Réduction du volume de données par présélection . . . . .	135
10.3	L'identification des particules . . . . .	137
10.4	Le calcul des grandeurs cinématiques utilisées dans la suite . . . . .	141
<b>11</b>	<b>La simulation Monte-Carlo de l'expérience</b>	<b>145</b>
11.1	Simulation de la production et de la désintégration de $K_L$ . . . . .	146
11.2	Les réponses des détecteurs . . . . .	148
11.3	Correction du spectre d'impulsion des kaons avec les données $K_{\mu 3}$ . . . . .	149
11.4	Vérification de la simulation sur diverses désintégrations . . . . .	154
11.4.1	Le canal $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^-$ . . . . .	154
11.4.2	Le canal $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ . . . . .	158
<b>12</b>	<b>La sélection des événements pour la mesure de <math>Br(K_L \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma)</math></b>	<b>162</b>
12.1	La sélection des candidats du signal $K_L \rightarrow \mu \mu \gamma$ . . . . .	162
12.2	Étude des gerbes accidentelles dans le calorimètre . . . . .	171
12.3	Détermination des bruits de fond à $K_L \rightarrow \mu \mu \gamma$ . . . . .	173
12.4	Sélection des candidats de normalisation $K_{\mu 3}$ . . . . .	177
12.5	Les acceptances globales des sélections $K_L \rightarrow \mu \mu \gamma$ et $K_{\mu 3}$ . . . . .	182
12.6	Restriction aux prises de données acceptables . . . . .	184
<b>13</b>	<b>Détermination du rapport d'embranchement <math>Br(K_L \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma)</math> et de <math>\alpha_K</math></b>	<b>189</b>
13.1	Mesure de l'efficacité de la condition $2\mu$ . . . . .	189
13.2	Mesure du facteur d'échantillonnage du déclenchement $minb$ . . . . .	191
13.3	Le résultat . . . . .	194
13.4	Le nombre d'événements de bruit de fond attendus . . . . .	196
13.5	Les erreurs systématiques . . . . .	197
13.6	Déduction du paramètre $\alpha_K$ . . . . .	199

<b>14 Détermination d'une limite sur <math>Br(K_L \rightarrow \mu^+ \mu^- e^+ e^-)</math></b>	<b>201</b>
14.1 La sélection des candidats $K_L \rightarrow \mu\mu ee$ . . . . .	201
14.2 Le calcul d'une limite sur $Br(K_L \rightarrow \mu^+ \mu^- e^+ e^-)$ . . . . .	207
<b>15 Discussion des résultats de physique</b>	<b>209</b>
<b>Table des figures</b>	<b>I</b>
<b>Liste des tableaux</b>	<b>V</b>
<b>Bibliographie</b>	<b>VII</b>

# Résumé

Le présent document conclut un travail de trois ans, effectué au *Département d'Astrophysique, de Physique des Particules, de Physique Nucléaire et de l'Instrumentation Associée* (DAPNIA) du *Commissariat à l'Énergie Atomique* (CEA) à Saclay, dans le cadre de l'expérience NA48. Il est formé de deux volets, et comprend une analyse des données enregistrées en 1995 pour la recherche de désintégrations rares de kaons neutres, ainsi que la description du développement et de la mise au point d'un système de déclenchement pour l'expérience.

Dans une *première partie* introductive est présenté le phénomène de la violation directe de CP dans le système des mésons  $K$  neutres, dont la mise en évidence est l'objectif principal de l'expérience. Puis la physique des désintégrations rares de kaons est discutée, et plus particulièrement le canal  $K_L \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma$ . Ensuite est présenté le dispositif expérimental, comprenant un spectromètre et un calorimètre électromagnétique à krypton liquide de grande précision.

Après une introduction au système de gestion des données en ligne de l'expérience, la *deuxième partie* détaille son système de déclenchement "chargé" de niveau 2 pour la sélection des événements  $K_{L,S} \rightarrow \pi^+ \pi^-$ , nécessaires à la mesure du paramètre  $\epsilon'/\epsilon$  de violation directe de CP. Cette sélection est effectuée à l'aide d'une ferme rapide de processeurs de traitement numérique du signal, soumise à un taux d'entrée de  $100 \text{ kHz}$ , qui reconstruit en ligne, en  $100 \mu\text{s}$ , la masse invariante  $\pi^+ \pi^-$  des événements à partir des données du spectromètre pour un rejet efficace des bruits de fond physiques. L'algorithme de reconstruction, la réalisation de la ferme, et les performances obtenues du système sont présentés.

La *troisième partie* est dédiée à la mesure du rapport d'embranchement de  $K_L \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma$ , dont la valeur est déterminée à l'aide de 59 événements trouvés (comportant un bruit de fond estimé à 14), en utilisant pour la normalisation le rapport d'embranchement connu du canal  $K_L \rightarrow \pi \mu \nu$ . Le résultat obtenu,  $Br(K_L \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma) = (3.4 \pm 0.6(\text{stat}) \pm 0.4(\text{syst})) \times 10^{-7}$ , permet de déterminer la valeur du paramètre  $\alpha_K = -0.04_{-0.21}^{+0.24}$ , décrivant le rapport entre les constantes de couplage des transitions faibles non leptoniques par mésons intermédiaires vectoriels et pseudo-scalaires. Une recherche de désintégrations  $K_L \rightarrow \mu^+ \mu^- e^+ e^-$  a également été effectuée. Aucun candidat n'a cependant été trouvé, ce qui permet de donner une limite supérieure au rapport d'embranchement de  $Br(K_L \rightarrow \mu^+ \mu^- e^+ e^-) < 3.8 \times 10^{-8}$  à un niveau de confiance de 90%.

## Mots clés

*Désintégrations rares de  $K_L$ , mesure physique, rapport d'embranchement,  $K_L \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma$ ,  $K_L \rightarrow \mu^+ \mu^- e^+ e^-$ ,  $\alpha_K$ , Méson  $K^0$ , violation directe de CP, expérience NA48, système de déclenchement chargé de niveau 2, ferme de Processeurs d'Événement, programmation parallèle, microprocesseurs TMS-320 C40.*

# Zusammenfassung

Messung des Verzweigungsverhältnisses des Zerfalls  $K_L \rightarrow \mu\mu\gamma$  und Entwicklung eines Triggersystems im NA48 Experiment am CERN

Hauptziel des NA48 Experiments am CERN, welches auf einem Magnetspektrometer sowie einem Flüssigkrypton-Kalorimeter beruht, ist die Erforschung der direkten CP Verletzung im neutralen Kaonen-System. Das Experiment besitzt ebenfalls eine gute Sensitivität für seltene Kaonen-Zerfälle, wie z.B.  $K_L \rightarrow \mu\mu\gamma$  Zerfälle, die im ersten Teil der Dissertation diskutiert werden.

Der zweite Teil gibt eine detaillierte Beschreibung der zweiten Stufe des "geladenen" Triggers wieder, die für eine Eingangsrate von 100 kHz ausgelegt ist, und die Zerfälle von  $K_L$  oder  $K_S$  in  $\pi^+\pi^-$  selektiert. Das System beruht auf einer DSP-Prozessorfarm, welche in Echtzeit (in weniger als 100  $\mu$ s) anhand der Spektrometerdaten die invariante  $\pi\pi$ -Masse von Ereignissen rekonstruiert. Ein Schnitt auf diese Größe erlaubt eine effiziente Unterdrückung des physikalischen Untergrunds. Der Rekonstruktionsalgorithmus, die Verwirklichung der Farm, sowie ihre Leistungen werden präsentiert.

Im dritten Teil wird eine Messung des Verzweigungsverhältnisses von  $K_L \rightarrow \mu\mu\gamma$  anhand der im Jahre 1995 aufgenommenen Daten vorgestellt. 59 Ereignisse wurden gefunden, bei einem Untergrund von 14. Das gemessene Verzweigungsverhältnis lautet  $(3,4 \pm 0,6(stat) \pm 0,4(syst)) \times 10^{-7}$  und ermöglicht eine Ermittlung des Verhältnisses der Kopplungskonstanten für schwache nichtleptonische Zerfälle durch Zwischenzustände von Vektormesonen und Pseudoskalarmesonen:  $\alpha_K = -0,04_{-0,21}^{+0,24}$ . Eine Suche nach  $K_L \rightarrow \mu^+\mu^-e^+e^-$  Zerfällen wurde ebenfalls durchgeführt. Da keine Ereignisse gefunden wurden, kann eine obere Schranke von  $3,8 \times 10^{-8}$  (mit 90%-iger Wahrscheinlichkeit) für das Verzweigungsverhältnis dieses Zerfalls bestimmt werden.

# Abstract

Measurement of the branching ratio of the long lived neutral kaon decay into a muon pair and a photon, and development of a trigger system in the NA48 experiment at CERN

The study of direct CP violation in the neutral K meson system is the primary goal of the high precision NA48 experiment at CERN, based on a spectrometer and a liquid krypton calorimeter. This experiment is also sensitive to rare kaon decays, in particular the one of the  $K_L$  into a muon pair and a photon, discussed in the first part of the dissertation.

The second part presents a detailed description of the second level "charged" trigger system of the experiment, operating at a 100 kHz event input rate. Its aim is to select the decays of  $K_L$  or  $K_S$  into a pair of charged pions, based on a high speed digital signal processor farm performing the online reconstruction of the invariant mass of an event in less than 100 microseconds, using the spectrometer data for an efficient rejection of the physical backgrounds. The reconstruction algorithm, the realization of the farm and its performances are presented.

The third part determines a measurement of the branching ratio of the  $K_L$  decay into a pair of muons and a photon using the data taken in 1995. 59 signal events are found containing a background estimated to 14. The result is  $(3.4 \pm 0.6(\text{stat}) \pm 0.4(\text{syst})) \times 10^{-7}$  and allows the determination of the value of the ratio between the coupling constants of the weak non leptonic transitions through vector and pseudo-scalar intermediate states  $\alpha_K = -0.04^{+0.24}_{-0.21}$ . A search for decays of  $K_L$  into two muons and two electrons has been performed. No candidate has been found. An upper limit for the branching fraction of the process of  $3.8 \times 10^{-8}$  at a 90% confidence level is obtained.

# Remerciements

Je remercie Jacques Haïssinski de m'avoir accueilli au Département d'Astrophysique, de Physique des Particules, de Physique Nucléaire et de l'Instrumentation Associée (DAPNIA) du CEA/Saclay. Je dois à Michel Spiro, le chef du Service de Physique des Particules, pour le bon cadre donné à cette thèse.

Mes remerciements vont au Président du jury, François Le Diberder. Je remercie Pierre Binetruy et Gérard Marel d'avoir accepté le rôle de Rapporteur, et je leur exprime toute ma reconnaissance pour leur conseils et le soin qu'ils ont apporté à la lecture de ce mémoire. Je voudrais remercier tout particulièrement le Professeur Mario Calvetti, le Professeur Konrad Kleinknecht et René Turlay d'avoir accepté de faire partie de mon jury, et Vanina Ruhlmann d'avoir parrainé ma thèse.

Je tiens à remercier profondément Pascal Debu, mon directeur de thèse, de m'avoir accueilli dans son groupe NA48 à Saclay, où il a su établir un excellent climat de travail. Avec ses conseils et suggestions il m'a fait grandement profiter de son expérience et de sa rigueur scientifique. Sa disponibilité constante au cours de cette thèse et son soutien m'ont été d'une aide précieuse. Je remercie Pascal tout particulièrement pour son amitié, sa confiance en moi et la part de responsabilité qu'il m'a confiée dans le système de déclenchement chargé.

Je voudrais remercier tous les physiciens et collègues du groupe NA48 de Saclay pour leur chaleureux accueil, leur soutien, et leurs conseils. De par leur expérience, couvrant un vaste domaine de la Physique des Particules, j'ai bénéficié d'une véritable formation par la recherche. Je tiens également à remercier l'équipe des ingénieurs du Service d'Electronique et d'Informatique de Saclay, qui a fourni un travail formidable sous la direction de Michel Mur. J'estime comme très valorisant le fait que j'ai pu apprendre de leur expérience. Je voudrais nommer tout particulièrement : François Bugeon, Jean-Baptiste Cheze, Julien Cogan, Jean-Louis Fallou, Frédéric Louis, Bernard Peyaud, Olaf Steinkamp et Gérard Tarte. Je dois beaucoup à : Shebli Anvar le philosophe de la programmation, Michel De Beer l'as du Monte-Carlo, Peter Hristov pour les questions théoriques et d'analyse en particulier, Hervé Leprovost au sujet des cartes électroniques, Edoardo Mazzucato qui m'a guidé dans les premiers pas d'analyse, et Bertrand Vallage le compagnon des *shifts massbox*.

Pour la bonne coopération je voudrais remercier Jörg Scheidt, et tous les membres du sympathique groupe de Mayence. Je voudrais remercier tout particulièrement Steffen Luitz pour son aide dans la mise à disposition des données, son hospitalité répétée pendant mes séjours au CERN et son amitié.

Je suis reconnaissant à mes professeurs qui m'ont communiqué leur passion pour la science. Ma reconnaissance va à tout les membres de la collaboration NA48 qui ont su créer une atmosphère enthousiaste lors de notre aventure commune, et qui ont réussi à trouver un juste équilibre entre travail et barbecue.

Merci à tous les lecteurs et correcteurs du manuscrit de cette thèse, et à Jean-Luc Poupat en particulier. Merci à mes amis de ne pas m'avoir oublié, et de m'avoir apporté de temps à autre un changement d'idées.

Je remercie mes parents, Anne-Marie et Günter, qui m'ont toujours offert les meilleures possibilités et qui m'ont permis de suivre les études que je désirais. A mon frère Thomas et ma sœur Nathalie, merci pour leurs encouragements.

Un grand merci pour tant de compréhension et de patience va à Magdalena.



# Invitation au voyage au cœur de la Physique des Particules

À mes parents, Anne-Marie et Günter

De tous temps les hommes furent intrigués par le monde sensible qui les entoure.

A l'aube de l'humanité l'homme craignait les forces naturelles qui se déchaînent sur la Terre, l'univers dont il est une partie, et qui mettent en mouvement *les quatre éléments*. Durant un orage sur le flanc d'une montagne boisée la force de *l'air*, fluide évanescant par moment calme, courbe les arbres. L'énergie libérée par les éclairs en met certains en *feu*. *L'eau*, liquide source de vie, se transforme en torrents en emportant des lambeaux de *terre*.

Cependant ce monde tangible ne le fut pas uniquement par le sens, mais aussi par l'esprit. La peur des hommes fit place à la curiosité, l'esprit d'aventure, la soif de découvertes, d'inventions et finalement de compréhension des phénomènes de l'univers.

Des *collisions* de pierres engendrées par les mains des premiers hommes ont libéré des *énergies* cachées. L'homme a appris à dompter le feu. Ceci lui a apporté du confort matériel - sous forme de chaleur - et spirituel - en augmentant sa puissance et son importance dans le monde des créatures vivantes. L'homme se donna subitement du temps pour songer à de nouvelles inventions. Saura-t-on jamais quelles étaient ses pensées? En travaillant ses pierres, des petits éclats se sont produits. Et si l'on divisait aussi ces éclats en morceaux encore plus petits? Peut-on diviser les éclats des éclats ... des éclats?

Bien plus tard, dans la civilisation grecque, les philosophes s'en sont donnés à cœur joie pour formuler des *théories* à ce sujet. Démocrite et les atomistes ont postulé l'existence d'une unique brique élémentaire constituant les quatre éléments. Pendant longtemps inaccessible aux *expériences*, cette théorie - du domaine de la métaphysique - n'a pas évolué. La dynamique entre ces atomes restait pure spéculation philosophique.

La *science*, née du concours de la théorie et de l'expérimentation, a pu faire évoluer notre image du monde de manière spectaculaire.

Les atomes ont été mis en évidence, leurs propriétés ont été étudiées et Mendeleev les a classées. Quel succès pour les philosophes grecs, quelle *intuition*! Cependant, il s'est avéré qu'il y a plus d'une centaine d'atomes. Un peu trop pour représenter les constituants élémentaires de la matière. Une théorie élémentaire se doit d'être *belle et simple*.

Entre-temps la physique a fait des progrès considérables dans le domaine des *forces* qui lient les constituants de la matière. Les mathématiques ont permis de décrire sous formes de *lois prédictives* les forces

gravitationnelles, électriques et magnétiques. Maxwell a su unifier les deux dernières en décrivant phénomènes électriques, magnétiques et lumineux comme différentes manifestations d'un seul *champ* dont les ondes se propagent dans l'espace. Einstein a décrit la gravitation comme manifestation de la courbure du support sur lequel repose notre univers : l'espace-temps.

Matière et forces, jusque là deux disciplines disjointes dans les sciences, au point de se nommer *chimie* et *physique* se sont unifiées lorsque la physique des particules élémentaires est née.

Je daterais cet événement en l'an 1897 - c'est-à-dire il y a exactement un siècle de cela maintenant - lorsque Thomson a découvert l'électron.

## Les particules

En effet Thomson savait que les rayons cathodiques émis par un filament chaud sont défléchis par un aimant. Ceci lui suggérait qu'il s'agissait en fait d'un jet de particules chargées. La déviation subie dans le champ magnétique indiquait que cette charge devait être négative. Il faisait passer son faisceau à travers un dispositif de champs électrique et magnétique croisés. En agissant sur l'intensité du champ électrique de telle sorte que la déviation nette était nulle, il pouvait déterminer la vitesse ( $\simeq c/10$ ) et le rapport charge sur masse des particules. Ce rapport s'est avéré énorme par rapport à celui de tout atome chargé connu. Ceci indiquait soit une charge énorme soit une masse environ 2000 fois plus faible que celle de l'atome le plus léger connu. Cette dernière solution fut favorisée et la particule nommée *électron*.

Thomson imaginait correctement que ces électrons étaient des constituants essentiels des atomes. Cependant comme les atomes sont neutres et beaucoup plus lourds que les électrons, la question se pose : comment se répartit à l'intérieur des atomes la charge positive - compensatrice de celle des électrons - et donc l'essentiel de la masse.

Le modèle d'une répartition uniforme de la masse à l'intérieur des atomes a été rejeté par la fameuse expérience de diffusion de particules  $\alpha$  sur une mince feuille d'or menée par Rutherford. Si la charge positive était uniformément distribuée au sein des atomes, la plupart des particules  $\alpha$  serait légèrement défléchie en traversant la feuille (les électrons, trop légers par rapport aux particules  $\alpha$  ne jouent pas de rôle ici). Il s'est avéré que la plupart des particules  $\alpha$  n'était pas défléchie, et qu'un certain nombre par contre rebondissait à grand angle comme sur un noyau dur. Ceci indiquait que la charge positive et virtuellement toute la masse sont concentrées au centre de l'atome.

Le noyau atomique était né. Et avec lui la physique nucléaire. Le noyau atomique le plus léger fut appelé proton. Chadwick découvre en 1932 le neutron, second constituant du noyau atomique, permettant d'expliquer les masses des noyaux atomiques et les isotopes. La particule alpha n'est rien d'autre que le noyau de l'atome d'hélium formé de deux protons et de deux neutrons.

L'image de l'atome classique constitué de protons, de neutrons et d'électrons prit fin avec la découverte de *phénomènes quantiques*. Le photon, quantum de la lumière fut introduit par Einstein en 1905 pour expliquer l'effet photoélectrique. Des électrons extraits de la matière sous l'action d'un bombardement avec de la lumière ont une énergie maximale indépendante de l'intensité lumineuse. Par contre cette énergie varie avec la couleur (fréquence  $\nu$ ) de la lumière. Ceci suggère que des quanta d'énergie  $h\nu$  forment le faisceau lumineux et que l'intensité n'est rien d'autre que le flux de ces corpuscules.

Soudain les forces elles-mêmes prirent l'apparence matérielle de particules. En physique quantique des champs on ne considère plus, comme en physique classique, que l'une des particules sent le champ d'une force à distance créée sur elle par l'autre particule. Par contre on imagine plutôt que les quanta de ce champ de force, que matérialisent les photons pour la force électromagnétique, sont inlassablement échangés par les particules en interaction. Cet échange de quanta de champ permet de transférer de l'impulsion entre les particules en interaction et faire apparaître l'action d'une force.

En formulant une théorie quantique relativiste, en 1927, Dirac part de l'équation relativiste  $E^2 = (mc^2)^2 + (pc)^2$ . Pour chaque solution d'énergie  $E$  positive existe une solution d'énergie négative.

La tendance d'un système libre étant d'évoluer vers des énergies minimales, l'apparition d'une énergie négative, non bornée par zéro, est une catastrophe. Un électron libre pourrait ainsi émettre inlassablement des photons et diminuer son énergie à  $-\infty$ . Pour sauver son équation, Dirac postulait que tous les états d'énergie négative de l'univers étaient peuplés d'électrons. Les électrons étant des fermions, ne peuvent pas se trouver à plusieurs dans un même état quantique et les état d'énergie négative se rendaient invisibles. Seul un trou dans la mer d'électrons apparaissait comme une particule de charge et d'énergie positive. Il apparaissait aussi que ce trou avait la même masse que l'électron et ne pouvait pas correspondre au proton comme l'avait espéré Dirac. Aucune telle particule n'était connue en 1930 et ce qui pouvait sembler comme un problème grave pour la théorie de Dirac s'est transformé en un triomphe en 1931 quand Anderson a découvert le positron.

En 1941 et 1948 Stückelberg et Feynman ont reformulé l'interprétation de Dirac concernant les solutions d'énergie négative. Une solution d'énergie négative représente dans cette approche un électron qui se propage dans le sens inverse du temps - depuis le futur vers le passé - ou bien, ce qui est équivalent, un positron d'énergie positive qui se propage dans le sens normal du temps. Électron et positron, particule et anti-particule, apparaissent désormais sur un pied d'égalité. La mystérieuse mer de Dirac n'est plus nécessaire dans la compréhension de l'anti-matière, symétrique de notre matière ordinaire, dont l'existence est désormais établie.

### Les constituants de la matière

Dans l'étude des rayons cosmiques et ensuite auprès des premiers accélérateurs une centaine de nouvelles particules a été découverte. On les regroupe en deux familles : les *mésos*, particules de masse intermédiaire entre celle des électrons et des nucléons ; ainsi que les *baryons* dont les nucléons et leurs frères lourds font partie. Une classification dans cette floraison a été introduite par Gell Man, comme jadis par Mendeleev pour les atomes.

Gell Man a imaginé que toutes ces particules présentent en fait une sous-structure et se composent de *quarks*. Les baryons sont composés de 3 quarks et les mésons d'une paire de quark anti-quark. Des expériences de physique des hautes énergies ont révélé que les protons présentent effectivement des centres diffuseurs quand ils entrent en collision avec des électrons (ce qui n'est pas sans rappeler l'expérience de Rutherford pour le noyau atomique). De nos jours 6 quarks ont été mis en évidence expérimentalement. Ils sont considérés actuellement comme les briques fondamentales de la matière.

Les électrons, premières particules élémentaires découvertes, ne présentent jusqu'à nos jours pas de sous-structure. Ils sont membres de la famille des *leptons*, dont il y en a 6 aussi. Les frères de l'électron sont le muon et le tau de même charge mais plus massifs. Chacun de ces leptons chargés possède un partenaire neutre, un *neutrino*. Le neutrino électronique a été introduit en 1932 par Pauli pour expliquer pourquoi les électrons issus de la désintégration  $\beta$  de noyaux radioactifs n'ont pas une énergie strictement fixée comme requis par la loi de la conservation de l'énergie pour une désintégration en deux corps finals par la réaction  ${}^A_Z X \rightarrow {}^A_{Z+1} Y + e^-$ . Le neutrino, particule neutre, de masse nulle, très fugitive, est émis en même temps que l'électron et emporte une partie de l'énergie qui manque à l'électron. Ceci permet de sauver le principe de conservation de l'énergie.

Le tableau suivant résume les constituants fondamentaux de la matière, les *fermions élémentaires*, regroupés en trois familles. Le tableau précise aussi les charges de ces particules. Pour chacune d'entre elles existe une anti-particule associée, non représentée dans ce tableau, de charge opposée.

	famille 1	famille 2	famille 3	charge (e)
leptons	$e^-$	$\mu^-$	$\tau^-$	-1
	$\nu_e$	$\nu_\mu$	$\nu_\tau$	0
quarks	$u$	$c$	$t$	+2/3
	$d$	$s$	$b$	-1/3

### Les quatre forces fondamentales

Intéressons-nous dorénavant aux interactions fondamentales entre les particules élémentaires citées ci-dessus. Nous connaissons actuellement quatre forces fondamentales dans la Nature : la force *gravitationnelle*, la force *électromagnétique*, l'interaction *faible* et l'interaction *forte*. Alors que les deux premières sont connues et étudiées en détail depuis des siècles par la physique classique, les deux dernières ont été découvertes en même temps que la radioactivité des atomes. En effet l'interaction faible est par exemple responsable de la désintégration  $\beta$  de noyaux radioactifs. L'interaction forte entre en jeu lors de la désintégration  $\alpha$  des noyaux. Elle apparaît aussi dans la liaison des nucléons au sein des noyaux atomiques. Mais ces aspects ne sont que des manifestations secondaires de sa véritable nature : elle est fondamentalement la force qui lie les quarks au sein des hadrons.

Ces quatre forces sont résumées dans le tableau suivant dans l'ordre décroissant de leur intensité. La notion d'intensité d'une force est intrinsèquement ambiguë, après tout elle dépend de la nature de la source et de la distance à partir de laquelle on observe la source. Ceci est particulièrement vrai en physique quantique, où le vide présente des fluctuations telles qu'elles peuvent écranter une source de force quand on s'en trouve éloigné.

Interaction	Intensité	Théorie	Médiateur
Forte	$10$	Chromodynamique	Gluon
Électromagnétique	$10^{-2}$	Électrodynamique	Photon
Faible	$10^{-13}$	Dynamique de Saveur	W et Z
Gravitationnelle	$10^{-42}$	Relativité Générale	Graviton ?

Chacune de ces interactions est décrite par une théorie. La gravitation a été classiquement décrite par la Loi Universelle de la Gravitation de Newton, généralisée par la Théorie de la Relativité Générale d'Einstein. La source du champ de force gravitationnel est la masse grave des corps. Une théorie quantique satisfaisante de la gravitation manque encore de nos jours. On admet généralement que la gravitation est trop faible pour jouer un rôle en physique des particules.

L'électrodynamique classique a été décrite par Maxwell sous une forme compatible avec la relativité pour laquelle elle a été l'inspiration principale. L'électrodynamique quantique a été formulée dans les années 1940 par Feynman, Schwinger et Tomonaga. Rarement une théorie n'a été aussi bien en accord avec l'expérience. L'interaction électromagnétique est sensible à des particules portant une charge électrique. Elle est véhiculée par les photons de masse nulle.

La première théorie de l'interaction faible fut présentée en 1933 par Fermi, redéfinie par Lee et Yang dans les années 50 et mise sous sa forme actuelle (GWS) par Glashow, Weinberg et Salam dans les années 60. La théorie GWS traite les interactions électromagnétique et faible comme deux manifestations d'une théorie unifiée : la théorie électrofaible abondamment mise à l'épreuve dans des mesures de précision par exemple au LEP au CERN. Toutes les particules sont sensibles à cette force, c'est pourquoi il n'existe pas de nom pour la "charge faible", source de cette force. Les médiateurs de l'interaction faible sont les *bosons intermédiaires* massifs  $W^+$ ,  $W^-$  et  $Z^0$ .

En 1934 Yukawa avait présenté un modèle d'interaction forte en expliquant la liaison des nucléons dans le noyau par l'échange de mésons découverts par après. Cependant après l'introduction des quarks dans les années 70 une théorie plus fondamentale a été formulée. Les quarks sont dotés d'une nouvelle "charge forte". Celle-ci est appelée couleur et peut apparaître sous trois aspects appelés conventionnellement *rouge*, *vert*, *bleu* ( $R, V, B$ ). Comme une anti-particule possède une charge électrique opposée à celle de sa particule associée, les anti-quarks peuvent porter les anti-couleurs *magenta*, *cyan* et *jaune* ( $\bar{R}, \bar{V}, \bar{B}$ ). Le médiateur qui véhicule cette force est le gluon, de masse nulle. Il s'agit là d'un médiateur bi-couleur, portant une couleur et une anti-couleur. Un tel gluon apporte une nouvelle couleur à un quark, en effaçant son ancienne couleur. Il peut apparaître sous 8 aspects différents (la combinaison linéaire  $R\bar{R} + V\bar{V} +$

$B\bar{B}$  est de couleur nulle et ne peut pas jouer le rôle de médiateur de couleur, elle n'existe donc pas). Les particules libres apparaissent toujours sans couleur nette dans la nature. On ne voit jamais de quarks libres, mais seulement des combinaisons de quarks anti-quarks, les mésons, ou des combinaisons de trois quarks, les baryons. Contrairement aux photons qui ne portent pas de charge électrique et qui ne peuvent pas interagir entre eux, les gluons sont colorés et peuvent se coupler entre eux. Ceci explique pourquoi la force forte devient de plus en plus forte entre deux quarks que l'on tente de séparer. En faisant ainsi, de plus en plus d'énergie est stockée dans cette liaison au point d'en avoir accumulé assez pour pouvoir matérialiser une nouvelle paire de quarks anti-quarks. Ainsi dans des collisions à haute énergie, des jets de hadrons sont produits par des quarks qui tentent de se séparer.

### Symétries continues et lois de conservation

L'un des concepts fondamentaux en physique est celui de symétrie. Déjà les philosophes grecs croyaient que les étoiles se meuvent le long de trajectoires circulaires, car elles sont les plus symétriques possibles. Bien sûr les trajectoires des planètes ne sont pas circulaires. Mais bien plus que les trajectoires individuelles, les lois sous-jacentes à ces mouvements présentent des symétries. Ainsi la Loi de la Gravitation Universelle de Newton présente une symétrie sphérique.

Les implications dynamiques des symétries ne furent comprises qu'en 1917 lorsque Emmy Nøther formula son théorème. Ainsi si un système présente une symétrie à paramètre continu, il lui est associé une grandeur physique conservée. Le tableau suivant mentionne quelques lois de conservation valables dans l'univers, associées à des symétries continues.

Grandeur conservée	Symétrie
Énergie	Translation temporelle
Impulsion	Translation spatiale
Moment angulaire	Rotation
Charge électrique	Transformation de Jauge

On ne sait pas si la réciproque du théorème de Nøther est valide, et l'on n'a par exemple pas mis en évidence de symétrie liée aux grandeurs conservées suivantes. Un + est mentionné dans le tableau pour une interaction pour laquelle la grandeur est conservée.

Grandeur conservée	Int. forte	Int. électromagn.	Int. faible
Isospin	+	-	-
Étrangeté, Charme, Beauté, Top	+	+	-
Nombre baryonique	+	+	+
Nombre leptonique $L_e, L_\mu, L_\tau$	+	+	+

### Symétries discrètes $C, P$ et $T$

Il existe, outre les symétries à paramètres continus, des symétries discrètes dont voici des exemples.

- La transformation de Parité  $P : (\vec{x}, t) \rightarrow (-\vec{x}, t)$ , inversion des coordonnées spatiales.  $P$  transforme l'impulsion  $\vec{p}$  d'une particule en son opposé en laissant son spin  $s$  inchangé. L'invariance des lois physiques sous la transformation  $P$  implique qu'un processus et son image miroir suivent des évolutions identiques.
- Le renversement du Temps  $T : (\vec{x}, t) \rightarrow (\vec{x}, -t)$ , inversion du sens du temps.  $T$  transforme  $\vec{p}$  en son opposé et inverse également  $s$ . Une invariance par  $T$  implique qu'il n'y a pas de direction privilégiée du sens du temps.

- La conjugaison de charge  $C$  : transformation des particules en leur anti-particules.  $C$  change en leur opposé tous les nombres quantiques additifs d'une particule, tout en laissant  $\vec{p}$  et  $s$  inchangés. Une invariance par  $C$  implique que le résultat d'une expérience est inchangé si on change toutes les particules en leur anti-particules.

Toutes les expériences menées montrent que les interactions forte et électromagnétique sont invariantes par les transformations  $P$ ,  $T$  et  $C$ .

Jusqu'en 1956 la plupart des physiciens admettait que l'invariance des lois de la physique par  $P$  était une évidence. Cependant Lee et Yang se sont aperçus qu'aucune vérification expérimentale n'a été faite pour l'interaction faible, alors que beaucoup d'indications existaient pour les interactions forte et électromagnétique. Ils ont proposé une expérience, et une année plus tard la fameuse expérience de désintégration  $\beta$  du  $^{60}\text{Co}$  de Mme Wu a montré que l'interaction faible viole la parité de façon maximale.

Une autre manière de voir la violation de la parité est la désintégration (faible) du pion chargé :

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad (1)$$

L'expérience montre que tous les anti-muons issus de la désintégration du pion au repos sont polarisés et possèdent une hélicité gauche. Une particule est d'hélicité gauche si son impulsion est dans le même sens que la composante de son spin, mesuré dans sa direction de vol. Or le spin du pion initial est nul, par conséquent l'hélicité du neutrino doit être gauche aussi. De même l'expérience montre que le muon émis dans la réaction suivante possède une hélicité droite, tout comme l'anti-neutrino :

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \quad (2)$$

Il s'avère que pour un neutrino l'hélicité est un invariant relativiste, appelé chiralité. En effet on ne peut pas trouver d'observateur qui aille plus vite que le neutrino (de masse nulle) allant à la vitesse de la lumière. Il est donc impossible de changer sa direction de vol par transformation de Lorentz et la chiralité est une grandeur intrinsèque des neutrinos. Les désintégrations faibles (1) et (2) montrent que la chiralité des neutrinos dans la nature est gauche, celle des anti-neutrinos est droite. Jamais aucun anti-neutrino gauche n'est produit. Ceux-ci n'existent pas dans la nature.

L'interaction faible n'est pas invariante par  $C$  non plus. Pour le voir, prenons le processus (1) et changeons les particules en anti-particules. Les particules obtenues sont celles de (2). Qu'en est-il des chiralités? Les neutrinos émis dans (1), de chiralité gauche, sont transformés par  $C$  en des anti-neutrinos également gauches, car  $C$  ne change pas le spin des particules. Or les anti-neutrinos gauches n'existent pas. Par conséquent la transformée par  $C$  de (1) n'est pas un processus permis.

Cependant si on applique la transformation combinée  $CP$  sur le processus (1) on obtient (2) avec les impulsions de toutes les particules inversées et les spins inchangés. Le neutrino gauche est donc transformé en un anti-neutrino droit, et c'est exactement ce qu'on observe expérimentalement dans (2). Les personnes choquées par la violation de  $P$  et de  $C$  furent confortées par la conservation de  $CP$ . Si l'image gauche-droite avait été définie dès le début comme ce que nous appelons  $CP$ , on aurait évité (momentanément) ce traumatisme.

### La violation de $CP$ , le théorème $CPT$ et la violation de $T$

En effet en 1964, Christenson, Cronin, Fitch et Turlay ont découvert la violation de  $CP$  dans la désintégration des kaons neutres à durée de vie longue  $K_L$  en deux pions chargés. Nous allons voir plus en détail le système des kaons neutres dans les chapitres suivants.

L'existence de la violation de  $CP$  se manifeste entre autre dans une dissymétrie entre les deux canaux de désintégration suivants :

$$K_L \rightarrow \pi^+ + e^- + \bar{\nu}_e$$

$$K_L \rightarrow \pi^- + e^+ + \nu_e$$

Pour la première fois un processus fait ainsi une distinction entre matière et anti-matière ce qui permet de donner une définition non-ambiguë de la charge positive : c'est la charge portée par le lepton préférentiellement produit dans la désintégration d'un méson  $K$  neutre à durée de vie longue.

Cette dissymétrie fondamentale au niveau *microscopique* entre la matière et l'anti-matière pourrait expliquer pourquoi l'univers, tel que nous l'observons, ne comporte pas de grandes structures faites d'anti-matière. En effet dans l'univers primordial, dense et chaud, le processus de violation de  $CP$  aurait pu jouer un rôle dominant et créer un petit surplus de matière sur l'anti-matière. La totalité de cette dernière se serait annihilée avec la quasi-totalité de la matière pendant la phase de refroidissement et d'expansion de l'univers. Seul le petit surplus de matière formerait alors les objets de notre monde macroscopique.

Le théorème  $CPT$ , élaboré en 1954 par Lüders et Pauli, affirme que chaque théorie quantique des champs, basée sur des principes relativement peu contraignants comme la causalité et la localité, est invariante sous l'application successive des trois transformations  $CPT$  dans un ordre quelconque. Les conséquences de ce théorème sont que les masses, moments magnétiques et valeurs absolues des charges sont identiques pour des particules et anti-particules. Pour le moment aucune déviation de la symétrie  $CPT$  n'a été observée. Elle serait une catastrophe pour toutes les théories actuelles.

Si  $CPT$  est conservée, la violation de  $CP$  entraîne aussi la violation de  $T$ . Quand nous regardons à l'envers un processus physique, tel que la collision d'une boule de billard avec un ensemble de boules posées en triangle, nous savons distinguer le film à l'envers du film à l'endroit simplement en utilisant notre *expérience*. En effet nous n'avons jamais vu un ensemble de boules de billard se recomposer en un beau triangle pour n'émettre qu'une seule boule. Si ce processus est hautement *improbable*, cependant il n'est pas *impossible*. La physique statistique enseigne que la probabilité de créer par fluctuations les conditions initiales nécessaires pour faire apparaître ce processus est extrêmement faible. Cependant le processus élémentaire de collisions entre deux boules semble le même dans le film à l'envers qu'à l'endroit. La violation de  $T$  dans les interactions faibles enseigne que la nature différencie les deux sens possibles de la flèche du temps même au niveau *microscopique*.

Alors que la violation de  $P$  a été rapidement intégrée au cœur même de la théorie de l'interaction faible, l'origine de la violation de  $CP$  reste jusqu'à nos jours un mystère que l'expérience NA48 se propose d'éclaircir un peu plus.

---

**Première partie**

**Introduction**



# Chapitre 1

## Aperçu phénoménologique du système des Kaons neutres

### 1.1 Le système des kaons neutres et la violation de $CP$

La première observation d'un *kaon* date de 1947, lorsque Rochester et Butler [1] ont publié une photographie de rayons cosmiques prise avec une chambre à brouillard, qui révèle la désintégration d'une particule de masse intermédiaire entre celle d'un muon et d'un proton.

Les kaons appartiennent à l'octet des mésons pseudo-scalaires ( $J^P = 0^-$ ) dans la classification de Gell-Man (*figure 1.1*). Celle-ci repose sur la symétrie  $SU(3)_{saveur}$  entre les trois quarks  $u$ ,  $d$  et  $s$ . Le kaon neutre  $K^0$  est décrit comme un état lié quark anti-quark  $d\bar{s}$  et possède les nombres quantiques d'étrangeté  $S = +1$  et d'isospin  $I_3 = -1/2$ . Son anti-particule, le  $\bar{K}^0$  est l'état lié  $\bar{d}s$ , ses nombres quantiques sont opposés.

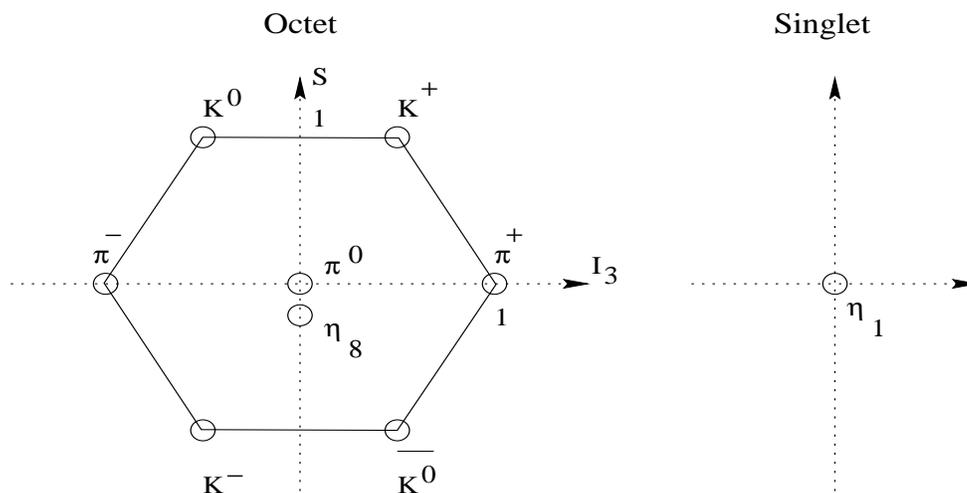
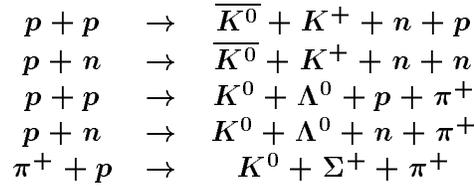


FIG. 1.1 – Octet et singlet des mésons pseudo-scalaires.

#### États propres de l'interaction forte : $K^0$ et $\bar{K}^0$

Lors de collisions de protons sur une cible des mésons  $K^0$  et  $\bar{K}^0$  peuvent être produits par interaction

forte. Comme celle-ci conserve l'étrangeté, un quark  $s$  ne peut être produit qu'accompagné d'un anti-quark  $\bar{s}$ . Ainsi les particules étranges sont produites par paires dans des processus comme par exemple :



### États propres de l'hamiltonien : $K_L$ et $K_S$

Tout comme l'interaction forte, l'interaction électromagnétique conserve l'étrangeté, contrairement à l'interaction faible. Or les kaons neutres, de masse  $(497.672 \pm 0.031) \text{ MeV}/c^2$  [2], sont les particules étranges les plus légères. Elles ne peuvent donc se désintégrer que faiblement. C'est la raison de leur durée de vie relativement longue.

L'interaction faible ne conserve ni l'étrangeté ni l'isospin. Comme ces deux nombres quantiques sont les seuls qui différencient  $K^0$  et  $\bar{K}^0$ , des transitions faibles sont possibles entre  $K^0$  et  $\bar{K}^0$  et donnent naissance à ce que l'on nomme les oscillations  $K^0 \leftrightarrow \bar{K}^0$ .

Ainsi un kaon neutre peut être considéré comme une superposition linéaire de  $K^0$  et de  $\bar{K}^0$ . Dans le formalisme de Wigner et Weisskopf [3], on décrit l'évolution temporelle d'un méson  $K$  par une équation de Schrödinger de la forme :

$$i \frac{d}{dt} |K(t)\rangle = H |K(t)\rangle \quad \text{avec} \quad |K(t)\rangle = \alpha(t) |K^0\rangle + \beta(t) |\bar{K}^0\rangle$$

La matrice  $2 \times 2$ ,  $H$ , n'est pas hermitienne, puisque les kaons se désintègrent. Elle peut s'écrire sous la forme  $H = M - i\Gamma/2$ , avec  $M$  et  $\Gamma$  hermitiennes. Le terme absorptif  $\Gamma$  rend compte de la désintégration du kaon dans les états finals accessibles. Les termes non diagonaux de  $M$  offriraient à eux seuls la possibilité d'oscillations entre  $K^0$  et  $\bar{K}^0$  en passant par des états intermédiaires virtuels même en absence de désintégrations. En présence de désintégrations les états finals accessibles contribuent aussi aux oscillations. Après diagonalisation de  $H$ , on trouve les deux états propres de l'hamiltonien  $(K_k)_{k=L,S}$ , dont chacun a une masse et un temps de vie bien défini. Les valeurs propres associées s'écrivent  $m_k - i\gamma_k/2$  :

$$H |K_k\rangle = (m_k - i\frac{\gamma_k}{2}) |K_k\rangle \quad (1.1)$$

Ici  $m_k$  s'interprète comme la masse de  $K_k$  et  $\gamma_k$  comme le taux de désintégration (inverse du temps de vie) de cet état dont l'évolution temporelle s'écrit :

$$|K_k(t)\rangle = \exp(-im_k t - \frac{\gamma_k}{2} t) |K_k(0)\rangle \quad (1.2)$$

Expérimentalement on observe l'existence des composantes  $K_L$  ( $L=Long$ ) et  $K_S$  ( $S=Short$ ) dans un faisceau de kaons neutres. Ces particules ont des temps de vie différents et leur différence de masse est mesurable [2] :

$$\begin{aligned}
 \tau(K_S) &= (0.8927 \pm 0.0009) \times 10^{-10} \text{ s} \\
 \tau(K_L) &= (5.17 \pm 0.04) \times 10^{-8} \text{ s} \\
 m(K_L) - m(K_S) &= (3.522 \pm .016) \times 10^{-12} \text{ MeV}/c^2
 \end{aligned}$$

La différence de masse est très faible, mais les temps de vie sont considérablement différents. Ainsi, avec une impulsion de  $100 \text{ GeV}/c$ , un  $K_S$  parcourt  $5.37 \text{ m}$  en moyenne avant de se désintégrer, alors qu'un  $K_L$  a un parcours moyen de  $3.11 \text{ km}$ .

### États propres de $CP$ : $K_1$ et $K_2$

Si l'interaction faible était invariante par  $CP$ , il suffirait d'identifier les états propres de  $CP$  pour identifier les états propres de l'hamiltonien  $K_L$  et  $K_S$ .

Les états propres des interactions forte et électromagnétique  $K^0$  et  $\overline{K}^0$  ne sont pas états propres de  $CP$ . Ils sont anti-particules l'un de l'autre et  $C^2|K^0\rangle = |K^0\rangle$ . De plus leur parité est négative si bien que :

$$\begin{aligned} C|K^0\rangle &= e^{i\alpha}|\overline{K}^0\rangle & C|\overline{K}^0\rangle &= e^{-i\alpha}|K^0\rangle \\ P|K^0\rangle &= -|K^0\rangle & P|\overline{K}^0\rangle &= -|\overline{K}^0\rangle \end{aligned}$$

On peut fixer  $\alpha = \pi$  par une redéfinition convenable des phases de  $K^0$  et  $\overline{K}^0$  et avoir :

$$CP|K^0\rangle = |\overline{K}^0\rangle \quad CP|\overline{K}^0\rangle = |K^0\rangle$$

Les états propres de  $CP$  s'écrivent alors :

$$\begin{aligned} |K_1\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}}(|K^0\rangle + |\overline{K}^0\rangle) & \text{pour lequel} & \quad CP|K_1\rangle = +|K_1\rangle \\ |K_2\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}}(|K^0\rangle - |\overline{K}^0\rangle) & \text{pour lequel} & \quad CP|K_2\rangle = -|K_2\rangle \end{aligned}$$

Si l'on admet que  $CP$  est conservé dans l'interaction faible,  $K_2$  ne peut pas se désintégrer en deux pions, alors que ce canal est permis pour  $K_1$ .

Pour voir cela, étudions rapidement un système de deux pions  $|\pi\pi\rangle$  produit par désintégration d'un kaon. Il possède un moment angulaire total  $J = 0$ , tout comme le kaon initial. Chaque pion est de spin nul, donc  $|\pi\pi\rangle$  a aussi  $S = 0$ . Le moment angulaire orbital des deux pions est alors  $L = 0$  et la parité de  $|\pi\pi\rangle$  est  $\lambda_P = (\eta_P^\pi)^2(-1)^L = 1$ . De plus le système  $|\pi^+\pi^-\rangle$  est aussi état propre de  $C$  avec la valeur propre  $\lambda_C = (-1)^{L+S} = 1$ . Pour  $|\pi^0\pi^0\rangle$  on a  $\lambda_C = 1^2 = 1$ , puisque chaque  $\pi^0$  est sa propre anti-particule. Donc  $|\pi\pi\rangle$  est état propre de  $CP$  avec la valeur propre  $\lambda_{CP} = +1$ , comme  $K_1$ .

Dans l'hypothèse d'une conservation de  $CP$ ,  $K_1$  se désintègre donc principalement en deux pions,  $K_2$  se désintègre semi-leptoniquement ou en trois pions. Les états finals possibles avec trois pions ( $\pi^+\pi^-\pi^0$  et  $\pi^0\pi^0\pi^0$ ) ont  $\lambda_{CP} = -1$ . Les désintégrations semi-leptoniques sont appelées  $K_{e3}$  (processus  $K_L \rightarrow \pi e \nu$ ) et  $K_{\mu 3}$  ( $K_L \rightarrow \pi \mu \nu$ ). A cause de l'espace de phase réduit pour les désintégrations à trois corps, la durée de vie moyenne de l'état  $K_2$  est environ 580 fois supérieure à celle du  $K_1$ .

Puisque les composantes à durée de vie longue  $K_L$  et courte  $K_S$  ont été mises en évidence, on identifie :

$$K_L = K_2 \quad K_S = K_1 \quad (\text{si } CP \text{ est conservé})$$

### La violation de $CP$ dans la désintégration des kaons en deux pions

La violation de  $CP$  fut découverte en 1964 par Christenson, Cronin, Fitch et Turlay [4] par la mise en évidence la désintégration  $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-$ . Entre temps la désintégration  $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0$  a aussi été découverte. Les valeurs actuelles des rapports d'embranchement sont [2] :

$$\begin{aligned} Br(K_L \rightarrow \pi^+\pi^-) &= (2.067 \pm 0.035) \times 10^{-3} \\ Br(K_L \rightarrow \pi^0\pi^0) &= (0.936 \pm 0.020) \times 10^{-3} \end{aligned}$$

Comme  $CP$  n'est pas conservée, les états propres de l'hamiltonien ( $K_S$  resp.  $K_L$ ) ne sont pas de purs états propres de  $CP$  ( $K_1$  resp.  $K_2$ ), mais contiennent une contribution de l'autre état propre de  $CP$  ( $K_2$  resp.  $K_1$ ), paramétrisée par  $\epsilon_K$  (dans l'hypothèse où  $CPT$  est conservée) :

$$|K_S\rangle = \frac{1}{\sqrt{1 + |\epsilon_K|^2}} (|K_1\rangle + \epsilon_K |K_2\rangle) \quad (1.3)$$

$$|K_L\rangle = \frac{1}{\sqrt{1 + |\epsilon_K|^2}} (|K_2\rangle + \epsilon_K |K_1\rangle) \quad (1.4)$$

Dans la base  $K^0$  et  $\overline{K^0}$  on obtient :

$$|K_S\rangle = \frac{1}{\sqrt{2(1 + |\epsilon_K|^2)}} ((1 + \epsilon_K)|K_0\rangle + (1 - \epsilon_K)|\overline{K^0}\rangle) \quad (1.5)$$

$$|K_L\rangle = \frac{1}{\sqrt{2(1 + |\epsilon_K|^2)}} ((1 + \epsilon_K)|K_0\rangle - (1 - \epsilon_K)|\overline{K^0}\rangle) \quad (1.6)$$

En utilisant le fait que  $K_L$  et  $K_S$  sont états propres de  $H$  (éq. 1.1) on obtient :

$$\epsilon_K = \frac{\langle \overline{K^0} | H | K^0 \rangle - \langle K^0 | H | \overline{K^0} \rangle}{2(m_L - m_S) - i(\Gamma_L - \Gamma_S)}$$

Par conséquent  $\epsilon_K$  caractérise la violation de  $CP$  qui résulte d'un mélange asymétrique entre les états  $K^0$  et  $\overline{K^0}$ , sans que le processus de désintégration lui-même ne viole  $CP$ . Cette forme de violation de  $CP$  est appelée *violation indirecte de CP*.

Il est aussi possible que la violation de  $CP$  soit une conséquence de la désintégration de la composante  $K_2$  de  $K_L$  en deux pions. Cette forme de violation de  $CP$  est appelée *violation directe de CP*. A son origine sont les différences d'amplitudes dans les transitions faibles d'un  $|K^0\rangle$  ou d'un  $|\overline{K^0}\rangle$  vers un état à deux pions  $|\pi\pi(I)\rangle$  d'isospin  $I$  défini. Comme chaque pion possède l'isospin 1, pour le système à deux pions  $I=0$  et  $I=2$  sont possibles. Ces amplitudes se factorisent en  $A_I$ , amplitude de la désintégration faible de  $|K^0\rangle$  vers  $|\pi\pi(I)\rangle$ , et  $\exp(i\delta_I)$ , déphasages introduits par la diffusion de l'un des pions sur l'autre dans l'état final (indépendants de l'étrangeté du  $K$  initial). Pour  $K^0$  et  $\overline{K^0}$  on aura :

$$\begin{aligned} A(K^0 \rightarrow \pi\pi(I)) &= A_I \exp i\delta_I \\ A(\overline{K^0} \rightarrow \pi\pi(I)) &= A_I^* \exp i\delta_I \end{aligned}$$

Les paramètres observables suivants, exprimés à l'aide de ces amplitudes de transition, quantifient la violation de  $CP$  dans les transitions de kaons en deux pions [5]:

$$\epsilon = \epsilon_K + i \frac{Im(A_0)}{Re(A_0)} \quad (1.7)$$

$$\epsilon' = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{Re(A_2)}{Re(A_0)} \left( \frac{Im(A_2)}{Re(A_2)} - \frac{Im(A_0)}{Re(A_0)} \right) \exp i(\delta_2 - \delta_0 + \pi/2) \quad (1.8)$$

Une valeur non nulle de  $\epsilon$  peut être la conséquence d'une violation indirecte de  $CP$  dans le mélange  $K^0$  et  $\overline{K^0}$  ( $\epsilon_K$ ) ou d'une violation directe de  $CP$  ( $Im(A_0)$ ). Le paramètre  $\epsilon_K$  comporte une phase arbitraire dépendant du choix des phases de  $K^0$  et  $\overline{K^0}$  et n'est pas directement observable.

Une valeur non nulle de  $\epsilon'$  par contre constitue une mise en évidence non ambiguë de l'existence de la violation directe de  $CP$ .

Pour plus de détails sur la phénoménologie des kaons neutres on pourra consulter les références [6][7][8].

### Mesures de la violation de $CP$ dans la désintégration des kaons en deux pions

Les grandeurs mesurables de la violation de  $CP$  sont les rapports d'amplitudes de désintégration dans les canaux neutre et chargé. Pour chiffrer la violation de  $CP$  dans l'un de ces canaux on forme le rapport entre l'amplitude du processus qui viole  $CP$  et celle du processus qui conserve  $CP$  :

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

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

Ces grandeurs sont reliées aux paramètres de la violation de  $CP$   $\epsilon$  et  $\epsilon'$  par les relations suivantes :

$$\begin{aligned} \eta_{+-} &\simeq \epsilon + \epsilon' \\ \eta_{00} &\simeq \epsilon - 2\epsilon' \end{aligned}$$

Actuellement les valeurs expérimentales (module et phase) de ces rapports d'amplitudes sont [2]:

$$\begin{aligned} |\eta_{+-}| &= (2.285 \pm 0.019) \times 10^{-3} \\ |\eta_{00}| &= (2.275 \pm 0.019) \times 10^{-3} \\ \Phi_{+-} &= (43.7 \pm 0.6)^\circ \\ \Phi_{00} &= (43.5 \pm 1.0)^\circ \end{aligned}$$

La différence entre les mesures de la violation de  $CP$  dans les canaux neutre et chargé,  $\eta_{00}$  et  $\eta_{+-}$ , n'est donc pas encore significative de nos jours. Les grandeurs  $\eta_{00}$  et  $\eta_{+-}$  constituent donc essentiellement une mesure du paramètre  $\epsilon$ . Le paramètre  $\epsilon'$ , *petit* par rapport à  $\epsilon$  et difficile à estimer, serait non nul si la différence entre  $\eta_{00}$  et  $\eta_{+-}$  était significative.

Les informations actuelles sur le déphasage  $\delta_0 - \delta_2$  à l'aide de données du processus d'échange de pion  $\pi^-p \rightarrow \pi^+\pi^-n$  conduisent à une estimation de la phase de  $\epsilon'$  [9] proche de celle de  $\epsilon$  :

$$\text{Arg } \epsilon' = (48 \pm 4)^\circ$$

Pour des phases de  $\epsilon$  et de  $\epsilon'$  proches, les expressions de  $\eta_{+-}$  et  $\eta_{00}$  deviennent:

$$\begin{aligned} |\eta_{+-}| &\simeq |\epsilon| [1 + \text{Re}(\epsilon'/\epsilon)] \\ |\eta_{00}| &\simeq |\epsilon| [1 - 2\text{Re}(\epsilon'/\epsilon)] \end{aligned}$$

On obtient alors :

$$\boxed{\left| \frac{\eta_{00}}{\eta_{+-}} \right|^2 = 1 - 6\text{Re}\left(\frac{\epsilon'}{\epsilon}\right)} \quad (1.9)$$

Ce double rapport est mesurable avec une erreur systématique beaucoup plus faible que ne le sont individuellement les rapports  $\eta_{+-}$  et  $\eta_{00}$ .

Deux expériences ont récemment mesuré  $\text{Re}(\epsilon'/\epsilon)$ , NA31 au CERN [10] et E731 à Fermilab [11]. Leurs résultats sont :

$$\begin{aligned} \text{NA31} \quad \text{Re}(\epsilon'/\epsilon) &= (20.3 \pm 4.3(\text{stat}) \pm 5.0(\text{syst})) \times 10^{-4} \quad [12] \\ \text{E731} \quad \text{Re}(\epsilon'/\epsilon) &= (7.4 \pm 5.2(\text{stat}) \pm 2.9(\text{syst})) \times 10^{-4} \quad [8] \end{aligned}$$

Ces résultats ne sont pas en bon accord entre eux, et l'on ne peut affirmer que la violation directe de  $CP$  ait été mise en évidence. Les nouvelles expériences NA48 [13] au CERN et E832 [14] à Fermilab tentent une mesure plus précise de la violation directe de  $CP$ . Leur but est d'obtenir une sensibilité de  $2 \times 10^{-4}$ , respectivement  $1 \times 10^{-4}$ , sur la mesure de  $\epsilon'/\epsilon$ .

## 1.2 Quelques modèles de la violation de CP

Nous allons présenter deux modèles importants permettant d'expliquer la violation de CP. Il s'agit du modèle dit *super-faible* et du modèle de Kobayashi-Maskawa, qui décrit la violation de CP dans le cadre du modèle standard de la physique des particules.

### 1.2.1 Le modèle de l'interaction super-faible

Pour expliquer la violation de CP, Wolfenstein a formulé un modèle théorique en introduisant une interaction supplémentaire nommée *interaction super-faible* [15]. Dans ce modèle des transitions entre  $K^0$  et  $\overline{K}^0$  avec variation d'étrangeté  $\Delta S = 2$  seraient possibles au premier ordre de la nouvelle interaction super-faible. Cette force ne serait visible que dans le système des kaons neutres, le seul connu à ce jour qui présente une différence de masse  $K_S - K_L$  si faible qu'on y soit sensible à des interactions plus faibles que le deuxième ordre de l'interaction faible standard.

La violation de CP dans ce modèle est uniquement produite par le mélange entre  $K^0$  et  $\overline{K}^0$ . Il comporte donc la prédiction  $\epsilon' = 0$  et  $\epsilon = \eta_{+-} = \eta_{00}$ .

Ce modèle a été introduit de façon arbitraire pour expliquer la violation de CP en 1964. Cependant on continue à le prendre au sérieux de nos jours, puisque des possibilités de réaliser de telles interactions super-faibles existent dans des extensions simples du modèle standard. En effet, en ajoutant au modèle standard des doublets de Higgs supplémentaires, la possibilité d'avoir des échanges de bosons scalaires avec changement de saveur existe. La masse de ce boson échangé peut être portée à une échelle grande devant l'échelle de l'unification électrofaible, et l'interaction résultante serait super-faible [5].

### 1.2.2 La violation de CP dans le modèle standard

#### La matrice $V^{CKM}$

Dans le modèle standard, la violation de CP apparaît de façon économique, sans avoir à introduire de nouvelle interaction, dans le secteur de l'interaction faible chargée entre les quarks lors de l'échange des bosons  $W^+$  et  $W^-$ .

Notons les états propres de l'interaction faibles des trois quarks de type *up* par le vecteur  $(u'_i)_{i=u,c,t}$  et ceux des trois quarks de type *down* par  $(d'_j)_{j=d,s,b}$ . Le lagrangien de l'interaction faible, de type V-A, opère entre ces états propres famille par famille (en couplant les paires de quarks  $u' - d'$ ,  $c' - s'$  et  $t' - b'$  aux  $W$ ) [2]:

$$L_{int} = -\frac{g}{\sqrt{2}} \bar{u}'_k \gamma^\mu \frac{1 - \gamma_5}{2} d'_k W_\mu^+ + h.c. \quad (1.10)$$

Cependant les états propres de l'interaction faible n'ont aucune raison de coïncider avec les états propres de masse, notés  $u_i$  et  $d_j$ , qui sont les états propres physiques qui se propagent. On peut donc introduire des matrices de passage unitaires entre ces états:

$$u'_k = U_{ki} u_i \quad \text{et} \quad d'_k = D_{kj} d_j$$

En exprimant le lagrangien en fonction des états propres de masse des quarks, on voit apparaître la matrice unitaire  $V_{ij}^{CKM} = (U_{ki})^\dagger D_{kj}$ , nommée matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa. Elle introduit

un mélange entre les quarks de type *up* et *down*, si bien que des quarks de familles différentes peuvent interagir :

$$L_{int} = -\frac{g}{\sqrt{2}} \bar{u}_i V_{ij}^{CKM} \gamma^\mu \frac{1 - \gamma_5}{2} d_j W_\mu^+ + h.c. \quad (1.11)$$

Avec trois familles de quarks, cette matrice est une matrice  $3 \times 3$ , complexe. A priori elle possède 18 paramètres réels. L'unitarité  $V_{ki}^* V_{kj} = \delta_{ij}$  introduit 9 équations entre paramètres. De plus on peut redéfinir les phases des trois quarks de type *up* dans les trois doublets d'isospin faible ( $u_i, V_{id}d_d + V_{is}d_s + V_{ib}d_b$ ) pour amener les trois paramètres comportant le quark *d*  $(V_{id})_{i=u,c,t}$  à être réels. Orthogonalement on peut redéfinir les phases de *s* et *b* pour avoir  $V_{us}$  et  $V_{ub}$  réels. Les quatre paramètres réels restants peuvent s'exprimer par trois angles d'Euler et une phase.

La matrice  $V^{CKM}$  peut ne pas être réelle à cause de cette phase. Dans ce cas la violation de *CP* apparaît dans le modèle standard parce que le lagrangien de l'interaction faible n'est pas invariant par *CP*.

Quand la troisième famille de quarks n'avait pas encore été mise en évidence, Cabibbo avait introduit un mélange similaire, à l'aide d'une matrice  $2 \times 2$ , forcément réelle après redéfinition des phases des quarks. Elle ne pouvait pas engendrer de violation de *CP*. La généralisation à trois quarks avait été introduite par Kobayashi et Maskawa bien avant les découvertes de la troisième famille de quarks, dans le but d'expliquer la violation de *CP*. C'est un succès formidable de cette théorie d'avoir prédit l'existence de la troisième famille. Encore faut-il vérifier que la violation de *CP* observée coïncide avec celle prédite par ce modèle.

La prédiction du modèle est limitée par la connaissance des quatre paramètres libres de cette matrice, non fixés par le modèle. Ils sont appelés  $\lambda$ ,  $A$ ,  $\rho$  et  $\eta$  dans la paramétrisation de Wolfenstein [5], dans laquelle les coefficients de  $V^{CKM}$  présentent une hiérarchie bien visible grâce à un développement limité en fonction du paramètre  $\lambda = 0.22$ . La violation de *CP* est décrite dans cette paramétrisation par la composante imaginaire  $i\eta$  :

$$V^{CKM} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 - \frac{\lambda^2}{2} & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \frac{\lambda^2}{2} & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} + o(\lambda^4)$$

Des mesures expérimentales peuvent contraindre les paramètres de cette matrice, comme nous allons le voir sur l'exemple des désintégrations rares de kaons dans le prochain chapitre. Actuellement [16] le paramètre  $V_{cb}$  (ou  $A$  qui est de l'ordre de 1) est mesuré le plus précisément avec des désintégrations semi-leptoniques des mésons *B* en mésons charmés *D*. La norme  $|V_{ub}|$  (ou  $\rho^2 + \eta^2$ ) est contrainte par les désintégrations des *B* en états non charmés. La norme de  $|V_{td}|$  est déterminée par des processus virtuels d'échanges de quarks top comportant le vertex *td* et le seul processus utilisable actuellement est le mélange entre  $B_d^0$  et  $\bar{B}_d^0$ .

### $\epsilon$ et $\epsilon'$ dans le modèle standard

Le modèle standard prédit le mélange entre  $K^0$  et  $\bar{K}^0$  par une transition faible chargée du second ordre entre  $K^0$  et  $\bar{K}^0$  avec changement d'étrangeté  $\Delta S = 2$ . Il permet donc de rendre compte de la violation indirecte de *CP*. La figure 1.2 précise les diagrammes en boîte correspondant à cette transition, dans [5] on peut trouver des détails concernant la valeur prédite de  $\epsilon$ .

Si la désintégration d'un kaon neutre ne se faisait que par le diagramme en arbre d'échange de *W* ( $s \rightarrow d\bar{u}u$ ), il ne pourrait pas y avoir de violation directe de *CP* dans le modèle standard, car toutes les désintégrations non-leptoniques comporteraient un facteur commun  $V_{us}V_{ud}^*$ . Ceci est néanmoins la

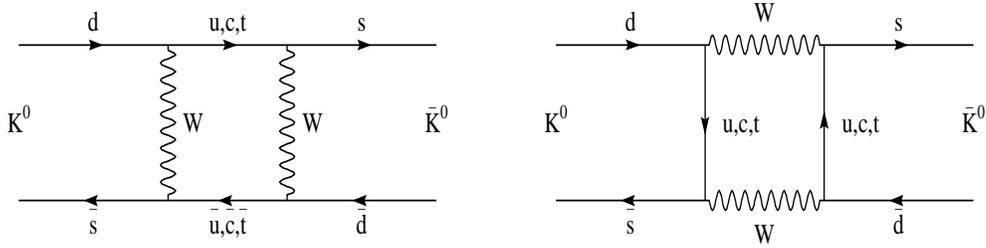


FIG. 1.2 – Diagrammes en boîte des transitions  $K^0 - \bar{K}^0$  contribuant à la violation indirecte de  $CP$ .

contribution dominante à la désintégration des kaons neutres en deux pions. La figure 1.3 montre le rôle spectateur du quark  $\bar{d}$  qui peut se combiner avec le quark  $u$  issu de la désintégration de  $s$  pour former un  $\pi^+$  ou avec le quark  $d$  issu de  $W^-$  pour former un  $\pi^0$ . Les autres quarks présents se combinent alors respectivement en un  $\pi^-$  ou un  $\pi^0$ .

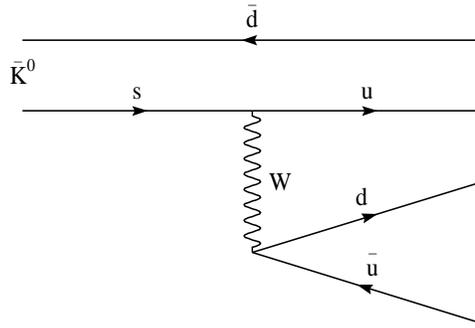


FIG. 1.3 – Contribution dominante à la désintégration de  $\bar{K}^0$  avec conservation de  $CP$ .

La violation directe de  $CP$  avec  $\epsilon' \neq 0$  peut apparaître dans le modèle standard à cause des "diagrammes pingouins" mentionnés sur la figure 1.4 ainsi que des diagrammes en boîte de la figure 1.5. Les boucles virtuelles de ces diagrammes incluent les quarks  $c$  et  $t$  et font apparaître les facteurs  $V_{cs}V_{cd}^*$  et  $V_{ts}V_{td}^*$ . Le diagramme le plus important est le "pingouin" avec échange de gluon, à cause de la dominance de l'interaction forte. Il contribue à  $Im(A_0)$ . Cependant les "pingouins" électrofaibles ainsi que les diagrammes en boîte contribuant à la transition  $s \rightarrow d\bar{q}q$  prennent de l'importance pour une masse élevée du quark top. Leur contribution à  $Im(A_2)$  tend à diminuer l'effet de  $Im(A_0)$  dans la formule donnant  $\epsilon'$  (1.8 p.6) et peuvent conduire à une valeur accidentellement nulle de  $\epsilon'/\epsilon$  pour  $m_t$  entre 200 et 250  $GeV/c^2$ . Les prédictions théoriques actuelles pour  $|\epsilon'/\epsilon|$  vont de  $10^{-4}$  à  $3 \times 10^{-3}$  [5][17][18].

Face à ces incertitudes théoriques, NA48 se propose de mesurer ce paramètre avec une précision de  $2 \times 10^{-4}$ .

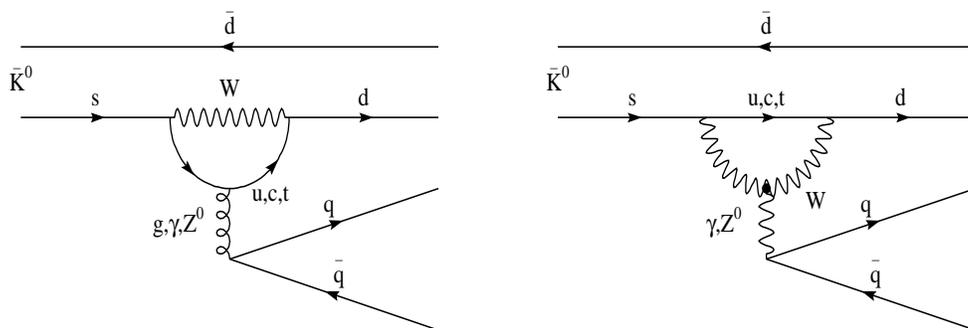


FIG. 1.4 – Diagrammes pingouins, contributions à la violation directe de CP.

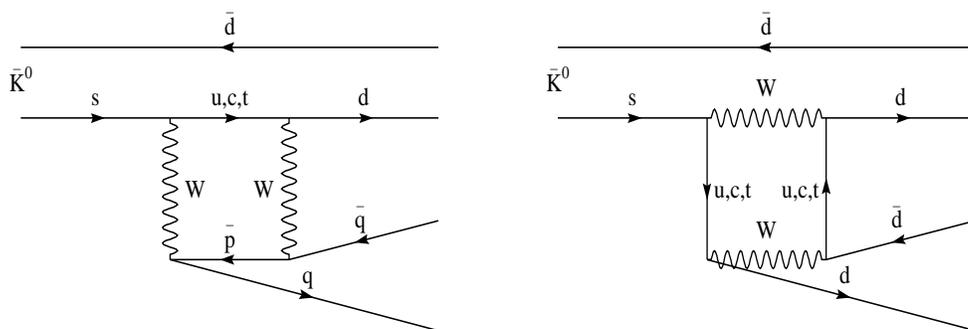


FIG. 1.5 – Diagrammes en boîte, contributions à la violation directe de CP.

## Chapitre 2

# Les désintégrations rares de kaons

Outre les phénomènes de violation de  $CP$ , les désintégrations rares forment un deuxième domaine fascinant dans le cadre de la recherche expérimentale sur le système des kaons.

Les désintégrations de  $K$  avec un rapport d'embranchement en dessous de  $10^{-5}$  sont appelés rares. Leur rareté vient du fait que ce ne sont pas en général des processus mettant en jeu de simples échanges de bosons de jauge des forces forte, électromagnétique ou faible. Ainsi elles offrent la possibilité d'étudier des processus qui apparaissent à des échelles d'énergie élevée tout en faisant des mesures de précision sur un système de basse énergie et de temps de vie considérable, le  $K_L$ .

### 2.1 Classes de processus rares

Il existe principalement trois classes de processus rares.

#### Processus rares interdits dans le modèle standard

La première classe regroupe les transitions qui ne sont pas autorisées dans le modèle standard. Une mise en évidence de tels processus constituerait une découverte d'une nouvelle physique au delà du modèle standard. Les désintégrations de kaons ont une grande sensibilité à certaines nouvelles interactions. Citons ici l'exemple de la recherche de la violation du nombre leptonique, qui est conservé dans le modèle standard minimal avec des neutrinos non massifs [21]. Ainsi des expériences telles BNL-791 (et son successeur BNL-871) à Brookhaven [19] et KEK-137 au Japon [20] recherchent une éventuelle transition  $K_L \rightarrow \mu^\pm e^\mp$  [22].

#### Processus rares dominés par la physique à courte distance

La deuxième classe regroupe des processus qui sont dominés par des contributions à courte distance. Leur rareté vient du fait qu'ils ne sont pas permis dans le modèle standard au niveau des diagrammes en arbres, mais apparaissent dans des processus comportant une boucle de particules, des diagrammes "pingouins" ou des diagrammes en boîte que nous avons déjà rencontrés comme contributions à la violation de  $CP$  dans le modèle standard. Ces processus sont calculables, les corrections de QCD perturbative sont connues et ils ne sont pas affectés de façon significative par les aspects non perturbatifs de QCD. Ils sont souvent dominés par un état intermédiaire incluant le quark top, et sont sensibles aux paramètres de  $V^{CKM}$ . Ils permettent des mesures de ces paramètres une fois la masse du quark top connue précisément (les mesures actuelles du Tevatron donnent  $m_t = (175.6 \pm 5.5) \text{ GeV}/c^2$  [23]).

Citons par exemple les processus rares comme  $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$  ou  $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ . Dans le modèle standard ils sont décrits par les diagrammes "pingouins" faibles et le diagramme en boîte d'échange

de bosons W (*figure 1.4* et *figure 1.5* de gauche avec  $q$  remplacé par  $\nu$ ). Des contributions à longue distance, ainsi que celles des "pingouins" électromagnétiques ou forts, sont réduites du fait que le neutrino n'interagit pas directement avec le photon ou le gluon. La mise en évidence de  $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  serait essentiellement une découverte de la violation directe de  $CP$ . Le rapport d'embranchement de ce processus permettrait de déterminer  $\eta$  par [5] :

$$Br(K_L \simeq K_2 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) = 8 \times 10^{-11} (m_t/m_W)^{2.2} A^4 \eta^2$$

Malheureusement la signature expérimentale de ce processus, deux photons issus de la désintégration d'un  $\pi^0$  avec de l'impulsion transverse, est peu contraignante et rend la mesure très difficile.

### Processus rares comportant des contributions à longue distance

D'autres processus, tels les désintégrations radiatives de kaons sont dominés par la physique à longue distance. Dans ce cas il n'y a pas de prédictions directes issues du modèle standard, car on ne sait pas calculer les phénomènes à basse énergie lorsque l'interaction forte est non perturbative, et lie les quarks au sein des hadrons. Ce sont ces hadrons qui deviennent les constituants "élémentaires" des diagrammes de Feynman considérés. La théorie de la perturbation chirale est utilisée dans ce cas. Elle paramétrise notre ignorance de l'interaction forte avec des constantes de couplage et des opérateurs effectifs à plusieurs fermions. Pour plus de détails à ce sujet, voir [22] [24][25].

Un exemple important est le processus  $K_L \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ , présenté en détail et avec des prédictions quantitatives dans [22] et une revue des expériences dans [21][5].

Ce processus comporte la contribution à longue distance  $K_2 \rightarrow \pi^0 \gamma^* \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ . Cette transition d'un état  $\lambda_{CP} = -1$  vers un état  $\lambda_{CP} = +1$  serait un signal de violation directe de  $CP$ .

Une autre contribution à longue distance possible qui conserve  $CP$  est  $K_2 \rightarrow \pi^0 \gamma^* \gamma^* \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ . Puisque le  $\pi^0$  est un état avec  $J^P = 0^-$ , l'état intermédiaire de deux gammas virtuels a  $J^P = 0^+$ . Les chiralités des deux gammas sont donc égales. Ces deux gammas forment ensuite une paire  $e^+ e^-$  par échange d'un électron virtuel. Les hélicités de  $e^+$  et  $e^-$  sortants sont donc aussi égales. Cependant pour un vertex  $\gamma e^+ e^-$ , et dans la limite  $m_e \rightarrow 0$ , les hélicités de  $e^+$  et  $e^-$  sont opposées, ce qui réduit fortement cette contribution.

La contribution de la violation indirecte de  $CP$  provient du processus  $K_1 \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ . Elle peut être estimée par la mesure de  $K^+ \rightarrow \pi^+ e^+ e^-$  et la présence d'un facteur  $|\epsilon|^2$  réduit fortement cette contribution.

Les processus à courte distance sont décrits par des diagrammes "pingouins" électromagnétiques et faibles, ainsi que le diagramme en boîte d'échange de boson W (*figure 1.4* et *figure 1.5* de gauche avec  $q$  remplacé par  $e^-$ ). Ils constituent un signal de violation directe de  $CP$ . La contribution d'un diagramme "pingouin" fort est petite, car le vertex  $g e^+ e^-$  n'existe pas. L'interférence destructive qui risque de donner une valeur de  $\epsilon'$  accidentellement nulle est absente dans ce processus.

Les expériences BNL-845 [26] et KEK-162 sont dédiées à la recherche de cette désintégration rare de kaons, et tentent d'atteindre une sensibilité de  $10^{-10}$  pour le rapport d'embranchement [22].

Un autre exemple de processus comportant des contributions à longue distance est  $K_L \rightarrow \mu^+ \mu^-$  qui fait l'objet du paragraphe suivant.

## 2.2 Le processus $K_L \rightarrow \mu^+ \mu^-$

La désintégration  $K_L \rightarrow \mu^+ \mu^-$  est l'exemple type d'un courant neutre avec changement de saveur. Au premier ordre, ce processus électrofaible est interdit dans le modèle standard. Ainsi, au niveau des diagrammes en arbre, la transition  $\bar{s}d \rightarrow \mu^+ \mu^-$  mettant en jeu un  $Z^0$  n'existe pas, puisque les deux

quarks initiaux appartiennent à des familles différentes. Par contre le processus  $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$  est autorisé et s'explique par  $\bar{s}u \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$  avec la mise en jeu d'un  $W$ .

Le désintégration  $K_L \rightarrow \mu^+ \mu^-$  est intéressante puisqu'elle permet de sonder des processus électrofaibles du second ordre, c'est-à-dire les diagrammes comportant une boucle.

L'étude de cette désintégration est compliquée puisque son amplitude  $A(K_L \rightarrow \mu^+ \mu^-) = A^{SD} + A^{LD}$  comporte des contributions à courte et à longue distance,  $A^{SD}$  et  $A^{LD}$  respectivement.

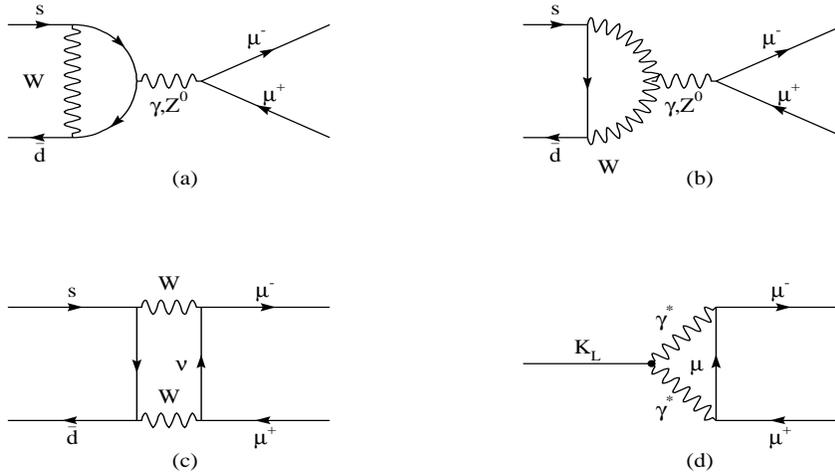


FIG. 2.1 – Physique à courte (a,b,c) et à longue distance (d) pour  $K_L \rightarrow \mu^+ \mu^-$ .

La physique à courte distance est décrite par des processus électrofaibles du second ordre, le diagramme en boîte (c) et les "pingouins" (a) et (b) représentés sur la figure 2.1. Leur contribution au rapport d'embranchement du processus a été calculée et vaut [21]:

$$Br(K_L \rightarrow \mu^+ \mu^-)^{SD} = 4.06 \times 10^{-10} A^4 (1 - \rho)^2 |C_\mu(m_t/m_W)|^2$$

Le paramètre  $C_\mu$ , donné également dans [21], est fonction de la masse du quark top. La connaissance de cette masse permet donc de déterminer la valeur  $C_\mu$ . Une mesure de  $Br(K_L \rightarrow \mu^+ \mu^-)^{SD}$  permettrait ainsi de contraindre le paramètre  $\rho$  de la matrice  $V^{CKM}$ .

Avant de pouvoir ce faire, la compréhension de la physique à longue distance est nécessaire. Elle est décrite par le diagramme (d) de la figure 2.1. L'amplitude de cette physique  $A^{LD} = A_{dis}^{LD} + iA_{abs}^{LD}$  comporte une partie réelle, appelée partie *dispersive*, et une partie imaginaire, *absorptive*, alors que la physique à courte distance n'est que dispersive en première approximation.

La partie absorptive  $A_{abs}^{LD}$  de la physique à longue distance est  $K_L \rightarrow \gamma\gamma \rightarrow \mu^+ \mu^-$ , où les deux photons intermédiaires sont réels et produisent la paire  $\mu^+ \mu^-$  par échange d'un muon virtuel. Sa contribution au rapport d'embranchement  $Br(K_L \rightarrow \mu^+ \mu^-)$  est proportionnelle à  $Br(K_L \rightarrow \gamma\gamma)$ . En posant  $\beta = \sqrt{1 - 4m_\mu^2/m_K^2}$ , on a [22]:

$$\frac{Br(K_L \rightarrow \mu^+ \mu^-)_{abs}^{LD}}{Br(K_L \rightarrow \gamma\gamma)} = \frac{m_\mu^2}{m_K^2} \frac{\alpha^2}{2\beta} \left( \ln \frac{1+\beta}{1-\beta} \right)^2 \simeq 1.2 \times 10^{-5}$$

En utilisant  $Br(K_L \rightarrow \gamma\gamma) = (5.70 \pm 0.27) \times 10^{-4}$  [21], ceci permet de donner une limite inférieure au rapport d'embranchement du processus, que l'on appelle la *limite d'unitarité*:

$$Br(K_L \rightarrow \mu^+ \mu^-)_{abs}^{LD} = (6.8 \pm 0.3) \times 10^{-9}$$

Les mesures les plus actuelles du rapport d'embranchement  $Br(K_L \rightarrow \mu^+\mu^-)$  sont obtenues par les expériences KEK-137 au Japon et BNL-791 à Brookhaven. Elles sont très proches de la limite d'unitarité et ne laissent pas beaucoup de place à la physique à courtes distances :

expérience	$Br(K_L \rightarrow \mu^+\mu^-)$	nombre d'événements	référence
KEK-137	$(7.9 \pm 0.7) \times 10^{-9}$	179	[27]
BNL-791	$(6.86 \pm 0.37) \times 10^{-9}$	707	[28]

De plus, même si ces mesures sont relativement précises, la partie dispersive des contributions à longue distance,  $A_{dis}^{LD}$ , est mal connue, ce qui empêche l'accès aux paramètres du modèle standard. Ces contributions sont décrites par  $K_L \rightarrow \gamma^*\gamma^* \rightarrow \mu^+\mu^-$ , où les deux photons intermédiaires sont virtuels.

Une meilleure compréhension du vertex  $K_L \rightarrow \gamma\gamma$  mettant en jeu un [29] ou plusieurs photons virtuels paraît par conséquent nécessaire.

### 2.3 La désintégration $K_L \rightarrow \gamma\gamma$

Dans le processus  $K_L \rightarrow \gamma\gamma$  la violation de CP n'entre pas en jeu. On peut alors identifier  $K_L$  à  $K_2$ . La paire de photons est produite dans un état propre de CP avec la valeur propre  $\lambda_{CP} = -1$ .

L'amplitude de désintégration de ce processus s'écrit en fonction des quadri-impulsions des deux photons  $q^\rho$  et  $q'^\sigma$  de l'état final et de leurs polarisation respective  $\epsilon^\mu$  et  $\epsilon'^\nu$ . De plus, elle dépend d'un facteur de forme  $F(0)$  qui décrit la physique au vertex  $K_2\gamma\gamma$ . Ce facteur est une constante dont la valeur sera discutée dans la suite.

L'amplitude la plus simple que l'on puisse écrire pour une désintégration à deux corps qui soit fonction propre de CP avec la valeur propre  $\lambda_{CP} = -1$  s'exprime à l'aide du tenseur totalement antisymétrique  $\epsilon_{\mu\nu\rho\sigma}$  :

$$A(K_2 \rightarrow \gamma\gamma) = F(0) \epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} \epsilon^\mu \epsilon'^\nu q^\rho q'^\sigma \quad (2.1)$$

On peut évaluer cette formule en se plaçant dans le référentiel du centre de masse du kaon, dans lequel on a les relations suivantes entre les impulsions et les énergies des photons :  $\vec{q} = -\vec{q}'$  et  $q^0 = q'^0 = |\vec{q}| = m_K/2$ . En choisissant la jauge de Lorentz, les polarisations des photons sont transversales :  $\epsilon^0 = \epsilon^3 = \epsilon'^0 = \epsilon'^3 = 0$ . On peut alors développer le déterminant exprimé par la formule  $\epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} \epsilon^\mu \epsilon'^\nu q^\rho q'^\sigma = Det(\epsilon, \epsilon', q, q')$  et on obtient :

$$A = \frac{m_K^2}{2} F(0) \vec{\epsilon} \times \vec{\epsilon}' \frac{\vec{q}}{|\vec{q}|} \quad (2.2)$$

Sous la conjugaison de charge C et l'opération de parité P les vecteurs de polarisation se transforment en leur opposé, comme c'est le cas pour le champ électrique. Sous la transformation combinée CP ils sont donc invariants. Par contre l'impulsion  $\vec{q}$  est invariante sous C et transformée en  $-\vec{q}$  par P, comme elle l'est donc aussi par CP. Par conséquent l'amplitude  $A$  est transformée en  $-A$  par CP, elle est donc fonction propre de CP avec la valeur propre  $-1$ .

Le taux de désintégration  $\Gamma(K_2 \rightarrow \gamma\gamma)$  se calcule à partir de  $A$  en formant :

$$|A|^2 = AA^* = |F(0)|^2 \epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} \epsilon^\mu \epsilon'^\nu q^\rho q'^\sigma \epsilon_{\alpha\beta\gamma\delta} \epsilon^{\alpha*} \epsilon'^{\beta*} q^\gamma q'^\delta \quad (2.3)$$

Puis en sommant sur les polarisations des photons dans l'état final, avec  $\sum \epsilon^\mu \epsilon^{\alpha*} = -g^{\mu\alpha}$ , on a :

$$\sum_{pol.} |A|^2 = |F(\mathbf{0})|^2 \epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} \epsilon^{\mu\nu}{}_{\gamma\delta} q^\rho q'^\sigma q^\gamma q'^\delta \quad (2.4)$$

On obtient :

$$\sum_{pol.} |A|^2 = \frac{1}{2} m_K^4 |F(\mathbf{0})|^2 \quad (2.5)$$

Le taux de désintégration est obtenu après division par deux (puisqu'il y a deux particules indiscernables dans l'état final) puis intégration sur l'élément d'espace de phase  $d^2\Psi_2 = |\vec{q}'|/(16\pi^2 m_K) d^2\Omega$  :

$$\Gamma(K_2 \rightarrow \gamma\gamma) = \frac{1}{2m_K} \int d^2\Psi_2 \frac{1}{2} \sum_{pol.} |A|^2 = \frac{1}{16\pi m_K} \frac{1}{2} \sum_{pol.} |A|^2 \quad (2.6)$$

D'où le résultat :

$$\boxed{\Gamma(K_2 \rightarrow \gamma\gamma) = \frac{1}{64\pi} m_K^3 |F(\mathbf{0})|^2} \quad (2.7)$$

## 2.4 La désintégration $K_L \rightarrow l^+ l^- \gamma$

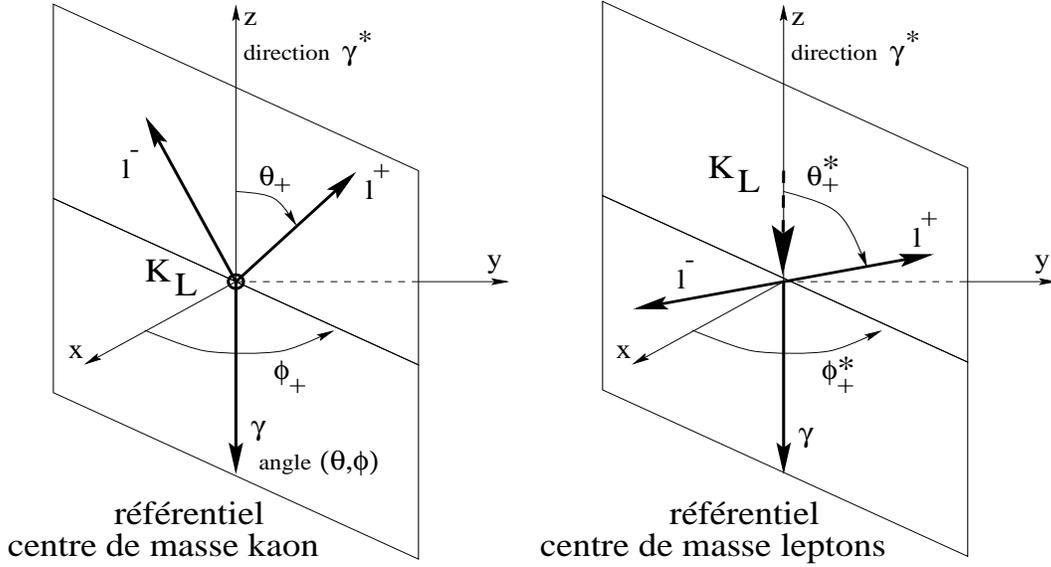
La désintégration  $K_L \rightarrow l^+ l^- \gamma$  est dominée par le processus  $K_L \rightarrow \gamma^* \gamma$ , pour lequel le photon virtuel se désintègre ensuite en une paire de leptons  $l^+ l^-$  ( $l = e$  ou  $\mu$ ). On admet en général que d'autres contributions au taux de désintégration sont négligeables.

Pour étudier les variables du problème, plaçons nous dans le référentiel du centre de masse du kaon initial. Une désintégration à 3 corps dans l'état final y est décrite par cinq variables réelles. La figure 2.2 présente les quatre variables angulaires du problème. Les angles polaires  $\theta$  et  $\phi$  qui définissent la direction du photon de l'état final peuvent être choisis dans les intervalles  $[0, \pi]$  et  $[0, 2\pi]$ . Sur la figure cette direction est représentée selon l'axe  $-z$  par commodité. Le photon virtuel aura une orientation opposées, ici selon l'axe  $z$ . Ensuite les angles polaires  $\theta_+$  et  $\phi_+$  du lepton  $l^+$  peuvent être varier dans les mêmes intervalles respectifs. Les angles polaires du lepton  $l^-$  seront alors fixés par la cinématique du problème. Dans le référentiel considéré les impulsions des trois corps finals sont coplanaires. Le deux dernier angles peuvent aussi être remplacés par les angles polaires  $\theta_+^*$  et  $\phi_+^* = \phi_+$  du lepton  $l^+$ , exprimés dans le référentiel du centre de masse de la paire leptonique. Dans ce cas, l'impulsion du lepton  $l^-$  sera opposée à celle de  $l^+$ .

L'amplitude du processus peut être écrite sans avoir connaissance des détails du processus au vertex  $K_L \gamma^* \gamma$ . On peut introduire une *fonction a priori* inconnue, le facteur de forme  $F$  du vertex  $K_L \gamma^* \gamma$ . La seule variable libre dont peut dépendre  $F$  est l'impulsion du photon virtuel  $q'^\sigma$ . Or la physique est invariante par transformation de Lorentz. Le seul scalaire de Lorentz disponible est le carré de la masse invariante du photon virtuel (ou de la paire de leptons) :  $q'^2$ . C'est la dernière des 5 variables réelles qui restait à définir. Pour plus de commodité on peut aussi introduire le carré réduit de la masse invariante de la paire de leptons :

$$x = \frac{q'^2}{m_K^2}, \quad g = \frac{(2m_l)^2}{m_K^2} \leq x \leq 1 \quad (2.8)$$

L'amplitude du processus  $K_L \rightarrow l^+ l^- \gamma$  s'obtient à partir de l'amplitude du processus  $K_L \rightarrow \gamma\gamma$  (équation 2.1 p.15). Pour cela on substitue la polarisation  $\epsilon'^\nu$  du photon virtuel par le courant


 FIG. 2.2 – Les référentiels du problème  $K_L \rightarrow l^+ l^- \gamma$  et définition des angles.

$e\bar{u}(p_-)\gamma^\nu v(p_+)$  de la paire de leptons  $l^+l^-$  (d'impulsions  $p_+$  et  $p_-$ ). L'impulsion  $q'^\sigma$  du photon virtuel est remplacée par son propagateur  $q'^\sigma/q'^2$ . Le facteur de forme  $F(\mathbf{0})$  de la désintégration  $K_L \rightarrow \gamma\gamma$  apparaît comme la limite du facteur de forme  $F(q'^2)$  lorsque le photon qui se désintègre tend à devenir réel ( $q'^2 \rightarrow 0$ ).

$$A(K_2 \rightarrow l^+ l^- \gamma) = e F(q'^2) \epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} \epsilon^\mu \bar{u}(p_-)\gamma^\nu v(p_+) q^\rho \frac{q'^\sigma}{q'^2} \quad (2.9)$$

Le problème est décrit pour l'instant par les quadri-impulsions des corps finals  $p_+$ ,  $p_-$  et  $q$ . Un changement de variables paraît cependant judicieux. La conservation de l'énergie-impulsion lors de la désintégration du photon virtuel en paire de leptons impose la première équation suivante. On peut aussi introduire la variable  $k'^\sigma$  définie par la deuxième relation :

$$\begin{aligned} q'^\sigma &= p_+^\sigma + p_-^\sigma \\ k'^\sigma &= p_+^\sigma - p_-^\sigma \end{aligned}$$

Pour obtenir l'expression du taux de désintégration  $\Gamma(K_2 \rightarrow l^+ l^- \gamma)$ , on calcule d'abord  $|A|^2 = AA^*$ , puis on effectue la sommation sur les degrés de liberté de spin de  $l^+$  et de  $l^-$  ainsi que les polarisations possibles du photon  $\gamma$  avant d'appliquer les théorèmes de traces pour des combinaisons de matrices de Dirac. Après calcul, on obtient alors l'expression suivante exprimée en fonction des variables  $q$ ,  $q'$  et  $k'$ , ou plutôt de la combinaison  $q'^2$ ,  $qq'$  et  $qk'$  :

$$\sum_{sp.pol.} |A|^2 = 2e^2 \frac{|F(q'^2)|^2}{q'^2} \left( (4m_l^2 + q'^2)(qq')^2 + q'^2(qk')^2 \right) \quad (2.10)$$

Pour faire apparaître les variables angulaires du problème, on peut évaluer  $qq'$  et  $qk'$  dans le référentiel du centre de masse du kaon initial, dans lequel la quadri-impulsion du kaon vaut  $P = (m_K, \vec{0})$ . Puisque

$q = P - q'$ , on obtient les relations suivantes, où  $E_+$  et  $E_-$  sont les énergies des leptons, et  $q^0$  et  $q'^0$  les énergies du photon et du photon virtuel dans ce référentiel :

$$\begin{aligned} qq' &= m_K (E_+ + E_-) - q'^2 = m_K (E_+ + E_-) - m_K^2 x \\ qk' &= m_K (E_+ - E_-) \\ q^0 &= 1/2 m_K (1 - x) \\ q'^0 &= 1/2 m_K (1 + x) \end{aligned}$$

Dans le référentiel du centre de masse de la paire leptonique, les énergies et impulsions des leptons valent :

$$\begin{aligned} E_{\pm}^* &= E_{\mp}^* = m_K/2 \sqrt{x} \\ |\mathbf{p}^*| &= m_K/2 \sqrt{x - g} \end{aligned}$$

Par une transformation de Lorentz vers le référentiel du centre de masse du kaon initial, on obtient alors les expressions suivantes pour la somme et la différence des énergies leptoniques :

$$\begin{aligned} E_+ + E_- &= 1/2 m_K (1 + x) \\ E_+ - E_- &= 1/2 m_K (1 - x) \sqrt{1 - g/x} \cos \theta_+^* \end{aligned}$$

Par conséquent le résultat s'exprime en fonction de la variable  $x$  et  $\theta_+^*$ . Les autres variables angulaires  $\theta$ ,  $\phi$  et  $\phi_+$  n'apparaîtront que dans l'élément d'espace de phase :

$$\sum_{sp.pol.} |A|^2 = \frac{e^2 m_K^2}{2} |F(x)|^2 \frac{(1-x)^2}{x} \left(1 + \frac{g}{x} + (1 - \frac{g}{x}) \cos^2 \theta_+^*\right) \quad (2.11)$$

Au lieu de la variable  $\theta_+^*$  on peut aussi définir la variable  $y$  de telle sorte que le résultat prenne la forme connue [30] suivante :

$$y = 2 \frac{E_+ - E_-}{m_K (1 - x)} = \sqrt{1 - \frac{g}{x}} \cos \theta_+^* \quad (2.12)$$

$$\sum_{sp.pol.} |A|^2 = \frac{e^2 m_K^2}{2} |F(x)|^2 \frac{(1-x)^2}{x} \left(1 + \frac{g}{x} + y^2\right) \quad (2.13)$$

Il faut ensuite intégrer ce résultat sur l'espace de phase ouvert aux trois particules finales dont l'élément d'intégration s'évalue à :

$$\begin{aligned} d^5 \Psi_3 &= (2\pi)^4 \delta^4(P - p_+ - p_- - q) \frac{d^3 p_+}{(2\pi)^3 2E_+} \frac{d^3 p_-}{(2\pi)^3 2E_-} \frac{d^3 q}{(2\pi)^3 2q^0} \\ &= \frac{m_K^2}{64 (2\pi)^5} (1-x) dx dy d(\cos \theta) d\phi d\phi_+ \end{aligned} \quad (2.14)$$

Pour écrire le taux de désintégration du processus, on utilise la formule habituelle :

$$\Gamma(K_2 \rightarrow l^+ l^- \gamma) = \frac{1}{2m_K} \int d^5 \Psi_3 \sum_{sp.pol.} |A|^2 \quad (2.15)$$

Après regroupement des termes on a :

$$d^5\Gamma = \frac{e^2 M^3}{2^{13}\pi^5} |F(x)|^2 \frac{(1-x)^3}{x} \left[ 1 + \frac{g}{x} + y^2 \right] dy dx d(\cos\theta) d\phi d\phi_+ \quad (2.16)$$

Il est maintenant possible d'intégrer sur les angles :  $\int d(\cos\theta)d\phi = 4\pi$  et  $\int d\phi_+ = 2\pi$ , puis sur la variable  $y$  dont on connaît les bornes d'intégration (équation 2.12 p.18), et on obtient :

$$d\Gamma = \frac{e^2 M^3}{2^{10}\pi^3} |F(x)|^2 \frac{(1-x)^3}{x} \left[ \frac{8}{3} \left( 1 + \frac{g}{2x} \right) \sqrt{1 - \frac{g}{x}} \right] dx \quad (2.17)$$

Introduisons maintenant le facteur de forme réduit  $f$  :

$$f(x) = \frac{F(x)}{F(0)}, \quad \lim_{x \rightarrow 0} f(x) = 1. \quad (2.18)$$

Avec  $\alpha = e^2/(4\pi)$ , et en introduisant le taux de désintégration du processus  $K_2 \rightarrow \gamma\gamma$  (équation 2.1 p.15) on peut exprimer le taux de désintégration différentiel de  $K_2 \rightarrow l^+l^-\gamma$  par :

$$\boxed{\frac{1}{\Gamma(K_2 \rightarrow \gamma\gamma)} \frac{d\Gamma(K_2 \rightarrow l^+l^-\gamma)}{dx} = \frac{2\alpha}{3\pi} |f(x)|^2 \frac{(1-x)^3}{x} \left( 1 + \frac{g}{2x} \right) \sqrt{1 - \frac{g}{x}}} \quad (2.19)$$

Ce résultat a été écrit pour la première fois en 1955 par Kroll et Wada [31]. Il a le mérite de factoriser la physique en deux parties disjointes. La première partie est due au processus qui a lieu au vertex primaire, exprimée par  $f(x)$ . La deuxième partie découle de l'électrodynamique quantique (QED) qui est en jeu lors de la désintégration du photon virtuel. Ce résultat général est valable pour toute désintégration d'un méson pseudo-scalaire  $P$  en une paire de photons, dont l'un seul se convertit ensuite en paire de leptons  $l^+l^-$ .

Cette équation montre aussi l'une des différences qui existent entre les états finals  $e^+e^-\gamma$  et  $\mu^+\mu^-\gamma$ . Pour la désintégration électronique du  $K_L$  le domaine d'espace de phase autorisé pour la masse invariante du photon virtuel est :  $q'^2 \in [(2m_e)^2, m_K^2]$  (soit  $x \in [g = (2m_e)^2/m_K^2, 1]$ ), alors que dans le cas muonique ce domaine est beaucoup plus restreint à cause de la masse importante du muon :  $q'^2 \in [(2m_\mu)^2, m_K^2]$ . La désintégration tauonique est même interdite, puisque le méson  $\tau$  est plus massif que le kaon.

De plus dans le cas du mode électronique, la dépendance en  $1/x$  est divergente près du seuil bas  $x = (2m_e)^2/m_K^2 \simeq 0$ , ce qui confère à celui-ci un taux de désintégration beaucoup plus élevé qu'au mode muonique.

La figure 2.3 montre la dépendance du taux de désintégration différentiel pour le mode électronique et muonique en fonction de  $x$ . On voit apparaître l'effet du seuil bas en  $x$  pour le mode muonique. Deux facteurs de forme possibles sont indiqués sur cette figure.

### Facteur de forme et modèle VDM

Le facteur  $f(x) = 1$  suppose que l'on puisse utiliser la même description pour la transition faible  $K_L \rightarrow \gamma\gamma^*$  dans le cas où le photon est virtuel que lorsqu'il est réel. Ceci est une approximation.

Un modèle plus juste, VDM (*vector dominance model*), décrit l'interaction d'un photon avec un hadron par l'intermédiaire de mésons vectoriels virtuels (figure 2.4). Ainsi un hadron qui produit un photon émet d'abord un méson vectoriel virtuel  $V$  qui se désintègre ensuite en ce photon. Ce dernier peut être virtuel ou réel. La présence du propagateur du méson virtuel modifie les amplitudes de transition

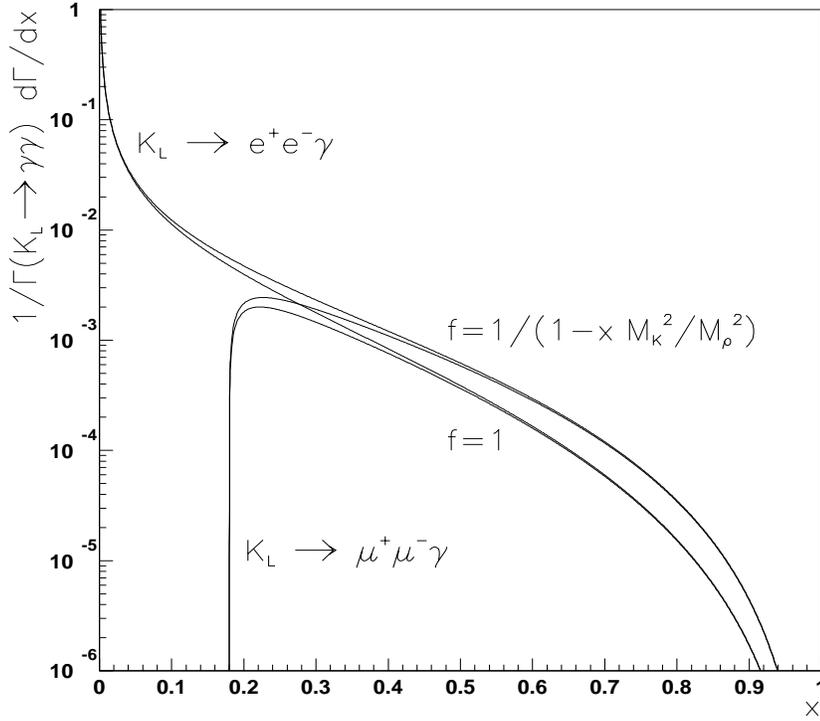


FIG. 2.3 – Taux de désintégration différentiels pour  $K_L \rightarrow e^+e^-\gamma$  et  $K_L \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma$  en fonction de  $x = q'^2/m_K^2$  pour deux facteurs de formes différents.

des processus étudiés, comme décrit très en détail pour les transitions de mésons pseudo-scalaires non étranges  $P \rightarrow \gamma\gamma^*$  dans [32] (appliqué aux kaons dans [33]). Ainsi dans une première phase le méson  $P$  se désintègre en un méson vectoriel virtuel  $V'$  accompagné de l'émission d'un photon réel. Ensuite  $V'$  se propage avant de se désintégrer, dans une deuxième phase, en un photon virtuel  $\gamma^*$  qui lui-même produira la paire  $l^+l^-$  dans une troisième phase. De même le photon réel produit lors de la première phase peut lui-aussi être saturé par un méson vectoriel  $V$ . Les propagateurs des méson  $V$  et  $V'$  apparaissent donc dans l'amplitude de transition du processus. Il peuvent être intégrés dans la définition du facteur de forme  $F(q')$ . Au lieu de  $F(q') = 1$  on obtient :

$$A(K_L \rightarrow l^+l^-\gamma) \rightarrow F(q') = \frac{1}{-m_V^2} \frac{1}{q'^2 - m_V^2}, \quad (2.20)$$

$$A(K_L \rightarrow \gamma\gamma) \rightarrow F(0) = \frac{1}{-m_V^2} \frac{1}{-m_V^2}, \quad (2.21)$$

Par conséquent l'influence de  $V'$  apparaît dans le facteur de forme réduit, à défaut de celle de  $V$  :

$$f(x) = \frac{F(x)}{F(0)} = \frac{1}{1 - x m_K^2/m_V^2}, \quad (2.22)$$

Le méson vectoriel le plus léger est  $V' = \rho$ , sa contribution au facteur de forme est dominante, d'où le facteur de forme utilisé.

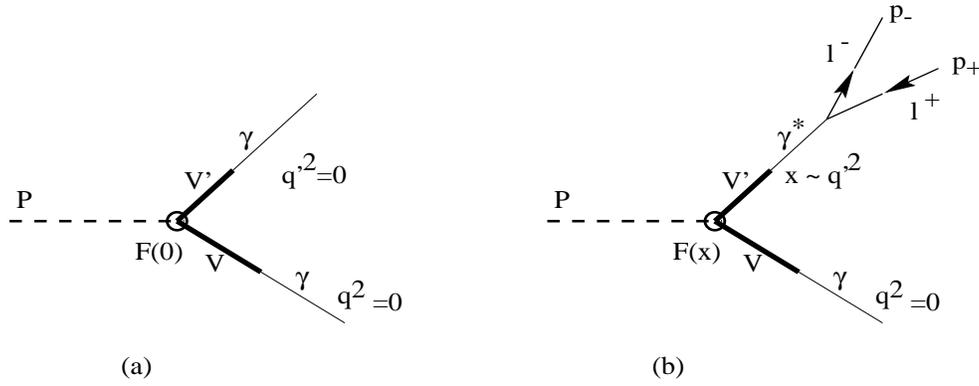


FIG. 2.4 – Saturation des photons produits par désintégration d'un méson pseudo-scalaire  $P$  à l'aide de mésons vectoriels virtuels

### Prédictions du rapport d'embranchement

Pour avoir une idée de la valeur du rapport d'embranchement du processus  $K_L \rightarrow l^+l^-\gamma$ , on peut intégrer numériquement la formule 2.19 p.19 avec les deux facteurs de formes proposés. Si on utilise les valeurs centrales mesurées [2] des constantes qui interviennent dans le problème ( $\alpha = 1/137.0$ , masses en  $MeV/c^2$  :  $m_K = 497.7$ ,  $m_e = 0.5110$ ,  $m_\mu = 105.7$ ,  $m_\rho = 768.5$ ), on obtient le résultat du tableau 2.1.

	$\frac{\Gamma(K_L \rightarrow ll\gamma)}{\Gamma(K_L \rightarrow \gamma\gamma)}$	$f(x) = 1$	$f(x) = 1/(1 - x m_K^2/m_\rho^2)$
$l = e$ ( $\times 10^{-2}$ )		1.590	1.627
$l = \mu$ ( $\times 10^{-4}$ )		4.089	5.561

TAB. 2.1 – Rapport de taux de désintégration calculés pour  $K_L \rightarrow l^+l^-\gamma / K_L \rightarrow \gamma\gamma$

	$Br(K_L \rightarrow l^+l^-\gamma)$	$f(x) = 1$	$f(x) = 1/(1 - x m_K^2/m_\rho^2)$
$l = e$ ( $\times 10^{-5}$ )		$0.941 \pm 0.024$	$0.963 \pm 0.024$
$l = \mu$ ( $\times 10^{-7}$ )		$2.420 \pm 0.061$	$3.292 \pm 0.083$

TAB. 2.2 – Prédictions du rapport d'embranchement pour  $K_L \rightarrow l^+l^-\gamma$

En prenant la valeur mesurée [2] du rapport d'embranchement  $Br(K_L \rightarrow \gamma\gamma) = (5.92 \pm 0.15)^{-4}$ , on obtient les prédictions du tableau 2.2 pour  $Br(K_L \rightarrow l^+l^-\gamma)$ . Les erreurs données proviennent uniquement de l'erreur sur  $Br(K_L \rightarrow \gamma\gamma)$ .

A cause de la dominance du facteur  $1/x$  dans l'expression du taux différentiel et de  $\lim_{x \rightarrow 0} f(x) = 1$ ,

la mesure du rapport d'embranchement apparaît beaucoup plus sensible à la présence d'un facteur de forme dans le cas du canal muonique qu'électronique. Dans ce dernier cas, pour obtenir néanmoins une sensibilité expérimentale au facteur de forme on peut avoir recours à l'étude de la distribution de la masse invariante de la paire leptonique (paramètre  $x$ ).

### Résultat des mesures expérimentales

Ces prédictions sont à comparer avec les valeurs expérimentales mesurées pour ces processus (tableau 2.3). Pour la désintégration électronique, on constate que les mesures de  $Br(K_L \rightarrow ee\gamma)$  ne peuvent pas discriminer facilement entre les deux facteurs de formes proposés, malgré une meilleure statistique. La mesure pour le mode muonique par contre indique un facteur de forme compatible avec le modèle VDM. Cependant ce modèle doit être étendu, comme nous allons le voir maintenant.

$Br(K_L \rightarrow l^+l^-\gamma)$ (val) $\pm$ (stat) $\pm$ (syst)	signal	bruit	expérience
$l = e$ ( $\times 10^{-5}$ )	$0.92 \pm 0.05 \pm 0.05$	1053	négl. CERN-NA31 [34]
	$0.91 \pm 0.04^{+0.06}_{-0.05}$	919	10.0 BNL-845 [35]
	$0.91 \pm 0.03 \pm 0.05$	2021	4.0 CERN-NA31 [30][36]
$l = \mu$ ( $\times 10^{-7}$ )	$2.8 \pm 2.8$	1	0.1 BNL [37]
	$3.23 \pm 0.23 \pm 0.19$	207	10.5 FNAL-799 [38][39]

TAB. 2.3 – Mesures du rapport d'embranchement du processus  $K_L \rightarrow l^+l^-\gamma$

## 2.5 Modèles pour le vertex $K_L \rightarrow \gamma\gamma^*$

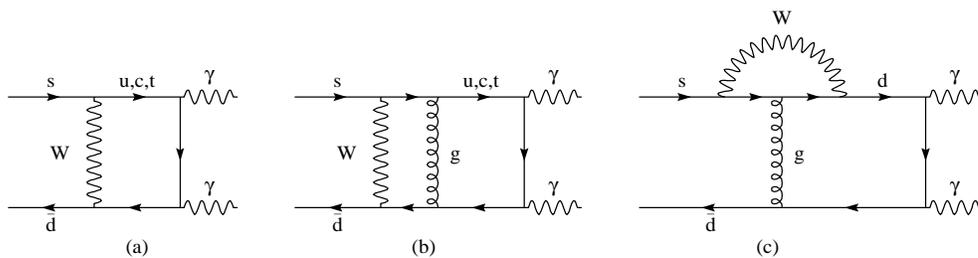


FIG. 2.5 – Physique à courte distance (a) et corrections radiatives de QCD (b,c) dans le processus  $K_L \rightarrow \gamma\gamma$

Le processus électrofaible d'ordre le plus bas qui contribue à ce vertex est représenté par (a) sur la figure 2.5. Cependant ce processus seul ne permet d'expliquer qu'un dixième environ [40] du taux de désintégrations mesuré [2] :  $\Gamma(K_L \rightarrow \gamma\gamma) = (1.11 \pm 0.05) \times 10^4 s^{-1}$ . Les contributions dominantes sont les corrections radiatives induites par la chromodynamique quantique (QCD) : le diagramme (b)

montre l'une des configurations à un gluon, auxquelles il faut ajouter le "pingouin" fort du diagramme (c).

Ces phénomènes à longue distance ne sont pas calculables, c'est pourquoi différents modèles phénoménologiques peuvent être trouvés dans la littérature. Les modèles PDM (*pole dominance model*) [41] expliquent relativement bien le taux de désintégration  $K_L \rightarrow \gamma\gamma$ . Dans ces modèles l'émission de photons a lieu à partir d'états hadroniques intermédiaires dans lesquels se désintègre le kaon.

Le modèle de Bergström et al. [42][43] que nous allons voir maintenant repose sur ces modèles. Il distingue principalement deux classes de transitions pour expliquer le vertex  $K_L \rightarrow \gamma\gamma^*$  :

- **Transition P-P.** Le  $K_L$  se désintègre d'abord faiblement dans un état intermédiaire pseudo-scalaire ( $\pi^0, \eta, \eta'$ ) pour lequel  $J^P = 0^-$ , comme pour le  $K_L$ . Cet état intermédiaire se désintègre ensuite électromagnétiquement en deux photons (diagramme (a) de la *figure 2.6*). Les deux photons émis peuvent être réels ou virtuels. Cette transition contribue donc à la fois à la désintégration  $K_L \rightarrow \gamma\gamma$  et au vertex  $K_L \rightarrow \gamma\gamma^*$ . De plus les photons produits peuvent éventuellement être saturés par une dominance vectorielle (cf. modèle VDM). Puisque la désintégration faible a lieu entre deux mésons pseudo-scalaires, cette classe est appelée *classe des transitions P-P*.
- **Transition V-V.** Ici le  $K_L$  se désintègre d'abord électromagnétiquement en un méson vectoriel  $K^*$  en émettant un photon  $\gamma$  (le photon ainsi que le méson vectoriel ont  $J^P = 1^-$ ). Ensuite le méson  $K^*$  se désintègre faiblement en un méson vectoriel non étrange ( $\rho, \omega, \phi$ ), qui produit un deuxième photon  $\gamma^*$  après une transition électromagnétique (voir *figure 2.6*). Pour conserver l'invariance de jauge, ce photon doit être virtuel [44]. Ce processus ne contribue donc qu'au vertex  $K_L \rightarrow \gamma\gamma^*$  et non à la désintégration  $K_L \rightarrow \gamma\gamma$ . Cette classe est appelée *classe des transitions V-V*, puisque la transition faible a lieu entre deux mésons vectoriels.

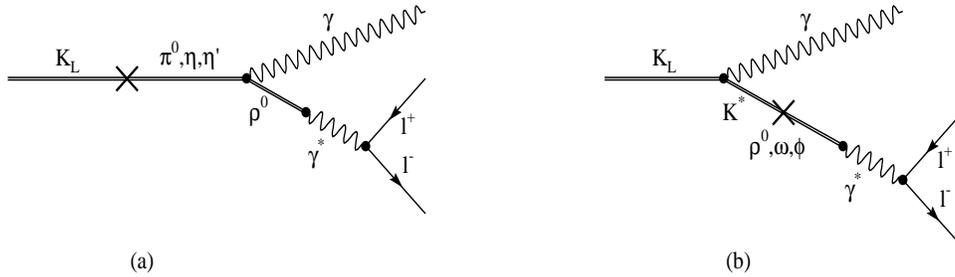


FIG. 2.6 – Transition P-P (a) et V-V (b) contribuant à la physique de  $K_L \rightarrow \gamma\gamma^* \rightarrow \gamma l^+ l^-$

Les facteurs de forme des transitions P-P et V-V ont été calculés par Bergström et al. [42] en se basant sur le modèle phénoménologique de l'hamiltonien des transitions faibles non leptoniques,  $H_{NL}^W$ , présenté par Sakurai [45]. Cet opérateur décrit ces transitions par des couplages courant-courant faibles entre mésons en introduisant une constante de couplage effective  $G_{NL}$ . Sa valeur, proche de celle de la constante de Fermi des désintégrations faibles, peut être déduite par exemple du taux de désintégration de  $K_S \rightarrow \pi^0 \pi^0$  [45]. Elle vaut en fonction de la masse du proton  $m_p$  :

$$G_{NL} = 1.1 \times 10^{-5} / m_p^2 \quad (2.23)$$

La transition faible non leptonique apparaît à la fois dans la classe des transitions P-P ( $K_L \rightarrow \pi^0, \eta, \eta'$ ) et dans la classe des transitions V-V ( $K^* \rightarrow \rho$ ). On admettra d'abord que la constante de couplage  $G_{NL}$  est la même pour ces deux classes.

### La classe des transitions P-P

Dans les cas de la transition P-P, l'hamiltonien  $H_{NL}^W$  opère entre  $K_L$  et un méson pseudo-scalaire neutre  $P_i$  appartenant à l'octet de  $SU(3)_{saveur}$ ,  $\pi^0$  et  $\eta_8$ , comme montré dans [44]. Selon [42], il faut y ajouter le méson  $\eta_1$ , singlet sous  $SU(3)_{saveur}$ .

Les mésons  $\eta_8$  et  $\eta_1$  ont des nombres quantiques identiques (isospin  $I = 0$  et charge  $Q = 0$ ). Par conséquent ils se mélangent pour former les états propres de masse  $\eta$  et  $\eta'$ . Le  $\pi^0$  a  $I = 1$  et ne participe donc pas au mélange. La matrice de mélange entre les états propres de masse,  $|P'_j\rangle$ , et les états propres de  $SU(3)_{saveur}$ ,  $|P_i\rangle$ , est  $\langle P_i|P'_j\rangle$  :

$$|P'_j\rangle = \sum_i |P_i\rangle \langle P_i|P'_j\rangle \quad (2.24)$$

Exprimée en fonction de l'angle de mélange  $\theta_P \simeq -20^\circ$ , tel que l'indiquent les mesures (selon [2]), elle vaut :

$$\begin{pmatrix} \pi^0 \\ \eta \\ \eta' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \theta_P & -\sin \theta_P \\ 0 & \sin \theta_P & \cos \theta_P \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \pi^0 \\ \eta_8 \\ \eta_1 \end{pmatrix} \quad (2.25)$$

Le modèle prédit les couplages suivants pour la transition  $K_L \rightarrow P_i$  ( $c_\pi = 94 \text{ MeV}$  étant la constante de désintégration du pion):

méson $P_i$	$\langle P_i H_{NL}^W K_K\rangle$
$\pi^0$	$1 \quad \sqrt{2}G_{NL} m_K^2 c_\pi^2$
$\eta_8$	$1/\sqrt{3} \quad \sqrt{2}G_{NL} m_K^2 c_\pi^2$
$\eta_1$	$1/\sqrt{6} \quad \sqrt{2}G_{NL} m_K^2 c_\pi^2$

Intéressons nous maintenant à l'amplitude désintégration  $K_L \rightarrow \gamma\gamma$  [41]. Elle a déjà été mise sous la forme de l'équation 2.7 p.16 et il nous reste maintenant à exprimer le facteur de forme  $F[K_L \rightarrow \gamma\gamma] = \langle \gamma\gamma|H|K_L\rangle$  en utilisant le modèle des transitions P-P proposé. Pour cela on multiplie de droite à gauche les quantités suivantes en sommant sur les états intermédiaires [30]:

- l'élément de matrice de la transition faible d'un  $K_L$  vers un état intermédiaire  $P_i$ .
- l'élément du mélange  $\langle P'_j|P_i\rangle$  entre l'état  $P_i$  et les états propres de masse  $P'_j$  (matrice inverse de celle définie ci-dessus).
- le propagateur du méson virtuel  $P'_j$  dont la masse invariante est la masse du kaon.
- le facteur de forme de la désintégration électromagnétique de  $P'_j$  en une paire de photons  $F[P'_j \rightarrow \gamma\gamma] = \langle \gamma\gamma|H^{EM}|P'_j\rangle$ .

Ainsi on obtient :

$$\langle \gamma\gamma|H|K_L\rangle = \sum_{i,j} \langle \gamma\gamma|H^{EM}|P'_j\rangle \frac{1}{m_K^2 - m_j^2} \langle P'_j|P_i\rangle \langle P_i|H_{NL}^W|K_L\rangle \quad (2.26)$$

En développant en fonction des termes connus, on obtient :

$$F[K_L \rightarrow \gamma\gamma] = \sqrt{2}G_{NL}m_K^2c_\pi^2 \left[ \frac{F[\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma]}{m_K^2 - m_\pi^2} + \frac{F[\eta \rightarrow \gamma\gamma]}{m_K^2 - m_\eta^2} \left( \frac{1}{\sqrt{3}} \cos \theta_P + \frac{1}{\sqrt{6}} \sin \theta_P \right) + \frac{F[\eta' \rightarrow \gamma\gamma]}{m_K^2 - m_{\eta'}^2} \left( -\frac{1}{\sqrt{3}} \sin \theta_P + \frac{1}{\sqrt{6}} \cos \theta_P \right) \right] \quad (2.27)$$

Pour une évaluation numérique il faut maintenant connaître les valeurs des facteurs de formes  $F$  des processus en jeu. Pour cela utilisons l'équation (2.7 p.16), valable pour toute particule de valeur propre  $\lambda_{PC} = -1$ , donc aussi bien pour  $K_L \simeq K_2$  que pour  $P'_j = \pi^0, \eta, \eta'$ . Elle exprime le taux de désintégration  $\Gamma(P'_j \rightarrow \gamma\gamma) = Br(P'_j \rightarrow \gamma\gamma) \Gamma(P'_j)$  en fonction du facteur de forme  $F[P'_j \rightarrow \gamma\gamma]$ . Utilisons les taux d'embranchement mesurés  $Br(P'_j \rightarrow \gamma\gamma)$ , les largeurs totales  $\Gamma(P'_j)$ , les masses des particules concernées ainsi que les incertitude de ces mesures [2]. Les valeurs des facteurs de forme recalculées sont regroupées dans le haut du *tableau 2.4*.

Facteurs de forme	déduits des mesures de taux de désintégration
$ F[\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma] _{exp.}$	$= (2.52 \pm 0.13) \times 10^{-12} MeV^{-1}$
$ F[\eta \rightarrow \gamma\gamma] _{exp.}$	$= (2.38 \pm 0.16) \times 10^{-12} MeV^{-1}$
$ F[\eta' \rightarrow \gamma\gamma] _{exp.}$	$= (3.12 \pm 0.22) \times 10^{-12} MeV^{-1}$
$ F[K_L \rightarrow \gamma\gamma] _{exp.}$	$= (3.51 \pm 0.07) \times 10^{-12} MeV^{-1}$
Facteur de forme	prédit par le modèle des transitions P-P
$ F[K_L \rightarrow \gamma\gamma] _{th.}$	$= (3.97 \pm 0.52) \times 10^{-12} MeV^{-1}$

TAB. 2.4 – Facteurs de forme de différents processus

Reportons les valeurs des trois premiers facteurs de forme de ce tableau dans la formule 2.27 p.25, en utilisant le fait que les phases de ces facteurs sont égales entre elles pour  $\pi^0, \eta, \eta' \rightarrow \gamma\gamma$  [2]. Si on tient compte des erreurs sur ces trois valeurs seules, le modèle décrit ci-dessus prédit un facteur de forme pour  $K_L \rightarrow \gamma\gamma$  dont la valeur est donnée à la dernière ligne du *tableau 2.4*. L'erreur est en réalité bien plus grande, à cause de l'incertitude sur l'angle  $\theta_P$ , dont la valeur peut aller de  $-10$  à  $-20^\circ$  [2].

La prédiction est bien en accord avec la valeur expérimentale du facteur de forme, donnée également dans ce tableau, en quatrième ligne.

Dans le modèle des transitions P-P, le facteur de forme du processus  $K_L \rightarrow \gamma\gamma^*$  diffère au premier ordre de celui de la désintégration  $K_L \rightarrow \gamma\gamma$  par la dominance du méson  $\rho$  dans le photon virtuel (modèle VDM) et s'écrit en fonction de  $x$  :

$$F[K_L \rightarrow \gamma\gamma^*]_{P-P} = \frac{F[K_L \rightarrow \gamma\gamma]}{1 - x m_K^2/m_\rho^2} \quad (2.28)$$

### La classe des transitions V-V

Le facteur de forme de la transition V-V se compose des trois termes suivants [30] :

- l'élément de matrice de la transition électromagnétique  $K_L \rightarrow K^* \gamma$

- le propagateur du  $K^*$  à la masse invariante  $q'^2$ .
- la transitions  $K^* \rightarrow \gamma^*$  qui consiste en un terme de contact  $K^* \rightarrow \gamma^*$  [44] ainsi qu'un terme de transition par un méson intermédiaire  $V$ . Pour des photons réels, ces deux termes se compensent, comme requis par l'invariance de jauge.

On a l'expression suivante pour  $F[K_L \rightarrow \gamma\gamma^*]_{V-V}$  qui est une fonction de  $q'^2$ :

$$\begin{aligned} \langle \gamma\gamma^* | H | K_L \rangle &= \langle K^* \gamma | H^{EM} | K_L \rangle \frac{1}{q'^2 - m_{K^*}^2} \\ &\times \left[ \langle \gamma^* | H^{EM} | K^* \rangle + \sum_{i,j} \langle \gamma^* | H^{EM} | V_j' \rangle \frac{1}{q'^2 - m_j^2} \langle V_j' | V_i \rangle \langle V_i | H_{NL}^W | K^* \rangle \right] \end{aligned} \quad (2.29)$$

En se basant sur le calcul de [44], Bergström et al. ont considéré que le méson  $K^*$  pouvait se désintégrer en un état de l'octet des mésons vectoriels,  $\rho$  ou  $\omega_8$ , et obtiennent l'expression suivante pour le facteur de forme de la transition V-V :

$$F[K_L \rightarrow \gamma\gamma^*]_{V-V} = \sqrt{2} e G_{NL} f_{K^*K\gamma} \frac{m_\rho^2}{f_\rho^2 f_{K^*}} A_{K^*}(x) \quad (2.30)$$

Avec :

$$\begin{aligned} A_{K^*}(x) &= \frac{1}{1 - x m_{K^*}^2 / m_{K^*}^2} \\ &\times \left[ a - \frac{1}{1 - x m_K^2 / m_\rho^2} - \frac{b}{1 - x m_K^2 / m_\omega^2} - \frac{c}{1 - x m_K^2 / m_\phi^2} \right] \end{aligned} \quad (2.31)$$

Les constantes  $f_k$  sont des facteurs de forme mesurés [39][43]. La valeur numérique du facteur devant  $A_{K^*}(x)$  s'évalue à  $N_A \times F[K_L \rightarrow \gamma\gamma]_{exp} = 8.6 \times 10^{-12} MeV^{-1}$ , avec  $N_A = 2.45$ . Les valeurs des constantes  $a$ ,  $b$  et  $c$  sont précisées dans le tableau 2.5.

modèle	$a$	$b$	$c$
Bergström et al. [42]	4/3	1/9	2/9
Rohrer [30]	3/2	5/18	4/18

TAB. 2.5 – Valeurs numériques des constantes de l'expression de  $A_{K^*}(x)$ .

Rohrer [30] a montré qu'en autorisant également des transitions vers le singlet de  $SU(3)_{saveur}$ ,  $\omega_1$ , les constantes  $a$ ,  $b$  et  $c$  prennent d'autres valeurs, mentionnées dans le même tableau.

### Le modèle de Shifman Vainstain et Zakharov appliqué à $K_L \rightarrow \gamma\gamma^*$

Selon le modèle considéré jusqu'à présent les amplitudes de transition des deux classes P-P et V-V s'ajoutent pour obtenir l'amplitude  $K_L \rightarrow \gamma\gamma^*$ . Dans ce calcul on considère donc que la constante de couplage de la transition faible  $G_{NL}$  est la même pour une transition P-P ou V-V. Il se peut cependant que ces deux transitions aient des couplages différents, comme nous allons le voir. On peut exprimer ce fait à l'aide d'un nouveau paramètre  $\alpha_{K^*}$ .

Le facteur de forme de la transition  $K_L \rightarrow \gamma\gamma^*$  s'exprime en fonction des facteurs de formes obtenus dans le paragraphe précédent par :

$$F[K_L \rightarrow \gamma\gamma^*] = F[K_L \rightarrow \gamma\gamma^*]_{P-P} + \alpha_K F[K_L \rightarrow \gamma\gamma^*]_{V-V} \quad (2.32)$$

Des constantes de couplage  $G_{NL}$  identiques pour les transitions P-P et V-V, comme dans le modèle de Sakurai [45], conduisent à  $|\alpha_K| = 1$ .

Dans leur calcul, Bergström et al. [42] adoptent l'hamiltonien des transitions faibles non leptoniques que Shifman, Vainstain et Zakharov [46] ont défini par :

$$H_{NL}^W = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \sum_{i=1..6} c_i O_i \quad (2.33)$$

Les coefficients  $c_i$  sont des nombres complexes et les opérateurs  $O_i$  couplent entre eux quatre quarks et possèdent une transformation d'isospin  $I$  définie. Les opérateurs  $(O_i)_{i=1..4}$  contribuent à des transitions  $\Delta I = 1/2$  et  $\Delta I = 3/2$  et décrivent des diagrammes d'échange de W que nous avons déjà rencontrés dans le paragraphe 1.2.2 p.8. Les diagrammes "pingouin" sont décrits par les opérateurs  $(O_i)_{i=5,6}$  et ne contribuent qu'à des transitions  $\Delta I = 1/2$ .

Si l'on considère les désintégrations  $K_S \rightarrow \pi^0\pi^0$  et  $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0$ , on constate que leurs taux de désintégration sont très différents [2] :

$$\frac{\Gamma(K_S \rightarrow \pi^0\pi^0)}{\Gamma(K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0)} \simeq 205 \quad (2.34)$$

Le processus qui change l'isospin total de 1/2 est favorisé par rapport au processus où le changement d'isospin est de 3/2. Dans l'exemple cité, l'isospin des deux kaons est 1/2 ( $K^+$  et  $K^0$  forment un doublet d'isospin). L'état final  $\pi^0\pi^0$  doit être d'isospin 0, alors que l'état  $\pi^+\pi^0$  est d'isospin 2. Cette observation s'applique généralement aux transitions faibles pour lesquelles l'étrangeté varie d'une unité et se nomme règle  $\Delta I = 1/2$ . Shifman et al. ont expliqué l'origine de cette loi empirique par une contribution élevée des diagrammes "pingouins" gluoniques à l'amplitude des désintégrations  $\Delta S = 1$ .

Les diagrammes "pingouins" ont une structure  $(V - A) \times (V + A)$  qui peut être convertie en  $(S \times S - P \times P)$  par une transformation de Fierz. Par conséquent ces diagrammes ne peuvent contribuer qu'à des transitions entre particules scalaires ou pseudo-scalaires et donc à la classe P-P, mais non aux transitions entre particules vectorielles (classe V-V). Ceci diminue la contribution des transitions V-V par rapport à P-P et le facteur vaut [42] :

$$|\alpha_K| = 1.22 \sin \theta_C \cos \theta_C = 0.26 \quad (2.35)$$

### Détermination de $\alpha_K$

La valeur du paramètre  $\alpha_K$  peut être déduite de la mesure du rapport d'embranchement de  $K_L \rightarrow l^+l^-\gamma$ , normalisée par rapport à celui de  $K_L \rightarrow \gamma\gamma$  :  $\Gamma(K_L \rightarrow l^+l^-\gamma)/\Gamma(K_L \rightarrow \gamma\gamma)$ . Ce rapport s'exprime en fonction du paramètre  $\alpha_K$ , en intégrant l'équation (2.19 p.19) en fonction de  $x$ . Le facteur de forme réduit  $f(x)$  s'obtient à l'aide de l'équation (2.32 p.27) et comporte le terme de transition P-P (modèle VDM), et le terme de transition V-V :

$$f(x) = \frac{F[K_L \rightarrow \gamma\gamma^*]}{F[K_L \rightarrow \gamma\gamma]} = \frac{1}{1 - x m_K^2/m_\rho^2} + \alpha_K N_A A_K^*(x) \quad (2.36)$$

La figure 2.7 montre les fonctions obtenues (en comparant le modèle de Bergström et al. et celui de Rohrer). La mesure du rapport d'embranchement est très sensible à  $\alpha_K$  (c'est-à-dire à un facteur de forme) pour le canal  $K_L \rightarrow \mu\mu\gamma$ , contrairement au canal  $K_L \rightarrow ee\gamma$ . La distribution de la masse invariante  $m_{ee}$  permet d'obtenir une bonne sensibilité à  $\alpha_K$  dans ce dernier cas (cf. 2.4 p.16).

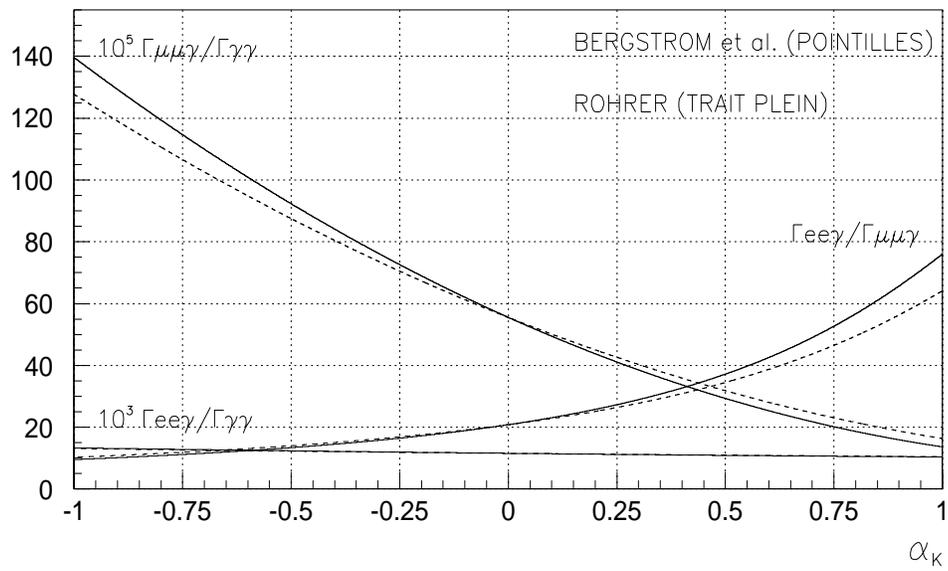


FIG. 2.7 – Rapport d'embranchement en fonction du paramètre  $\alpha_K$ .

---

## Chapitre 3

# Le détecteur NA48

L'expérience NA48 [13] (*North Area, experiment 48*) est installée auprès de l'accélérateur de protons du Laboratoire Européen de Physique des Particules, CERN [10], sur la frontière franco-suisse près de Genève. Les instituts suivants participent à la collaboration internationale comportant environ 150 physiciens : Cagliari, Cambridge, CERN, Dubna, Edinbourg, Ferrara, Florence, Mayence, Orsay, Perugia, Pise, Saclay, Turin, Varsovie et Vienne.

NA48 se propose de mesurer le paramètre de la violation directe de  $CP$ ,  $Re(\epsilon'/\epsilon)$ , avec une précision de  $2 \times 10^{-4}$ . Il s'agit donc de mesurer le double rapport des taux de désintégration (cf. 1.1 p.3) :

$$\frac{\Gamma(K_L \rightarrow \pi^0\pi^0)/\Gamma(K_S \rightarrow \pi^0\pi^0)}{\Gamma(K_L \rightarrow \pi^+\pi^-)/\Gamma(K_S \rightarrow \pi^+\pi^-)} = \left| \frac{\eta_{00}}{\eta_{+-}} \right|^2 = 1 - 6Re(\epsilon'/\epsilon) \quad (3.1)$$

La mesure de ce double rapport se résume à une expérience de comptage. En effet il suffit de compter le nombre de désintégrations obtenues dans le même intervalle de temps pour les quatre processus regroupés dans le tableau suivant :

	faisceau $L$	faisceau $S$
canal chargé	$K_L \rightarrow \pi^+\pi^-$	$K_S \rightarrow \pi^+\pi^-$
canal neutre	$K_L \rightarrow \pi^0\pi^0$	$K_S \rightarrow \pi^0\pi^0$

Pour ce faire, l'expérience NA48 utilise deux faisceaux simultanés de kaons, un faisceau dit  $K_L$  et un faisceau dit  $K_S$ , et un ensemble de détecteurs permettant l'observation des canaux neutre et chargé de désintégration.

NA48 utilise pour le canal chargé un spectromètre avec une bonne résolution spatiale des chambres à dérive qui le composent. Pour le canal neutre, NA48 emploie un calorimètre homogène au krypton liquide avec une excellente résolution en énergie et en position.

La *figure 3.1* présente l'ensemble du dispositif expérimental. Ses composantes sont détaillées dans le paragraphe suivant dans l'ordre de leur apparition le long de la ligne de faisceau. La *figure 3.2* offre une vue des éléments de détection en aval de la zone de désintégration.

Pour la mesure de  $\epsilon'/\epsilon$ , l'analyse sera faite en sélectionnant les kaons contribuant aux signaux dans un domaine d'impulsion  $p$  approprié et pour lesquels la position en  $z$  du vertex (le long de l'axe du faisceau) tombe dans une région fiducielle définie. L'analyse se fera dans les deux variables  $p$  et  $z$ . Les événements  $K_L$  seront pondérés par rapport aux  $K_S$  pour compenser les différences dans les distributions en  $z$  des vertex de désintégration. Celles-ci résultent des différences de temps de vie entre ces deux particules. Les nombres d'événements mesurés et attendus, ainsi que les acceptances et les efficacités des détecteurs doivent être déterminés avec précision. Pour cela une simulation Monte Carlo détaillée de l'expérience sera utilisée.

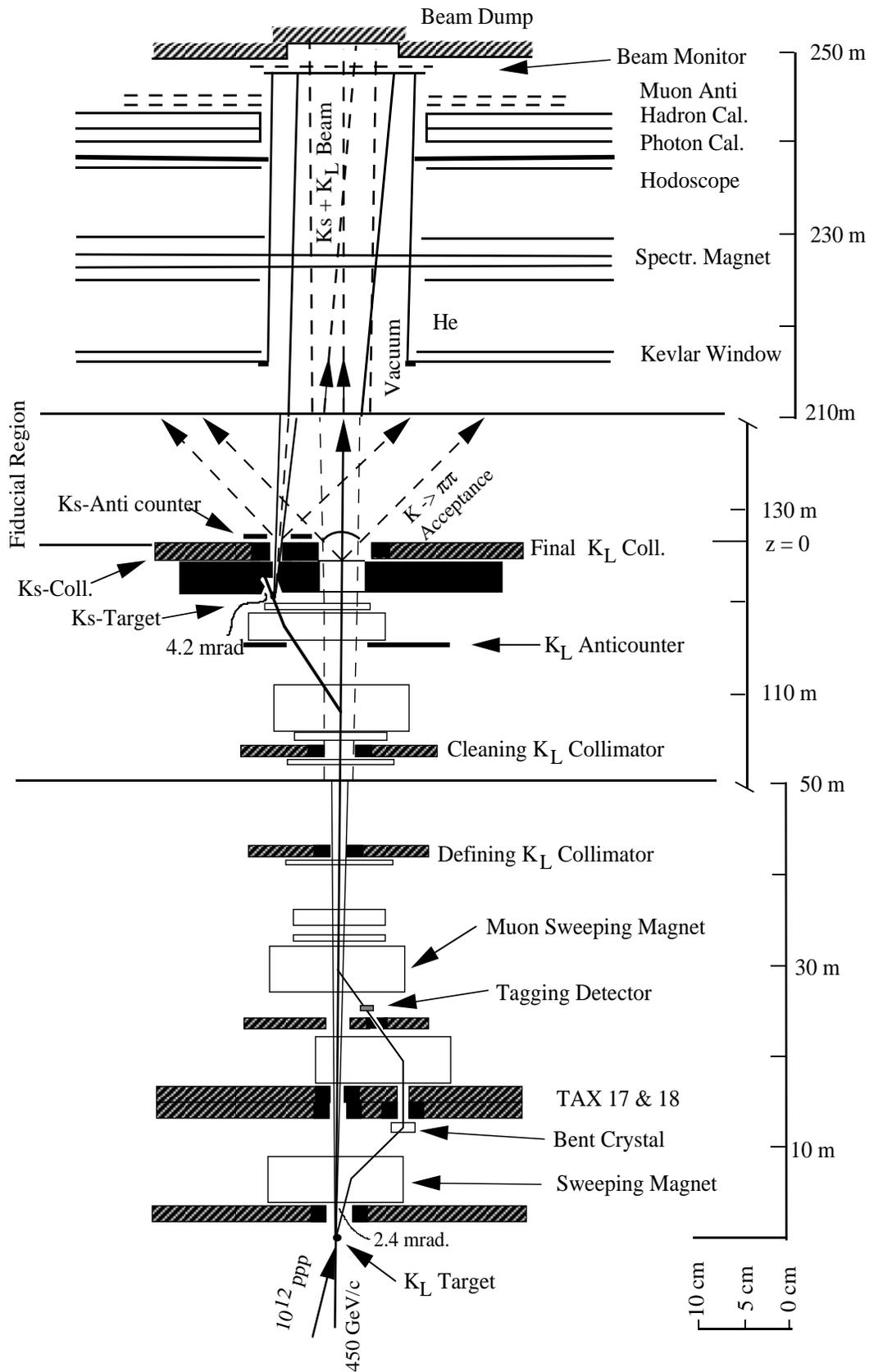


FIG. 3.1 – Schéma de profil de l'expérience NA48

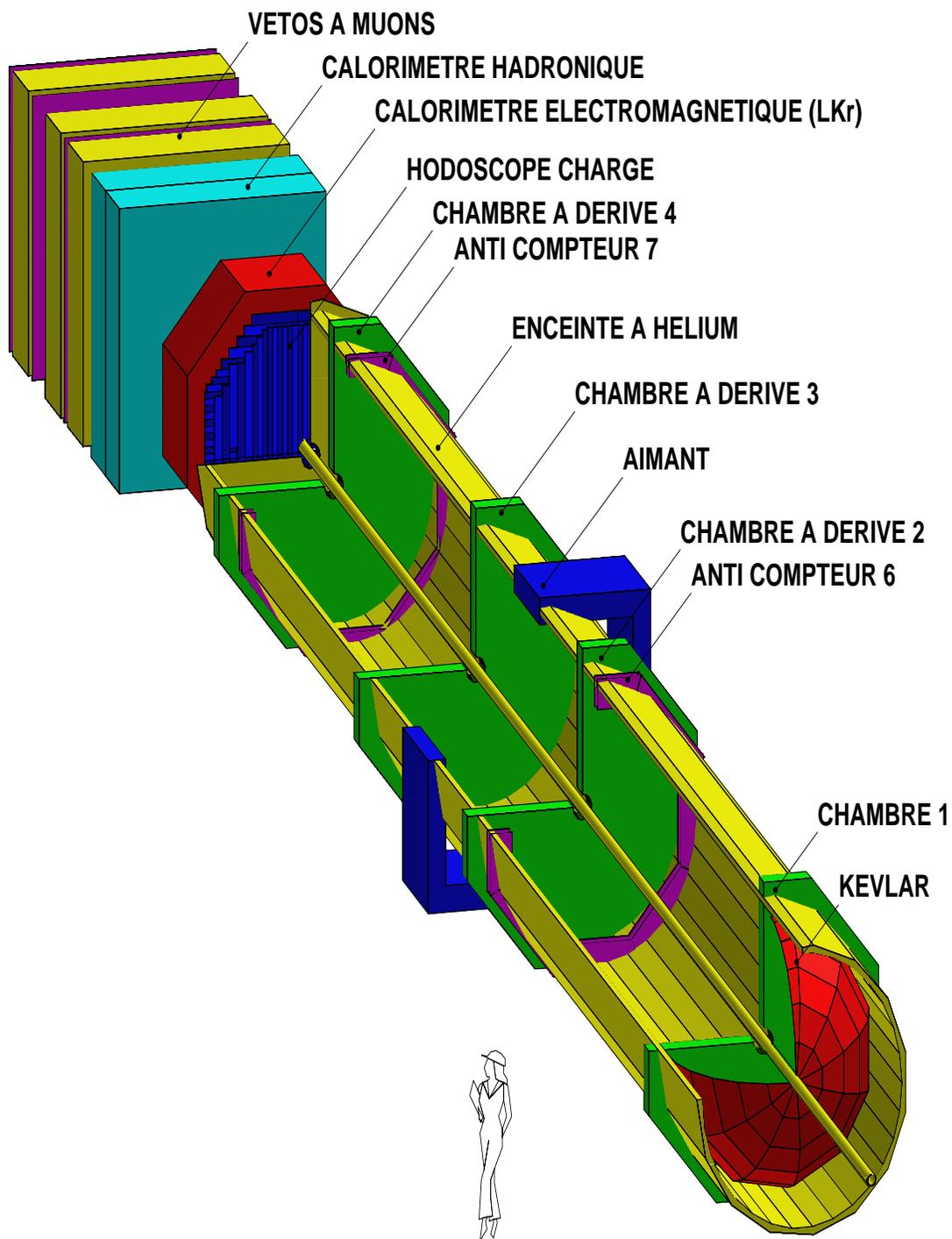


FIG. 3.2 – Schéma en perspective du détecteur NA48

### 3.1 Le faisceau de protons primaires

Les faisceaux de kaons utilisés dans l'expérience NA48 sont issus d'un faisceau primaire de protons produit par le SPS. Le SPS (super synchrotron à protons) du CERN se présente sous la forme d'un anneau de  $6.9 \text{ km}$  de circonférence. Il permet d'accélérer des protons, des ions lourds, ainsi que les électrons et positrons pour le LEP (*large electron positron synchrotron*).

Les paquets de protons accélérés dans le SPS lui sont fournis par le PS (synchrotron à protons), pour être portés à une énergie de  $450 \text{ GeV}$  grâce à des cavités hyperfréquences. Quand l'énergie nominale est atteinte, ces cavités sont éteintes et la structure en paquets disparaît. La focalisation du faisceau est ensuite modifiée de telle sorte que sa section gonfle. Au fur et à mesure du gonflement une couche extérieure est découpée du faisceau et dirigée vers les zones expérimentales ouest et nord (*North Area* où se situe NA48) qui sont ainsi fournies continuellement en protons pendant un intervalle de  $2.5 \text{ s}$  correspondant à l'épuisement total des protons accumulés dans l'accélérateur.

Cette période de déversement de protons est appelée *burst*. Ce terme sera utilisé dans la suite pour signifier *période de déversement de protons sur les cibles* de l'expérience NA48. La préparation du faisceau entre deux *bursts* consécutifs dure  $11.9 \text{ s}$  et le cycle des *bursts* se répète toutes les  $14.4 \text{ s}$ . L'intensité nominale délivrée à NA48 est de  $1.5 \times 10^{12}$  protons par *burst*.

### 3.2 Les faisceaux simultanés de $K_L$ et de $K_S$

Dans le but de diminuer les sources d'erreurs systématiques dans la mesure de  $\epsilon'/\epsilon$  dues à des dissymétries entre les modes  $K_L$  et  $K_S$ , l'expérience emploie deux faisceaux simultanés de  $K_L$  et de  $K_S$ . Ceci permet de répartir également l'influence des particules accidentelles et les variations de flux de kaons entre les deux canaux. Ces deux faisceaux sont pratiquement collinéaires; ils forment entre eux un angle de  $0.6 \text{ mrad}$  et se croisent au niveau de la face d'entrée du calorimètre électromagnétique. Ceci permet d'avoir une différence d'acceptance entre ces canaux aussi faible que possible, ainsi qu'une influence pratiquement égale des efficacités des détecteurs. Dans le double rapport ces effets se compensent largement et permettent de réduire les erreurs systématiques à moins de  $2 \times 10^{-4}$ .

Le *tableau 3.1* précise les caractéristiques des faisceaux simultanés de  $K_L$  et de  $K_S$ .

#### Le faisceau de $K_L$

La cible  $L$  ainsi que la cible  $S$  sont des cylindres de béryllium de  $2 \text{ mm}$  de diamètre et d'une longueur de  $40 \text{ cm}$ . Toutes deux sont suivies d'un certain nombre de collimateurs qui définissent le profil du faisceau.

Pour la production du faisceau  $K_L$ , le faisceau primaire de protons touche la cible  $L$  sous un angle de  $2.4 \text{ mrad}$  et avec une intensité nominale de  $1.5 \times 10^{12}$  protons par *burst* pour y produire un faisceau de kaons. Cet angle est choisi pour donner un rapport optimal entre les kaons et les neutrons produits dans la direction du faisceau.

L'interaction forte des protons avec la cible produit les kaons  $K^0$  et des  $\overline{K}^0$  en égale quantité. Ces particules sont états propres de l'interaction forte. Cependant elles ne sont pas états propres de l'hamiltonien total à cause du phénomène d'oscillation entre  $K^0$  et  $\overline{K}^0$ . Les états qui se propagent sont les  $K_S$  ou des  $K_L$ . Ils sont formés eux aussi en quantités égales (en négligeant la violation de  $CP$  à ce niveau). Les  $K_S$  produits sur la cible  $L$  se désintègrent et après cent mètres ils ne contaminent plus le faisceau  $K_L$ .

Derrière la cible subsistent, outre les kaons, un faisceau de protons secondaire (le reste du faisceau primaire), ainsi qu'une multitude de particules neutres et chargées. Les protons ainsi que les particules chargées sont déviés à l'aide d'un aimant dipolaire. Les particules neutres sont principalement des  $\pi^0$  qui

caractéristiques	faisceau $K_L$	faisceau $K_S$
protons par burst sur cible (2.5s, 14.4s inactif)	$1.5 \times 10^{12}$	$3 \times 10^7$
impulsion des protons ( $GeV/c$ )	450	450
angle d'incidence sur cible ( $mrad$ )	2.4	4.2
longueur de faisceau :		
- cible au dernier collimateur ( $m$ )	126	6
- dernier collimateur au centre du LKr ( $m$ )	115.8	115.8
angle de convergence vers faisceau $K_L$ ( $mrad$ )		0.6
divergence des faisceaux collimatés ( $mrad$ )	$\pm 0.15$	$\pm 0.375$
rayon des faisceaux au détecteur ( $mm$ )	$36 \pm 5$	$45 \pm 25$
rayon du trou central des Chambres, du LKr ( $mm$ )	76, 80	
domaine d'impulsion des $K^0$ acceptés ( $GeV/c$ )	70 – 170	
longueur fiducielle de désintégration ( $m$ )	$3\tau_S \simeq 18$	
à l'impulsion moyenne des $K^0$ ( $GeV/c$ )	110	
$K^0$ par burst en sortie du dernier collimateur	$\simeq 2 \times 10^7$	$\simeq 2 \times 10^2$
& avec une impulsion dans l'acceptance	$6.4 \times 10^6$	$1.5 \times 10^2$
& se désintégrant dans le domaine fiduciel	$3.3 \times 10^4$	$1.4 \times 10^2$
& dans le canal $\pi^0\pi^0$	30	45
acceptance du détecteur pour $K^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$	$\simeq 0.2$	
désintégrations $K^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ utilisables :		
- par burst de 2.5 s	6	9
- par heure	$1.5 \times 10^3$	$2.3 \times 10^3$
- par année (120 jours, 50% efficaces)	$2.2 \times 10^6$	$3.3 \times 10^6$
taux de comptage en $H z$ (mesurés en 1996)		
- protons sur la cible	$1 \times 10^{12}$	$2 \times 10^7$
- désintégrations de $K^0$ dans le détecteur	$\simeq 5 \times 10^5$	$\simeq 10^2$
- muons ( $K\mu_3$ ) traversant le détecteur	$1.4 \times 10^5$	$\simeq 10^3$
- taux de comptage total de l'hodoscope chargé	$\simeq 2 \times 10^6$	$\simeq 10^5$

 TAB. 3.1 – *Caractéristiques des faisceaux simultanés de  $K_L$  et de  $K_S$  dans NA48.*

se désintègrent immédiatement, des neutrons, et des photons. Leur flux est très important (on s'attend à  $10^7$  neutrons et  $10^8$  photons par burst). Les neutrons contaminent le faisceau de kaons mais ne se désintègrent pratiquement jamais. Le long de la ligne de faisceau, les particules neutres sont contenues dans le tube à vide. Celui-ci traverse tous les détecteurs. Une perte d'acceptance pour l'expérience est ainsi inévitable.

### Le faisceau de $K_S$

Le faisceau secondaire de protons touche ensuite un cristal de silicium courbé qui en dévie environ  $3 \times 10^7$  de leur trajectoire, par effet de canalisation [47], et les reconduit en direction de la ligne de faisceau  $K_L$ . L'angle de déviation de  $10 \text{ mrad}$  est tel que l'intégrale du champ magnétique équivalent est de  $14 \text{ Tm}$ . Les protons non déviés par le cristal le traversent en ligne droite et sont absorbés dans un bloc de matière.

Les protons reconduits vers le faisceau  $K_L$  traversent ensuite le détecteur dédié à l'identification  $K_S/K_L$  avant d'être ré-alignés sur le faisceau  $K_L$  à l'aide d'un aimant. Ils parcourent alors environ  $80 \text{ m}$  conjointement avec ce faisceau avant d'être déviés à nouveau de leur trajectoire par un système d'aimants qui les porte vers la cible  $S$ , située à  $7.2 \text{ cm}$  au dessus de l'axe du faisceau  $K_L$ . La cible  $S$ , du même type que la cible  $L$ , est atteinte sous un angle de  $4,2 \text{ mrad}$  pour y produire un second faisceau

de kaons. Cet angle a été choisi de manière à ce que le spectre de désintégration des  $K_S$  soit aussi proche que possible de celui des  $K_L$  dans le domaine des impulsions entre 70 et 170 GeV/c.

Ce faisceau comporte également des  $K_S$  et des  $K_L$  en nombre égal. Cependant, comme nous allons le voir dans la suite, la région fiducielle de désintégration est choisie de telle sorte que pratiquement la totalité des  $K_S$ , mais seulement une très faible partie des  $K_L$ , se désintègre dans cette région. Pour la mesure de  $\epsilon'/\epsilon$  cette région s'étend sur environ 18 m (environ 3 durées de vie de  $K_S$  à une impulsion moyenne de 110 GeV/c). Or à cette impulsion les  $K_L$  ont un parcours moyen d'environ 3 km avant de se désintégrer. La proportion de  $K_L$  se désintégrant sur ces 18 m est donc considérablement réduite. Dans le faisceau  $K_S$ , les désintégrations en deux pions seront recherchées pour la mesure de  $\epsilon'/\epsilon$ . De telles désintégrations en provenance des  $K_L$  qui contaminent le faisceau  $K_S$  violent CP et sont par conséquent encore réduites d'un facteur  $\epsilon \simeq 2.3 \times 10^{-3}$ . La contamination du faisceau  $K_S$  en  $K_L$  est négligeable pour la mesure de  $\epsilon'/\epsilon$ .

De plus, il est inutile d'envisager un nombre beaucoup plus grand de désintégrations  $K_S$  que de désintégrations  $K_L$ . En pratique l'intensité du faisceau  $K_S$  est environ  $10^5$  fois plus faible que celle en faisceau  $K_L$ . Le nombre d'événements  $K_S \rightarrow \pi\pi$  résultant est encore deux fois plus grand que celui de  $K_L \rightarrow \pi\pi$ .

### Les collimateurs de faisceaux

Un collimateur situé à 6 m du centre de la cible  $S$  définit la taille du faisceau de kaons issus de  $S$ . On trouve juste en dessous le dernier collimateur  $L$  pour la définition du faisceau  $K_L$ .

Une combinaison de convertisseurs et d'anticompteurs (AKS) permet de rejeter des désintégrations de kaons qui se sont produites avant ces collimateurs. Ils définissent ainsi précisément le début de la région fiducielle de désintégration.

### 3.3 L'étiquetage des désintégrations de $K_S$

Pour savoir si un kaon dont la désintégration est détectée provient de la cible  $K_L$  ou de la cible  $K_S$ , on mesure le temps de passage individuel de chaque proton qui frappe la cible  $K_S$  à l'aide d'un ensemble de doigts de scintillateur [48]. Lorsqu'une désintégration de kaon est enregistrée dans les autres composantes du détecteur, le temps précis de cette désintégration est connu par les hodoscopes neutre ou chargé que nous allons détailler dans la suite. Il est alors possible de vérifier la présence en amont de la cible  $K_S$  d'un proton dont le temps de passage est compatible avec le temps de la désintégration du kaon détecté. Dans ce cas, le kaon est compté comme un  $K_S$ , dans le cas contraire, comme un  $K_L$ . Il est ainsi possible de différencier la désintégration d'un  $K_L$  de celle d'un  $K_S$  comme c'est nécessaire pour la mesure de  $\epsilon'/\epsilon$ . La bonne compréhension de ce détecteur est donc essentielle pour ne pas introduire de biais entre  $K_S$  et  $K_L$  dans la mesure. Une inefficacité, un mauvais alignement ainsi que du temps mort sont les causes d'une identification incorrecte d'un  $K_S$  comme  $K_L$ , alors que des coups accidentels auront l'effet inverse. Une fois connus, ces effets conduisent à une correction du double rapport mesuré.

Le détecteur (figure 3.3) est composé de deux échelles de scintillateurs placées le long de l'axe du faisceau. L'une est horizontale, l'autre est verticale. Chacune comporte 12 doigts de scintillateurs qui sont disposés par paliers successifs le long de l'échelle et couvrent ainsi toute la section du faisceau de protons. Elles sont tenues par des structures en fibre de carbone définissant les hauteurs de paliers. Un chevauchement entre deux paliers consécutifs assure que toute la section du faisceau est vraiment couverte. L'épaisseur des plaquettes (0.2 à 3 mm) et les hauteurs des paliers sont adaptés au profil d'intensité du faisceau de protons de telle sorte que le taux de comptage est sensiblement le même pour chacune d'entre elles, et reste inférieur au MHz. Chaque plaquette scintillante est lue par un guide de lumière qui canalise les photons créés lors du passage du proton à un photo-multiplicateur. On

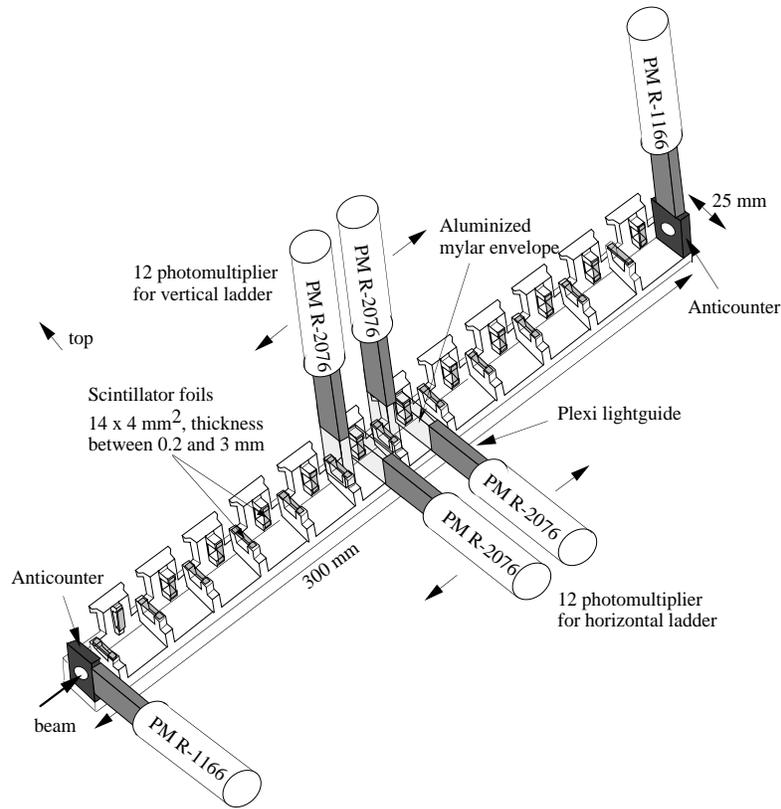


FIG. 3.3 – Le détecteur des protons pour l'identification  $K_S/K_L$

dispose ainsi de 24 canaux analogiques. Chacun d'entre eux est ensuite échantillonné à une fréquence effective de  $1\text{ GHz}$  à l'aide de deux convertisseurs analogiques/numériques (Flash-ADC) travaillant à une fréquence d'échantillonnage de  $500\text{ MHz}$  en opposition de phase. Deux anticompteurs sont fixés aux deux extrémités de la structure pour identifier des particules dans le halo du faisceau.

Ce système permet d'avoir une excellente résolution temporelle ( $180\text{ ps}$  par canal) sur la détermination du temps de passage du proton. Il garantit aussi une séparation suffisante des impulsions multiples qui apparaissent lors du passage consécutif de plusieurs protons dans le faisceau ( $7\text{ ns}$ ). Le taux important de  $3 \times 10^7$  protons par burst est un défi pour le système de lecture dont le temps mort est inférieur à  $0.5\%$ . La matière placée dans le faisceau doit être réduite au minimum pour ne pas dégrader le faisceau et avoir une excellente tenue aux radiations. Ainsi seules les plaquettes scintillatrices sont placées dans le faisceau.

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

La région de désintégration du détecteur est représentée sur la *figure 3.4*.

#### L'enceinte à vide

Pour éviter la diffusion multiple des particules chargées, une enceinte à vide ( $P < 10^{-3}\text{ mbar}$ ) en acier, de  $88\text{ m}$  de longueur et de  $1.9$  à  $2.40\text{ m}$  de diamètre, contient la région de désintégration. L'entrée de cette enceinte est reliée au tube à vide qui conduit les deux faisceaux de kaons pratiquement

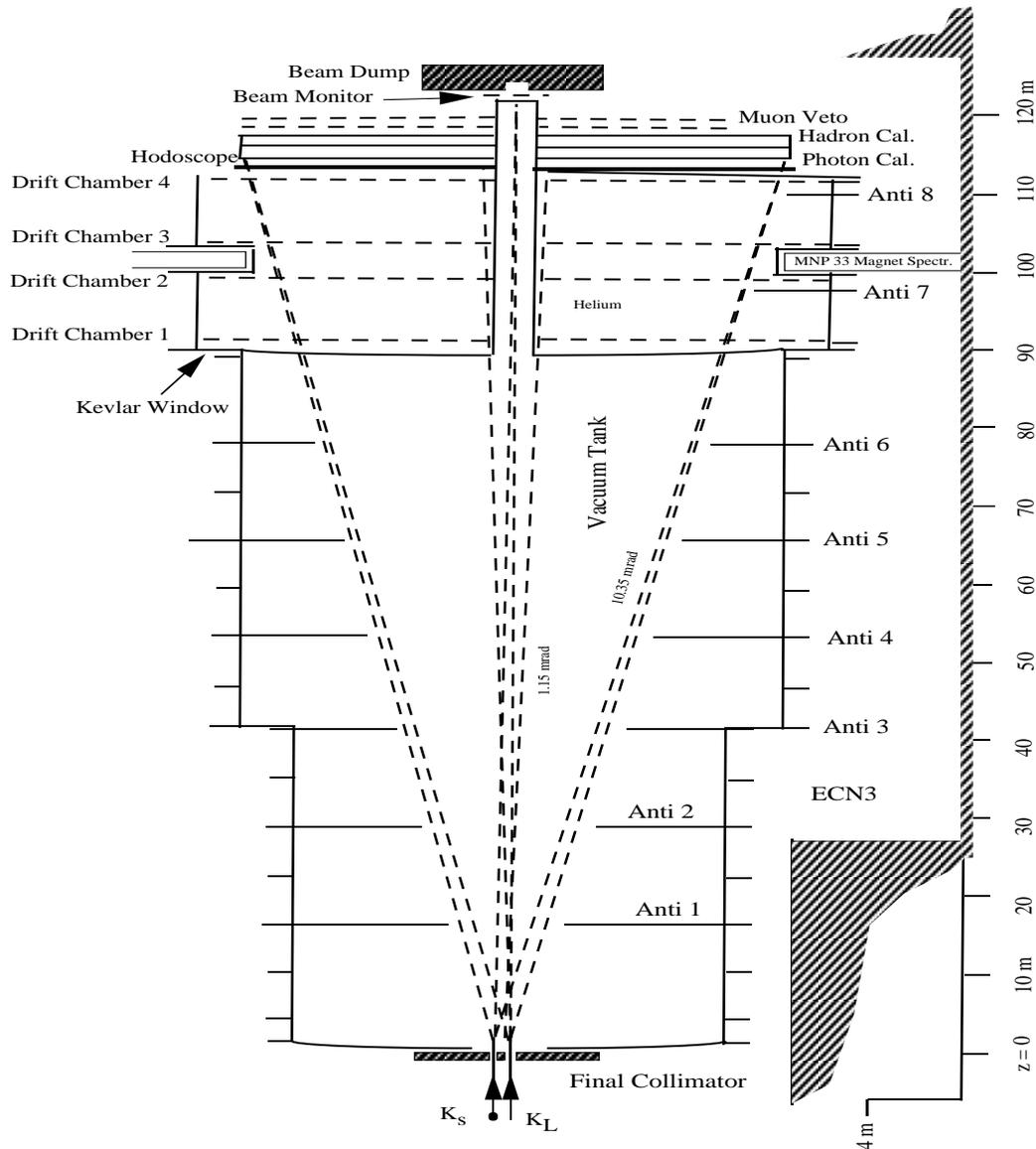


FIG. 3.4 – La région de désintégration

collinéaires. Sa sortie est constituée d'une fenêtre en kevlar, mince mais très résistante. Elle supporte la pression atmosphérique qui règne en aval de l'enceinte à vide.

### L'enceinte à hélium

Derrière l'enceinte à vide commence l'enceinte à hélium dans laquelle est monté le spectromètre magnétique, composé de quatre chambres à dérive, opérant à la pression atmosphérique. L'hélium qui remplit cette enceinte est le gaz rare le plus léger (l'hydrogène est inacceptable pour des raisons de sécurité) et permet de minimiser la diffusion multiple des particules qui traversent le spectromètre. Dans les conditions normales de température et de pression la longueur de radiation dans l'hélium vaut  $5.3 \text{ km}$ .

### Les anti-compteurs

Le long de l'enceinte à vide et de l'enceinte à hélium sont placés à sept positions différentes des anti-compteurs ("AKL"). Ces anneaux sont positionnés de sorte qu'ils couvrent un grand angle solide.

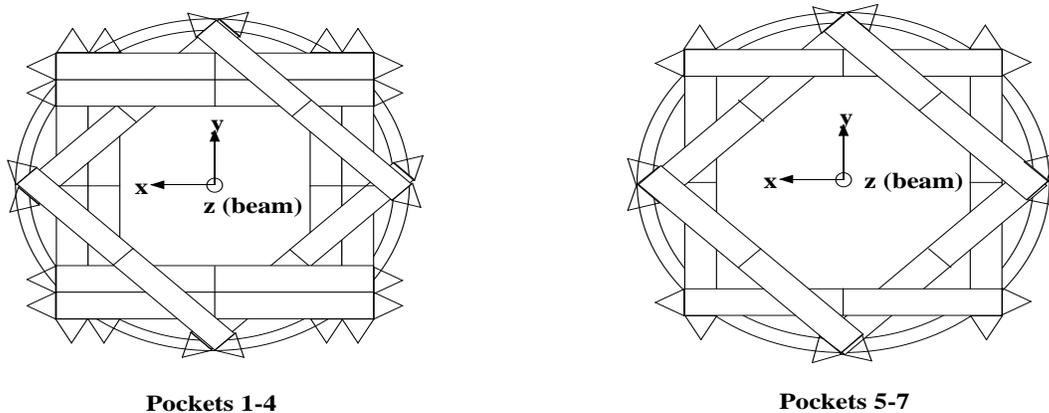


FIG. 3.5 – Un anti-compteur AKL

Les AKL sont utilisés pour rejeter les désintégrations qui produisent des particules en dehors de l'acceptance des détecteurs centraux. Pour la mesure de  $\epsilon'/\epsilon$ , les AKL sont utilisés principalement pour rejeter les  $K_L \rightarrow 3\pi^0$  produisant des photons qui s'échappent de l'acceptance du calorimètre électromagnétique. Ces événements représentent un bruit de fond important pour le signal recherché  $K_L \rightarrow 2\pi^0$ .

Les anti-compteurs sont formés de lattes scintillatrices de 10 mm d'épaisseur, maintenues dans des poches (*pockets*, voir figure 3.5) de façon à former des anneaux. Un convertisseur (35 mm d'acier) est placé en amont de chaque poche et engendre des gerbes de photons. Les poches 1 à 4 contiennent 24 lattes, les poches 5 à 7 en contiennent 16. Chaque scintillateur est lu des deux côtés à l'aide de photo-multiplicateurs, dont les signaux sont numérisés à l'aide de la même électronique que celle qui est employée pour l'hodoscope chargé (cf. 3.6 p.41).

## 3.5 Le spectromètre magnétique

Le spectromètre se compose de quatre chambres à dérive et d'un aimant dipolaire, placés perpendiculairement au faisceau. Deux des quatre chambres sont situées en amont de l'aimant, les deux autres en aval (figure 3.4). Elle se situent en dehors des régions d'influence du champ magnétique.

Le spectromètre permet de détecter les trajectoires des particules chargées. Les deux chambres avant l'aimant sont utilisées pour la détection du vertex de la désintégration chargée. Les chambres après l'aimant mesurent la déviation des particules par le champ magnétique de l'aimant, permettant de déterminer leur impulsion.

Pour la mesure de  $\epsilon'/\epsilon$ , les désintégrations chargées de  $K_L$  et de  $K_S$  en  $\pi^+\pi^-$  sont identifiées à l'aide des informations du spectromètre. Un système de déclenchement chargé utilise également ces informations pour la sélection des candidats  $K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  (cf. 4.2 p.55).

### 3.5.1 L'aimant

L'aimant crée un champ magnétique dipolaire vertical qui dévie les particules chargées de la trajectoire rectiligne préalable. Son action effective est d'ajouter à leur impulsion une composante horizontale  $p_x = 256 \text{ MeV}/c$  (cf. 5.2.4 p.79).

L'aimant possède une ouverture de  $2.45 \times 2.40 \text{ m}^2$  (hauteur  $\times$  largeur). Lorsqu'il est alimenté par un courant nominal de 1200 A, il crée en son centre un champ maximal  $B_y = 0.3712 \text{ T}$  et un champ intégral  $\int \vec{B} d\vec{z} = 0.858 \text{ Tm}$  dont les inhomogénéités sont inférieures à 5%.

### 3.5.2 Les chambres à dérive

Les chambres à dérive ont une envergure de  $2.9\text{ m}$ . Leur forme octogonale leur confère une aire fiducielle de  $4.5\text{ m}^2$ . Pour pouvoir supporter le haut flux de particules de l'ordre de  $1\text{ MHz}$  leur granularité est fine et les distances de dérive sont limitées à quelques millimètres.

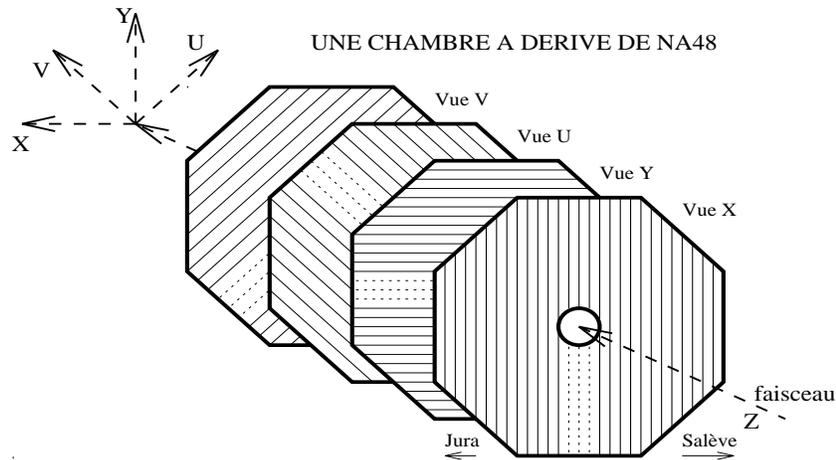


FIG. 3.6 – Une chambre à dérive du spectromètre magnétique.

#### Géométrie d'une chambre à dérive

Chacune des quatre chambres à dérive est équipée de quatre vues, dénommées X, Y, U et V (figure 3.6). Elles sont tournées de  $0^\circ$ ,  $90^\circ$ ,  $135^\circ$  et  $45^\circ$  respectivement autour de l'axe Z du faisceau. Une vue est composée de nappes de fils de lecture tendus dans les directions précisées sur la figure, et permet de mesurer la coordonnée précise du point d'impact d'une particule chargée, orthogonalement aux fils.

Deux vues avec des nappes de fils orthogonaux suffiraient à déterminer le point d'impact d'une particule dans le plan de la chambre. Le choix de quatre vues confère à la chambre une grande efficacité de détection par redondance d'information, cruciale pour le système de déclenchement chargé (cf. 5 p.62) qui utilise en ligne les données du spectromètre. Quatre vues permettent aussi de lever les ambiguïtés qui surviennent lors de la reconstruction de plusieurs points dans l'espace à partir des informations sur les coordonnées de ces points (voir figure 3.7 de gauche).

Chaque vue est constituée de deux plans de  $256$  fils sensibles (figure 3.8). Les fils d'un plan sont espacés de  $10\text{ mm}$ . Les deux plans d'une vue, nommés A et B, sont décalés de  $5\text{ mm}$  l'un par rapport à l'autre. On obtient ainsi des "cellules" définies par l'espace entre deux fils A et B adjacents, que l'on peut écrire  $A_n B_n$  ou  $B_n A_{n+1}$ ,  $n$  étant le numéro du fil dont la coordonnée est la plus petite (voir figure 3.8). L'utilisation de deux plans de fils sensibles permet de résoudre l'ambiguïté gauche-droite (voir figure 3.7 de droite), en utilisant simultanément l'information sur la distance de passage de la particule aux deux fils A et B de la cellule. De plus, le fait de pouvoir corrélérer dans le temps l'activité de deux fils A et B adjacents permet le rejet efficace d'effets accidentaux et de bruit. Cette géométrie permet aussi d'avoir une meilleure résolution spatiale, puisque la somme des distances depuis un impact aux fils A et B voisins doit être compatible avec la dimension de la cellule.

Pour la chambre 3, seule les vues X et Y sont équipées d'électronique de lecture, alors que les chambres 1, 2 et 4 sont complètement équipées. Comme nous allons le voir dans la suite, le système de déclenchement chargé n'utilise que les informations des chambres 1, 2 et 4.

Le nombre total des fils sensibles lus s'élève à  $7168$ , groupés logiquement en  $14$  vues de  $512$  fils.

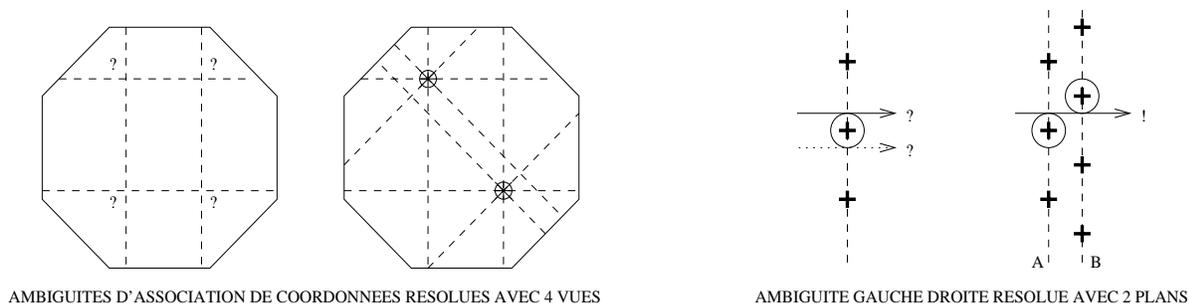


FIG. 3.7 – Résolution des ambiguïtés d’association dans les chambres à dérive.

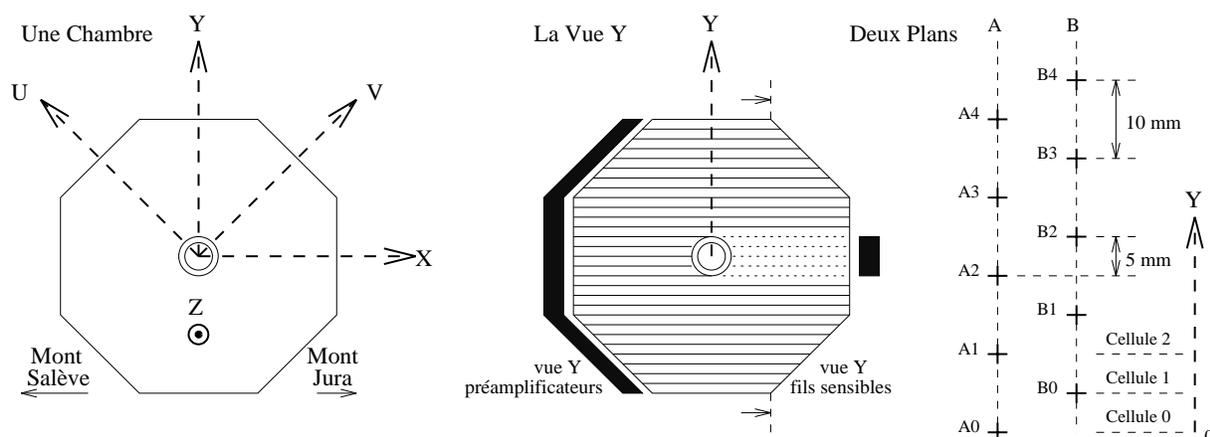


FIG. 3.8 – Détail d’une chambre à dérive du spectromètre magnétique.

#### Cellule de dérive et carte du champ électrique

Chaque fil sensible (ou anode) est porté à la masse (0 V) par l’intermédiaire du préamplificateur auquel il est connecté. Le champ électrique dans la cellule de dérive autour du fil sensible est formé par quatre fils potentiels dans son voisinage, portés à une tension de  $-2250\text{ V}$ , et des plans de Mylar graphité portés à  $-1405\text{ V}$  (voir figure 3.9 de gauche). Cette configuration crée autour des fils sensibles un champ électrique centrifuge dont les lignes de champ et les équipotentielles sont représentées sur la figure 3.9 de droite.

Le mélange de gaz utilisé est composé d’argon et d’éthane, en proportions volumiques égales, avec un ajout de moins de 1% de vapeur d’eau, ce qui favorise le ralentissement des processus de vieillissement de la chambre. Le gaz est confiné dans la chambre par les feuilles de Mylar.

#### Formation du signal sur les fils sensibles et mesure du temps de dérive

Lorsqu’une particule chargée passe dans la chambre à dérive, elle ionise localement le gaz sur son passage, et crée plusieurs centaines de paires d’électrons-ions. C’est principalement la composante gaz rare dans le mélange gazeux qui s’ionise. Ces électrons migrent, sous l’effet du champ électrique, vers l’anode située au centre de la cellule de dérive traversée. Au voisinage de ce fil, de diamètre  $20\ \mu\text{m}$ , le champ électrique, qui varie comme  $1/r$ , est supérieur au seuil disruptif du milieu (fixé par la composante éthane). En entrent dans cette zone, les électrons primaires créent une seconde ionisation du milieu, appelée avalanche, et produisent chacun  $6 \times 10^4$  paires ions-électrons. Les électrons secondaires sont

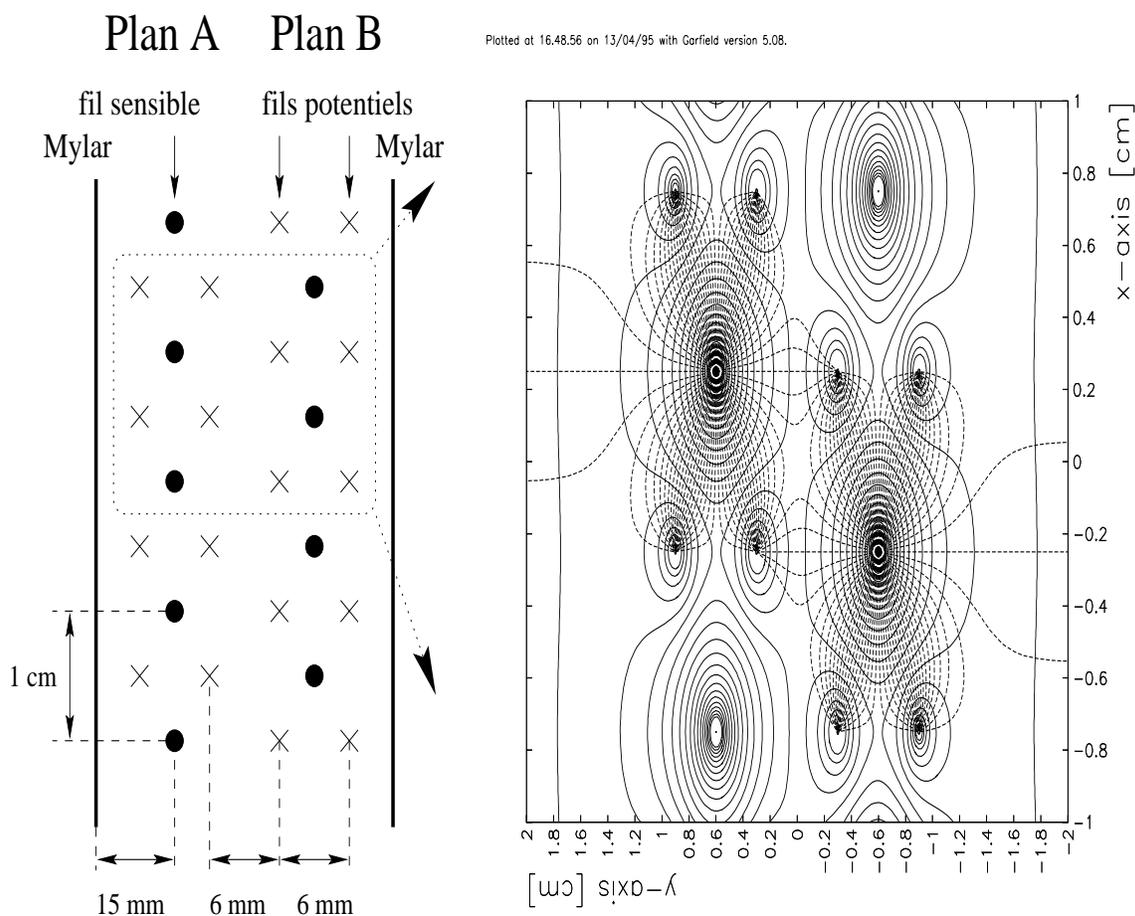


FIG. 3.9 – Géométrie des cellules de dérive, lignes de champ électrique et équipotentielles.

absorbés par l'anode. Un courant électrique est engendré sur le fil sensible par la dérive centrifuge des ions secondaires dans le champ électrique.

Il faut noter que ce signal électrique devient significatif au moment où les électrons primaires créent l'avalanche. A ce moment-là, ils ont déjà parcouru tout le chemin depuis leur point de création jusqu'au fil sensible. En mesurant le temps de passage de la particule dans la chambre (à l'aide de l'hodoscope chargé, voir 3.6 p.41) et celui de l'avalanche, on obtient le temps de dérive des électrons primaires, dont on déduit la distance de dérive et donc le point de passage précis de la particule dans la cellule.

Chaque fil sensible est connecté à un préamplificateur, dont le gain est de  $30 \text{ mV}/\mu\text{A}$  avec un temps de montée de 18 ns. Les signaux passent ensuite un discriminateur et sont numérisés à l'aide de convertisseurs analogiques/numériques temporels (TDC *time to digital converter*) qui délivrent une valeur numérique de 17 bits, en unités de  $25/16 \text{ ns}$ , qui précise le temps de l'avalanche. Cette valeur numérique provient d'un compteur, qui mesure le temps écoulé depuis le début de chaque *burst*. La valeur d'initialisation des compteurs est différente pour les quatre chambres afin de compenser le temps de vol des particules. Ainsi le temps apparent de détection est identique dans toutes les chambres, comme si la particule les avait toutes traversées instantanément.

### Performances obtenues

La précision sur le comptage des événements du mode chargé pour la mesure de  $\epsilon'/\epsilon$  dépend des performances des chambres à dérive.

Lors de la construction des chambres, les fils ont été soigneusement positionnés sur les cadres des chambres. La position absolue des fils est connue à mieux de  $100 \mu\text{m/m}$ , l'espacement des fils est respecté à mieux de  $10 \mu\text{m}$  (rms) et le parallélisme des fils est vérifié à mieux de  $25 \mu\text{m/m}$  (rms). Les méthodes utilisées lors de la construction des chambres au CEA de Saclay sont précisées dans [49].

Les résultats obtenus lors des prises de données de 1995 et 1996 sont les suivants. L'efficacité de détection du passage d'une particule par plan de chambre est meilleure que 99%, avec un seuil de discrimination de  $3 \mu\text{A}$  et les valeurs des hautes tensions citées ci-dessus. La résolution spatiale obtenue est de  $120 \mu\text{m}$  par vue. Elle n'est pas sensible à l'intensité du faisceau. L'épaisseur d'une chambre correspond à  $4.3 \times 10^{-3}$  longueurs de radiation et celle de l'hélium du spectromètre correspond à  $4 \times 10^{-3}$ , si bien que la diffusion multiple est limitée. La résolution sur l'impulsion obtenue est (ici  $\oplus$  signifie addition quadratique) :

$$\frac{\sigma_p}{p} = (0.45 \oplus 0.011 p[\text{GeV}/c]) \% \quad (3.2)$$

La résolution sur la masse reconstruite  $K_{L,S} \rightarrow \pi^+\pi^-$  à intensité nominale de faisceaux est de  $3 \text{ MeV}/c^2$ .

### 3.6 L'hodoscope pour les désintégrations chargées

L'hodoscope chargé [50] est destiné à mesurer le temps précis de la désintégration d'un kaon en particules chargées.

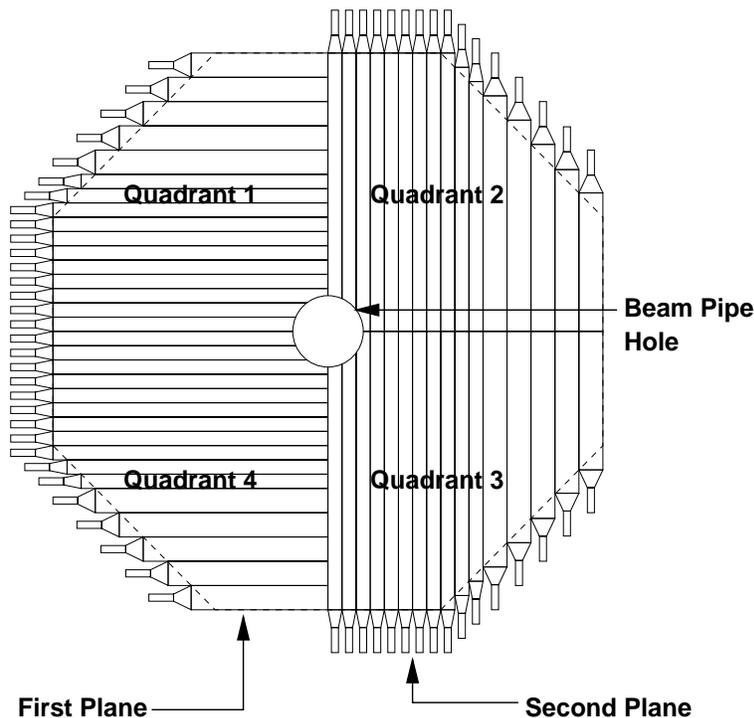


FIG. 3.10 – Schéma de l'hodoscope chargé

Ce temps est utilisé en combinaison avec l'information temporelle issue du détecteur de protons en amont de la cible  $K_S$  pour déterminer s'il s'agit d'une désintégration d'un  $K_L$  ou d'un  $K_S$ . Il est utilisé également pour la mesure du temps de dérive dans les chambres.

L'hodoscope chargé est composé de deux plans de lattes scintillatrices (*figure 3.10*). Dans le premier plan les lattes sont ordonnées verticalement, dans le deuxième horizontalement. Le premier (resp. deuxième) plan comporte 64 lattes réparties dans un demi plan droit et un demi plan gauche (resp. haut et bas) par rapport à l'axe du faisceau. Un trou au centre de l'hodoscope permet le passage du tube à vide. L'épaisseur des lattes est de  $2\text{ cm}$ , la largeur de  $6.5\text{ cm}$  pour les 44 lattes centrales d'un plan, et de  $9.9\text{ cm}$  pour les autres. Les longueurs de lattes varient de  $60$  à  $120\text{ cm}$  et donnent une forme octogonale à l'hodoscope. Chaque latte est lue par un photo-multiplieur.

La détermination précise du temps de l'hodoscope est esquissée maintenant. L'apparition d'un signal en sortie de photo-multiplieur, suite au passage d'une particule chargée par un scintillateur de l'hodoscope, déclenche la charge d'un condensateur par un courant constant, qui est arrêtée lorsque la tension à ses bornes dépasse un seuil haut. Tout au long de sa charge, la tension à ses bornes est échantillonnée à la fréquence de  $40\text{ MHz}$  par un convertisseur analogique/numérique (Flash-ADC) de 10 bits. Les données numériques obtenues sont inscrites dans des mémoires pipelinées, appelées PMB (*Pipelined Memory Boards*, cf. 4.2.4 p.58), dont le contenu est sauvegardé pour des événements acceptés par le déclenchement. Le temps précis du début de la charge est obtenu par l'ajustement d'une droite aux tensions mesurées à intervalles de temps réguliers.

Après correction du temps en fonction du point d'impact dans les lattes, la résolution temporelle obtenue est de  $\sigma_t = 200\text{ ps}$ .

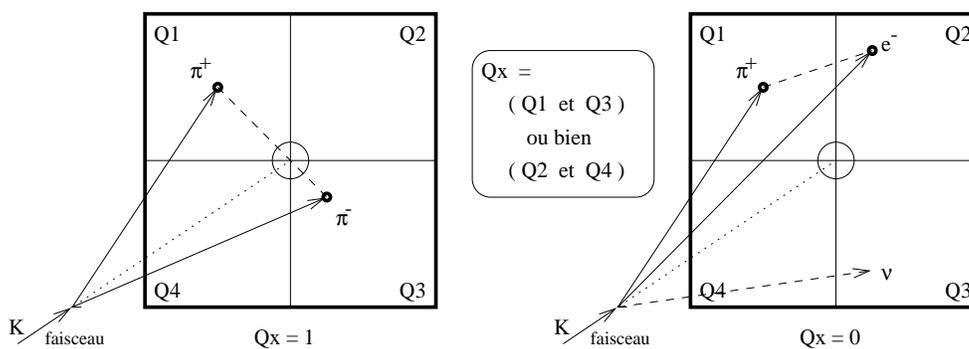


FIG. 3.11 – Illustration de la condition  $Q_x$  de l'hodoscope

### Les signaux de déclenchement formés par l'hodoscope

La disposition des lattes qui forment l'hodoscope permet de former divers signaux de déclenchement pour la sélection de désintégrations chargées.

Ainsi, il est possible d'avoir une sélection de candidats de désintégrations comportant au moins deux traces chargées (condition  $Q_2$ ). En formant des coïncidences entre lattes horizontales et verticales choisies de manière appropriée, il est possible de diviser la surface totale de l'hodoscope en seize carrés actifs ( $4 \times 4$ ). Une combinaison d'au moins deux parmi ces seize carrés réalise la condition  $Q_2$ . L'acceptance géométrique de cette sélection n'est pas 100% puisque deux particules peuvent passer par le même carré.

On utilise pour sélectionner les candidats de désintégration  $K \rightarrow \pi^+ \pi^-$  la condition plus restrictive dite  $Q_x$ . Pour cela l'hodoscope est divisé en quatre quadrants superposés sur les bords. La condition  $Q_x$  sélectionne des désintégrations pour lesquelles deux quadrants diamétralement opposés ont été touchés (voir *figure 3.11*). Pour une désintégration de  $K \rightarrow \pi^+ \pi^-$ , cette condition doit être nécessairement vérifiée, l'acceptance géométrique est très proche de 100%. Elle permet de rejeter une bonne partie des désintégrations à trois corps ( $Ke_3$ ,  $K\mu_3$  et  $\pi^+ \pi^- \pi^0$ ) pour lesquelles les particules neutres ne sont pas vues par l'hodoscope et les deux particules chargées ne sont pas nécessairement diamétralement opposées.

### 3.7 Le calorimètre électromagnétique à krypton liquide

Le calorimètre électromagnétique de NA48 [51] est utilisé pour la détection des désintégrations neutres des kaons. Il sert à la détection des désintégrations de  $K_L$  et de  $K_S$  en deux  $\pi^0$  par l'identification des quatre photons issus des désintégrations électromagnétiques  $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ . Un système de déclenchement neutre utilise les informations du calorimètre pour rejeter le bruit de fond, essentiellement constitué de  $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0$ .

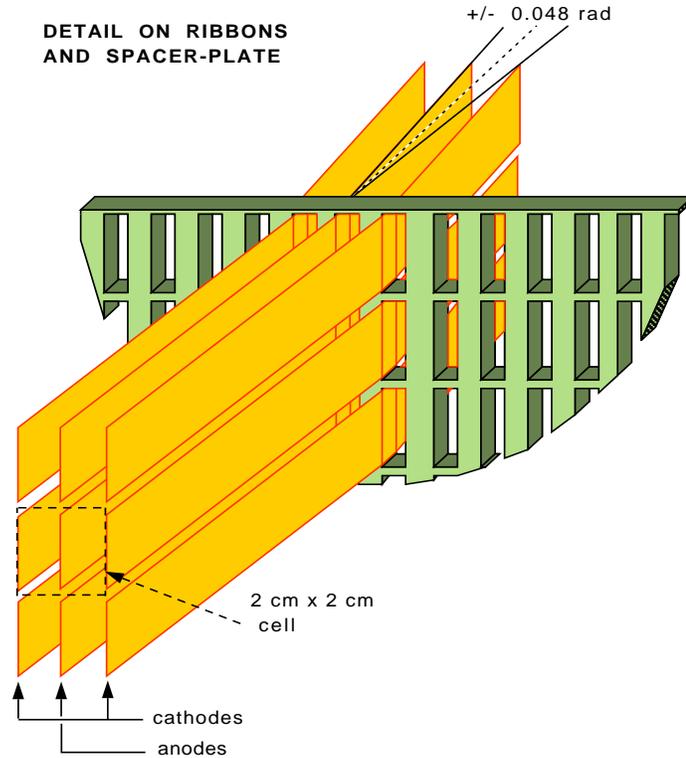


FIG. 3.12 – Cellule avec rubans du calorimètre électromagnétique à krypton liquide

Le taux de particules neutres est de  $1 \text{ MHz}$ . Bon nombre d'événement comportent simultanément six photons. Par conséquent les performances requises sont sévères :

- résolution spatiale  $\leq 1 \text{ mm}$  sur la position d'une gerbe électromagnétique.
- pouvoir séparer deux photons distants d'au moins  $4 \text{ cm}$ .
- résolution en énergie de moins de  $1 \%$  aux énergies élevées.
- résolution temporelle dans le domaine sub-nanométrique. Un temps de référence précis pour les désintégrations neutres est en effet nécessaire d'une part pour permettre l'identification d'une désintégration de  $K_S$  ou de  $K_L$ , d'autre part pour permettre la réjection des particules accidentelles.

Pour remplir ces objectifs, NA48 a choisi d'employer un calorimètre homogène à krypton liquide. Le krypton liquide sert à la fois de convertisseur pour engendrer la gerbe et de milieu de détection pour former le signal. Il a un rayon de Molière de  $4.7 \text{ cm}$  et sa longueur de radiation est  $X_0 = 4.7 \text{ cm}$ . Les résultats suivants ont été obtenus avec un calorimètre prototype [52] :

- résolution spatiale  $\sigma_x \simeq \sigma_y \simeq \left( 4.5/\sqrt{E [\text{GeV}]} \oplus 0.5 \right) \text{ mm}$ ,

- résolution en énergie pour des électrons  $\sigma_E/E \simeq \left(4.1/\sqrt{E [GeV]} \oplus 0.4\right) \%$ ,
- résolution temporelle de **275 ps**.

Le calorimètre a un volume cylindrique à base octogonale, d'envergure **2.6 m**, et de profondeur **1.2 m** soit **25.5** longueurs de radiation. Les électrodes sont immergées dans un cryostat en acier rempli de **8 m<sup>3</sup>** de krypton (**19 t**) maintenu à la température de **116 K** par un système cryogénique. L'épaisseur de la face avant du cryostat correspond à **0.7** longueurs de radiation. Ce volume est segmenté en cellules de **2 × 2 cm<sup>2</sup>** de section à l'aide de fins rubans verticaux en cuivre béryllium, de **1.8 mm** de haut et **50 μm** de large, qui s'étendent à travers toute la profondeur du calorimètre. Ces rubans sont accrochés par les deux extrémités à des plaques faites d'un matériau plastique renforcé de fibres de verre (le stésalite). Chaque ruban est tendu avec une force de **2 N** par une structure en ressort imprimée à chacune de ses extrémités. Cinq plaques trouées (*spacer plates*), en stésalite également, donnent aux rubans un parcours en zigzag pour éviter que des particules ne traversent la totalité du calorimètre à l'intérieur ou très près des rubans. L'angle de zigzag est de **48 mrad**.

Chaque cellule du calorimètre comporte en fait trois rubans (voir *figure 3.12*). Le ruban central est l'anode, porté à la masse par l'intermédiaire du préamplificateur qui lui est directement connecté à l'arrière du calorimètre. Un signal est engendré sur cette anode par la dérive des particules ionisées de la gerbe, produite dans le krypton par la particule incidente. Les rubans latéraux sont portés à la tension nominale de **−3 kV**. Ensemble avec l'anode ils provoquent la dérive des électrons et des ions de la gerbe. Les électrons se déplacent vers l'anode et les ions positifs vers les rubans de haute tension, où ils sont absorbés.

Le calorimètre est segmenté en 13340 cellules de ce type. Pour chacune d'entre elles l'anode est reliée à un préamplificateur, situé également dans le krypton liquide. Les signaux amplifiés sont ensuite conduits hors du froid vers la température ambiante, où ils sont échantillonnés par le même nombre de convertisseurs analogiques numériques (Flash-ADC) de 10 bits à ajustement automatique de gain. Ces systèmes possèdent quatre plages de gains avec lesquels le signal peut être numérisé pour être codé en 10 bits. Ils choisissent automatiquement le gain approprié en synchronisme avec la cadence d'échantillonnage. Ainsi la plage de 10 bits est étendue à 12 bits et permet d'obtenir une excellente précision aussi bien pour des signaux faibles que forts (couvrant un domaine d'énergie de **3.5 MeV** à **50 GeV**). Ces mots de 12 bits sont continuellement écrits dans des mémoires circulaires d'où elles sont relues sur ordre du système de déclenchement (dans le cas d'acceptation de l'événement). Les données extraites subissent alors une suppression de zéros dans le "Concentrateur de Données" (*Data Concentrator*) qui tient compte de la géométrie des gerbes reconstruites en ligne. Ce système réduit d'un facteur 30 le volume de données transféré vers le système d'acquisition en ne retenant que les canaux dans lesquels un signal a été détecté (*cf.* 4.3.1 p.59).

### 3.8 L'hodoscope pour les désintégrations neutres

L'hodoscope "neutre" permet une mesure complémentaire du temps auquel des désintégrations neutres ont lieu. Cette information temporelle est rapidement disponible, contrairement à l'information temporelle fournie par le calorimètre électromagnétique.

L'hodoscope neutre est constitué d'un plan de fibres scintillantes plongé dans le calorimètre à krypton liquide après **9.5** longueurs de radiation au niveau de la deuxième plaque évidée. Il se compose de 10080 fibres scintillantes regroupées en 504 faisceaux qui sont lues par 32 photo-multiplificateurs. La résolution temporelle est inférieure à **250 ps** pour une gerbe d'une énergie supérieure à **15 GeV**.

### 3.9 Le calorimètre hadronique

Le calorimètre hadronique [53] (figure 3.13) est un calorimètre à échantillonnage destiné à mesurer l'énergie et la position des gerbes créées par des particules hadroniques. Il est constitué alternativement de plans de fer et de scintillateurs. Le fer est utilisé comme absorbeur pour la production de la gerbe et le scintillateur comme milieu de détection des particules qui la composent.

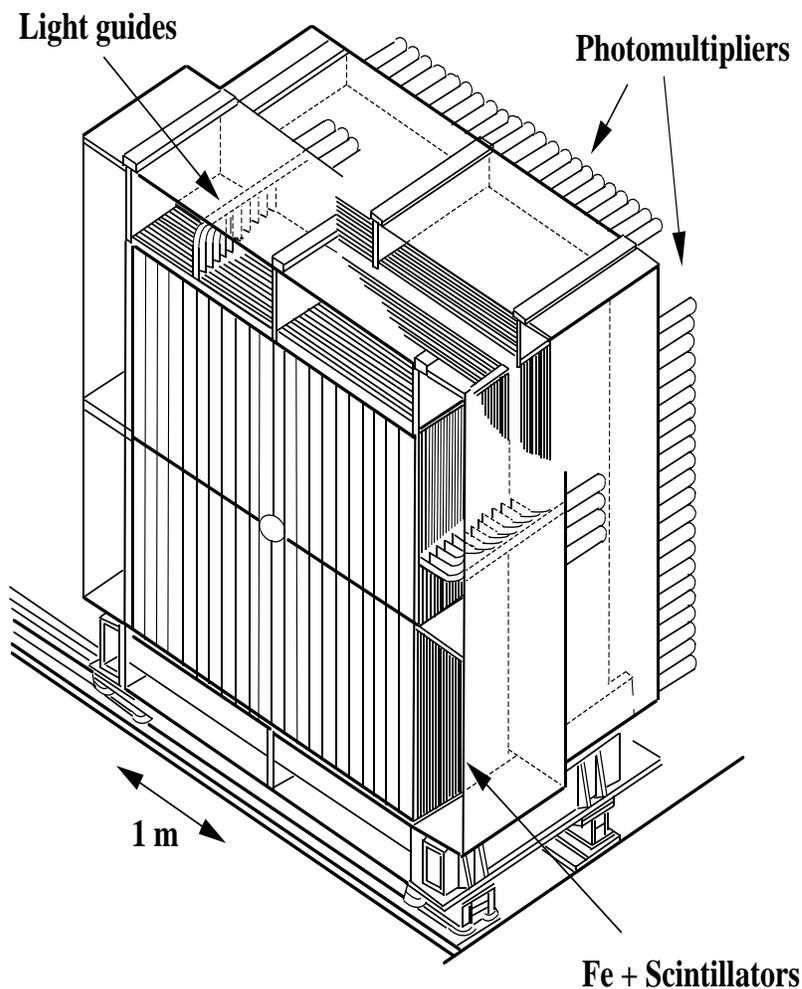


FIG. 3.13 – Perspective du calorimètre hadronique

La surface active du calorimètre est de  $2.7 \times 2.7 \text{ m}^2$ . Les plans de fer ont une épaisseur de  $2.5 \text{ cm}$ . Au total 48 plans de fer sont utilisés dans le calorimètre. L'épaisseur totale de fer est de  $120 \text{ cm}$ , ce qui correspond à 7.2 longueurs d'interaction.

Les scintillateurs utilisés sont des lattes dont les dimensions sont  $1.3 \text{ m} \times 11.9 \text{ cm} \times 4.5 \text{ mm}$ . Les lattes centrales ont une largeur de  $10.8 \text{ cm}$  et sont plus courtes pour autoriser le passage du faisceau. Ces lattes sont distribuées dans 49 plans. A l'intérieur d'un plan les lattes sont disposées de façon à former deux demi-plans (voir figure). Les plans de scintillateurs sont alternativement composés de lattes verticales et horizontales.

Le calorimètre hadronique est subdivisé longitudinalement le long du faisceau en deux modules *avant* et *arrière*. Le module *avant* (resp. *arrière*) est composé de 12 (resp. 13) plans de lattes horizontales et d'autant de plans de lattes verticales. Les lattes successives de ces plans sont regroupées par des guides de lumière qui rassemblent leurs signaux lumineux en entrée de photo-multiplificateurs. Ainsi

chaque photo-multiplicateur recueille l'énergie déposée par la gerbe sur la section d'une latte dans toute la profondeur du module. Chaque module se compose ainsi de 4 demi-plans effectifs (nommés vues) composés chacun de 22 lattes effectives. Deux des vues sont orientées verticalement (haut/bas), deux autres horizontalement (gauche/droite).

En 1995, les photo-multiplicateurs ont été lus par une électronique provisoire. L'électronique finale sera celle également employée pour le calorimètre à krypton liquide et nécessite une conversion des signaux pour les rendre compatibles au format d'entrée de ces modules.

Le calorimètre hadronique est d'importance capitale pour les données de 1995, puisque le calorimètre électromagnétique n'était pas installé. Il est utilisé pour l'identification de particules. Pour l'analyse de  $K_L \rightarrow \mu\mu\gamma$  (données de 1995) il sert à détecter le photon. Sa profondeur correspond à 68 longueurs de radiation. Sa résolution en énergie est de  $69\% / \sqrt{E[GeV]}$  pour des gerbes hadroniques et de  $23\% / \sqrt{E[GeV]}$  pour des gerbes électromagnétiques telles qu'elles sont produites par le photon. Le rayon de Molière correspondant est de 1.5 cm environ. La position du photon est par conséquent mal reconstruite puisque les lattes ont une largeur deux fois plus grande.

### 3.10 Les compteurs à muons

Les compteurs à muons [54] sont utilisés en veto lors de la mesure de  $\epsilon'/\epsilon$  pour rejeter le bruit de fond important des  $K\mu_3$  au signal  $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-$ . Cette condition de veto est demandée dès le premier niveau du système de déclenchement.

Ces compteurs à muons peuvent aussi être utilisés au stade du déclenchement pour la sélection de canaux de désintégration intéressants, comme le processus rare  $K_L \rightarrow \mu\mu\gamma$ , objet de cette thèse (cf. 9 p.127).

Les compteurs à muons sont composés de trois plans de scintillateurs couvrant chacun une surface de  $2.7 \times 2.7 m^2$  représentés sur la *figure 3.14*. Devant chaque plan se situe un mur de fer d'une épaisseur de 80 cm. Les deux premiers plans sont constitués de 11 lattes de scintillateurs en plastique (NE110) d'une largeur de 25 cm et d'une épaisseur de 1 cm. Le troisième plan est formé de 6 lattes d'une largeur de 44.7 cm et d'une épaisseur de 6 mm. Les lattes de ces plans sont disposées respectivement horizontalement, verticalement et horizontalement, et sont lues à leurs deux extrémités à l'aide de photo-multiplicateurs. Dans un plan, les lattes se chevauchent pour ne pas avoir de perte d'acceptance. Les lattes centrales de ces plans sont interrompues en leur milieu pour permettre le passage du faisceau.

### 3.11 Le moniteur d'intensité du faisceau

Le moniteur d'intensité de faisceau est utilisé pour mesurer le profil et l'intensité des faisceaux  $K_L$  ou  $K_S$ . Quand les deux faisceaux sont utilisés simultanément, le faisceau  $K_L$  domine à cause de son intensité beaucoup plus élevée.

Ce moniteur se situe après le dernier plan des compteurs à muons juste avant l'absorbeur du faisceau. Il est constitué de fibres scintillantes installées en positions horizontale et verticale qui sont lues par des photo-multiplicateurs. Les fibres sont regroupées en 24 faisceaux dans chaque projection, séparées de 7.8 mm. La surface totale du détecteur est de  $18 \times 18 cm^2$ , mais dû à l'espace entre les faisceaux de fibres, seul 7% de cette surface est active. Cette segmentation est nécessaire pour garder le taux de comptage du détecteur en dessous de quelques MHz. Il a été montré qu'elle ne nuit pas à la qualité de la mesure de l'intensité et du profil du faisceau.

De plus le moniteur d'intensité de faisceau permet d'obtenir un signal de déclenchement aléatoire (nommé *random*), utilisé pour mesurer le taux de particules accidentelles. Pour avoir un taux de comptage

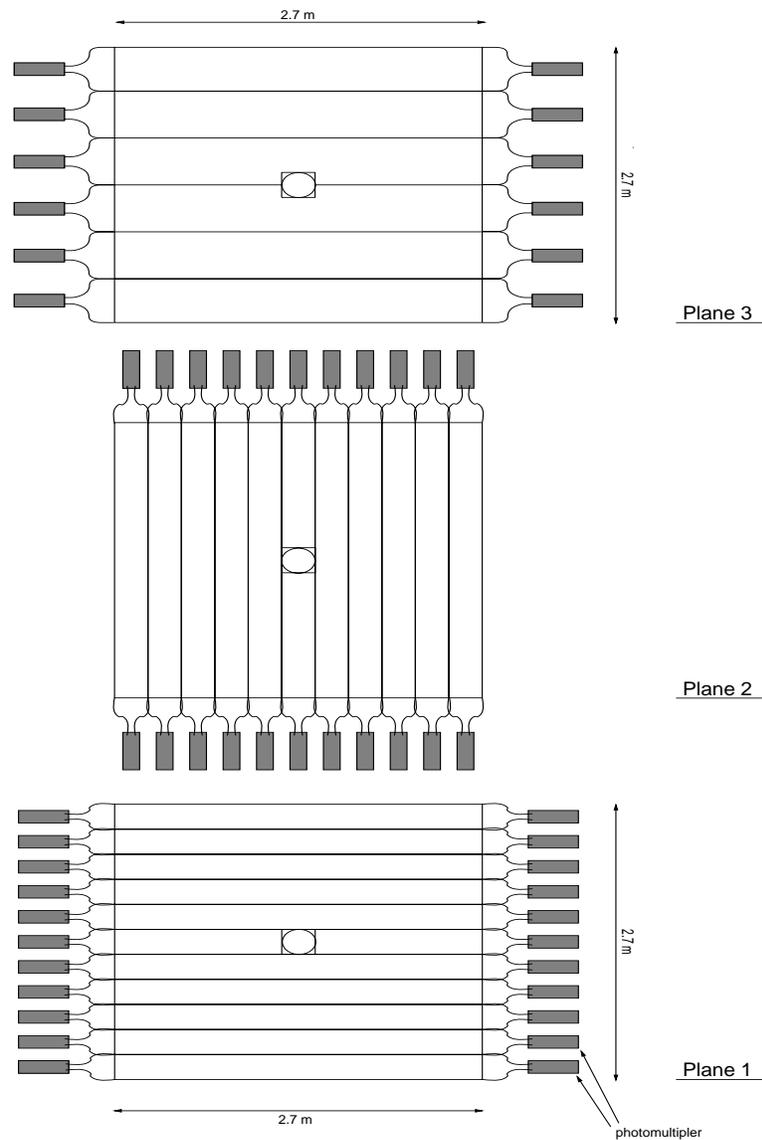


FIG. 3.14 – Les trois plans des compteurs à muons sont vus dans l'ordre 1,2,3 par les particules

*random* raisonnable, un sous-échantillon des signaux du moniteur est utilisé, dont 1 parmi  $N$  seulement sont acceptés ( $N = 32768$  est appelé facteur de *downscaling*). Un délai supplémentaire de  $69 \mu s$  est introduit pour effacer toute corrélation entre des impacts dans le moniteur et des événements dans les détecteurs.



---

**Deuxième partie**

**Le système de déclenchement chargé de  
NA48**



---

## Chapitre 4

# La gestion des données en ligne

Pour la sélection des événements de désintégration de kaons en  $\pi^+\pi^-$ , le système de déclenchement de NA48 utilise une reconstruction en ligne, qui a été réalisée à l'aide d'une *ferme de calcul* à base de 40 *processeurs de traitement numérique du signal* (DSP) interconnectés. Dans cette ferme un événement est analysé par un ensemble de 4 DSP, qui forment une entité appelée Processeur d'Événement.

L'essentiel de ma contribution au système de déclenchement de NA48 a été de développer l'algorithme de reconstruction utilisé par les Processeurs d'Événement pour sélectionner les événements "chargés"  $K \rightarrow \pi^+\pi^-$ , de définir les rôles, le partage des tâches et la communication entre les processeurs de la ferme de calcul, et de réaliser les logiciels correspondant. Cette ferme de calcul est soumise à des contraintes temporelles sévères, elle reçoit un taux d'événements de 100 kHz, et doit reconstruire un événement en moins de 100  $\mu s$ .

Ce chapitre présente le système de déclenchement et d'acquisition des données de NA48. Dans le chapitre suivant le système de déclenchement chargé est discuté, et notamment l'algorithme de reconstruction en ligne des événements. Les composantes du système, la réalisation de la ferme de calcul, et ses performances seront présentées dans les chapitres ultérieurs.

### Quel est le défi?

Dans NA48 le système de sélection et d'acquisition des données a été optimisé pour la mesure de  $\epsilon'/\epsilon$ , pour laquelle les facteurs statistiquement limitatifs sont les nombres de désintégrations accumulées de kaons en  $\pi^0\pi^0$  et en  $\pi^+\pi^-$ . Les nombres de désintégration de  $K_L \rightarrow \pi\pi$  et de  $K_S \rightarrow \pi\pi$  obtenues sont du même ordre de grandeur, grâce aux choix des intensités relatives des deux faisceaux. Par contre, à cause des faibles rapports d'embranchement de  $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0$  et de  $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-$  (qui valent respectivement  $9.4 \times 10^{-4}$  et  $2.1 \times 10^{-3}$ ), les taux d'événements de ce type sont environ deux ordres de grandeur plus faibles que les modes dominants  $K_L \rightarrow 3\pi^0$ ,  $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ ,  $Ke3$  et  $K\mu3$  (de rapports d'embranchement 21.1%, 12.6%, 38.8% et 27.2% respectivement), qui constituent des bruits de fond à supprimer.

En conséquence, la condition sine qua non à l'obtention d'un lot important de désintégrations de kaons en deux pions est de disposer d'un *système de déclenchement* très sélectif. Pour le mode neutre on peut isoler le signal  $K \rightarrow \pi^0\pi^0$  du bruit de fond physique constitué principalement de  $K_L \rightarrow 3\pi^0$  par exemple par comptage du nombre de gerbes dans le calorimètre électromagnétique. Pour le mode chargé  $K \rightarrow \pi^+\pi^-$ , on s'aperçoit qu'une sélection par un système de déclenchement basé uniquement sur des hodoscopes sera fortement contaminée en  $Ke3$  et  $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ . Il en résulte la nécessité d'un système de déclenchement utilisant des informations précises fournies par le spectromètre, capable d'effectuer une *reconstruction en ligne* des événements.

Dans NA48 il a donc été choisi de concevoir en *un seul niveau* la partie "neutre" du système de déclenchement (i.e. le L1N, système dédié à la sélection de  $K \rightarrow \pi^0 \pi^0$ ), et en *deux niveaux* la partie "chargée" du système de déclenchement (sélectionnant  $K \rightarrow \pi^+ \pi^-$ ). La *figure 4.1* présente les détails du système de déclenchement de NA48. Le premier niveau du déclenchement "chargé" (dont la décision est prise par le L1TS, *superviseur du niveau 1*) est basé sur des hodoscopes et des signaux rapides issus des autres détecteurs. Le taux de particules chargées en entrée de ce niveau est de l'ordre de 1 MHz. Des coïncidences rapides permettent au niveau L1TS de présélectionner des candidats  $K \rightarrow \pi^+ \pi^-$  et d'obtenir un taux de sortie de l'ordre de 100 kHz. La reconstruction en ligne des données du spectromètre est ensuite effectuée à l'aide d'un second niveau de déclenchement (L2C, niveau 2 chargé, nommée communément *massbox*), de facteur de réjection de l'ordre de 100, si bien que le taux d'événements "chargés" acceptés en sortie est de l'ordre de 1 kHz.

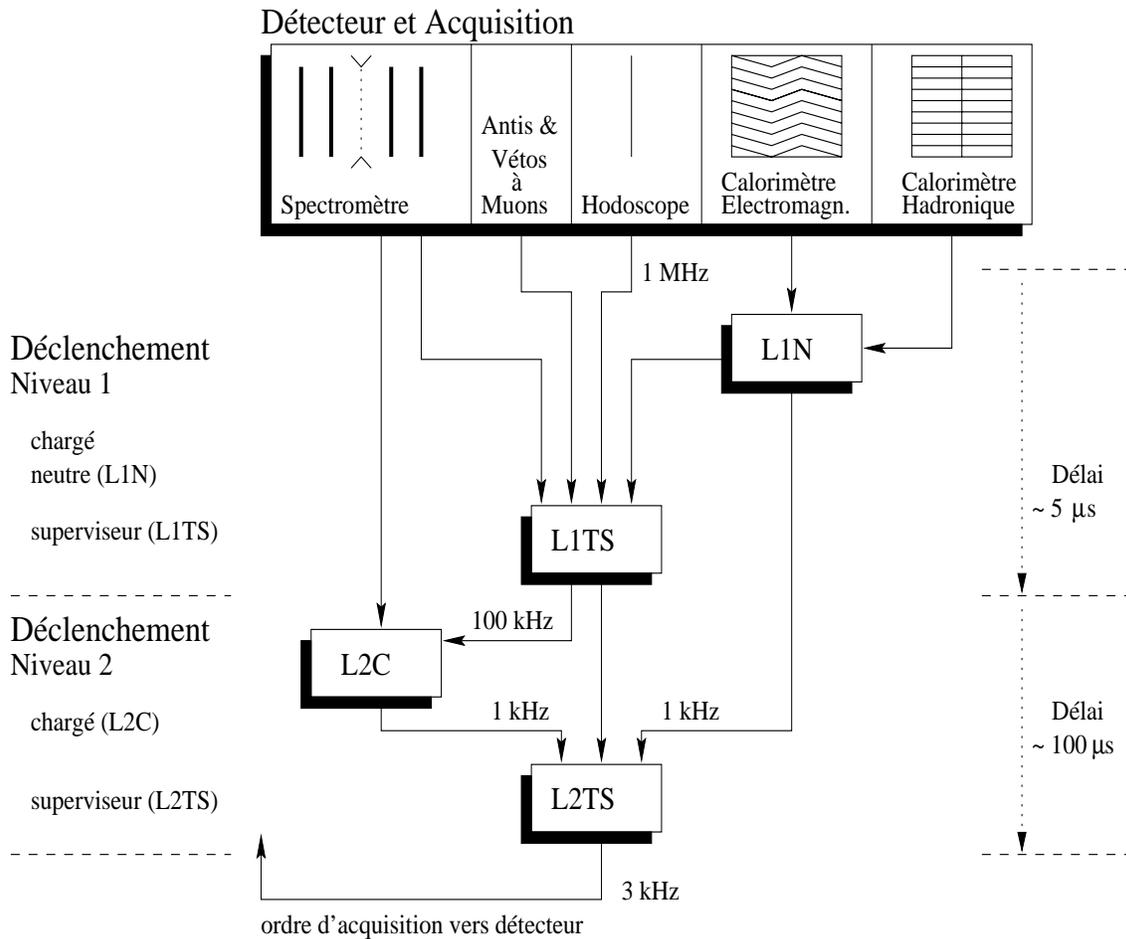


FIG. 4.1 – Schéma du système de déclenchement dans l'expérience NA48

Des estimations ayant montré qu'une reconstruction en ligne dans le niveau L2C pouvait se faire dans un laps de temps de l'ordre de  $100 \mu s$ , il a été choisi d'utiliser une *mémorisation temporaire* de tous les événements produits dans le détecteur pendant une durée de  $200 \mu s$ , permettant ainsi au système de déclenchement de prendre sa décision et de transférer l'événement accepté vers l'acquisition finale.

Un avantage supplémentaire de ce choix est l'absence théorique de *temps mort*, si le système est dimensionné de façon telle que tout événement produit dans le détecteur peut être temporairement mémorisé, et que le L2C est capable de supporter le taux d'entrée demandé. Par contre techniquement, la conception

du système de gestion des données en ligne devient un défi technologique, puisque chaque élément de détection doit être capable de mémoriser l'information partielle dont il dispose et permettre ensuite son assemblage cohérent.

### Le principe de la gestion des données en ligne

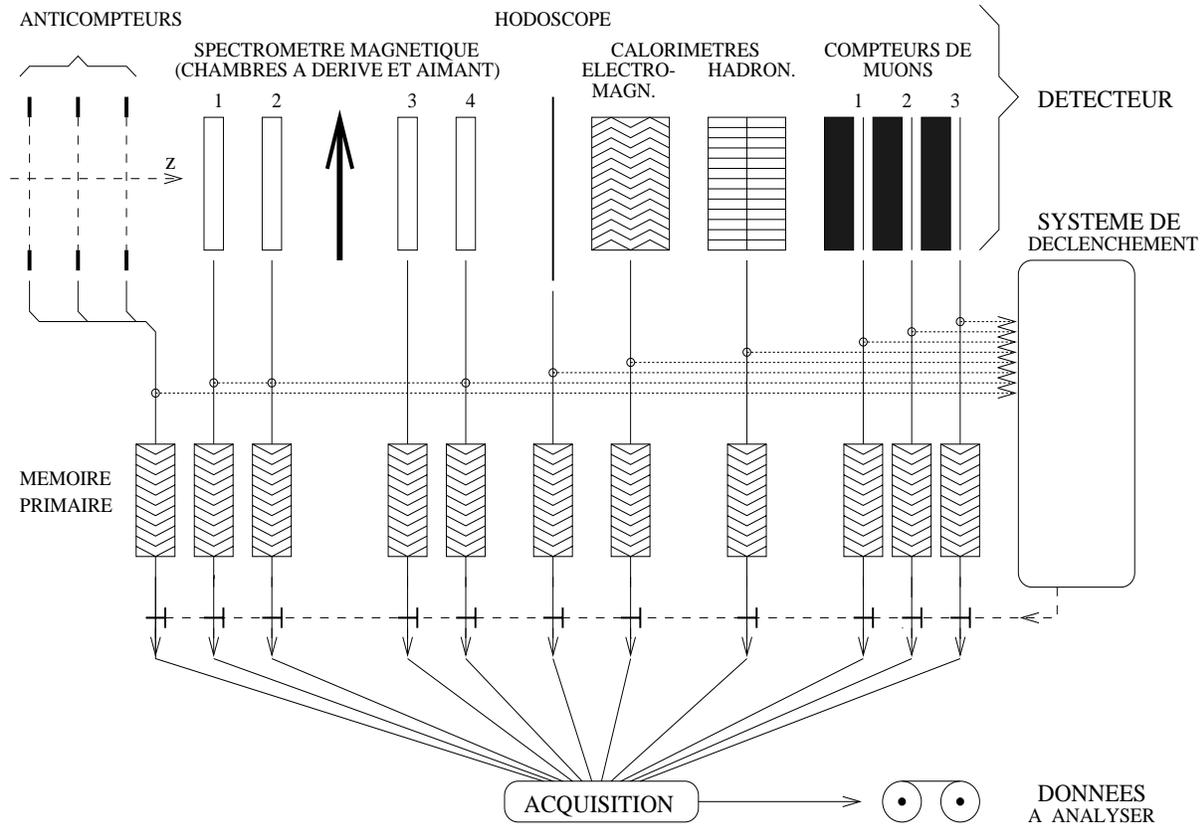


FIG. 4.2 – L'arborescence du système de gestion en ligne des données de l'expérience NA48.

Le système de gestion des données en ligne se décompose en trois composantes décrites dans la suite :

- Le système d'acquisition primaire avec mémorisation temporaire des informations.
- Le système de déclenchement composé des niveaux cités ci-dessus.
- Le système d'extraction et de stockage des données.

L'ensemble du système de gestion en ligne des données se présente sous la forme d'une arborescence, schématisée sur la figure 4.2.

### 4.1 La mémorisation primaire des données

Le système de mémorisation primaire des données se présente sous la forme de mémoires à accès aléatoire (RAM), dans lesquelles sont continuellement enregistrées, après numérisation, toutes les données produites par les détecteurs.

### Une mémorisation primaire basée sur le temps de l'événement

Les données de chaque événement détecté sont référencées dans cette mémoire par le temps auquel il s'est produit, appelé temps de l'événement. Il s'agit du temps absolu de détection de l'événement, mesuré par rapport au début de chaque *burst*, en unités de 25 ns, par un compteur périodiquement incrémenté à la fréquence de l'horloge globale de l'expérience (40 MHz) [55]. Cette *étiquette temporelle* (*time stamp* en anglais) accompagne l'événement dans toute l'arborescence du système de gestion des données en ligne. Beaucoup de données, en provenance des différents sous-détecteurs, migrent en parallèle dans ce système. L'*étiquette temporelle* permet de remettre en temps ces données même quand leur synchronisme a été perdu.

Les données de chaque événement sont inscrites dans la mémoire primaire à l'adresse déterminée par l'*étiquette temporelle* de l'événement. Puisque la taille de cette mémoire est limitée, l'*étiquette temporelle* adresse cette mémoire modulo sa taille. Ainsi la mémoire se remplit au cours du temps, et arrivé en bout de mémoire, le système re-boucle et *sur-écrit* les informations inscrites précédemment. A cause de cette structure, elle est appelée "mémoire circulaire" (*ring buffer* en anglais). L'*étiquette temporelle* est également utilisée pour la relecture des données d'événements depuis ces mémoires.

Pour tous les détecteurs de l'expérience, la taille minimale des mémoires circulaires est fixée pour pouvoir mémoriser continuellement les **200** dernières  $\mu s$  de leur histoire (précisément **204.8  $\mu s$** ). En unités de **25 ns** ceci représente un nombre de 13 bit, le format de l'*étiquette temporelle*.

### Des mémoires circulaires pour l'acquisition et le déclenchement

Dans NA48 le même système de mémorisation des données est utilisé à la fois pour le déclenchement et l'acquisition finale. C'est notamment le cas pour le spectromètre, comme l'illustre la *figure 4.3*, qui représente les mémoires circulaires du système d'acquisition primaire du spectromètre sous la forme d'un anneau, qui tourne au cours du temps, ainsi que leur connexion au déclenchement chargé et à l'acquisition.

Les mémoires circulaires sont continuellement remplies par l'activité des particules détectées par les chambres à dérive (point  $t_0$  de la figure). En parallèle le système de déclenchement de niveau 1 évalue rapidement les événements détectés. Les mémoires circulaires sont ensuite adressées en lecture à deux reprises.

La première relecture (point  $t_1$ ) s'effectue sur ordre du déclenchement de niveau 1, qui pré-sélectionne les candidats  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^-$ , et ordonne le transfert de leurs données, depuis les mémoires circulaires vers le système de déclenchement chargé de niveau 2 (L2C). La décision du L2C est transmise au superviseur du déclenchement de niveau 2 (L2TS) qui prend la décision finale.

La deuxième relecture (point  $t_2$ ) s'effectue sur ordre du L2TS pour l'acquisition des données d'événements acceptés. Les données d'un événement non accepté restent simplement dans l'anneau et seront sur-écrites après un tour complet.

### Contraintes temporelles liées à la taille des mémoires circulaires.

La persistance des données d'un événement dans les mémoires circulaires est de **200  $\mu s$** . De plus un certain temps est nécessaire pour extraire un événement des mémoires circulaires. Donc l'extraction doit commencer avant la sur-écriture des données. Ceci fixe le moment  $t_0 + \Delta$  avant lequel le système de déclenchement doit avoir formulé sa réponse quant à l'acceptation d'un événement.

La valeur  $\Delta$  vaut **100  $\mu s$**  [56] (et peut éventuellement être légèrement prolongée). Elle a été fixée de sorte à minimiser le *temps mort* de l'acquisition, c'est-à-dire le temps pendant lequel les désintégrations produites dans le détecteur ne peuvent pas être enregistrées, suite au manque de ressources du système d'acquisition. Cette valeur se déduit du cahier de charge du système d'acquisition finale, conçu pour

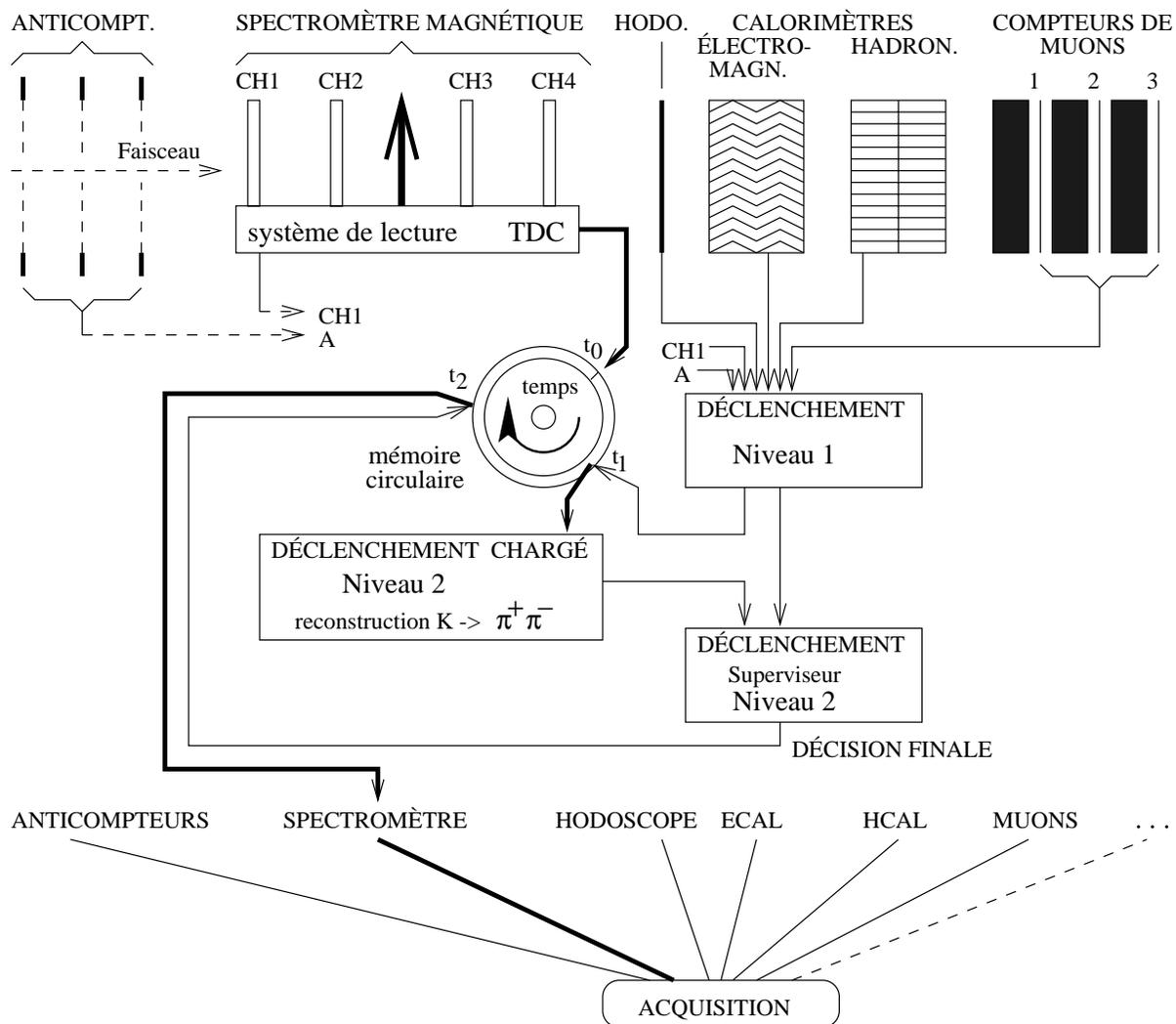


FIG. 4.3 – Schéma du système de déclenchement et d'acquisition de NA48 dans lequel on a placé les mémoires circulaires du spectromètre dans leur contexte.

pouvoir extraire successivement 5 événements avec un temps d'extraction moyen de  $20 \mu s$  par événement, l'extraction ne pouvant se faire que séquentiellement, alors que le déclenchement évalue plusieurs événements en parallèle.

## 4.2 Le système de déclenchement

### 4.2.1 Le système de déclenchement chargé (L1/L2C)

Le système de déclenchement chargé est composé du système de déclenchement de niveau 1 (L1) et d'un système de déclenchement de niveau 2 chargé (L2C), voir figure 4.1.

#### Objectifs du système de déclenchement de niveau 1

Pour la mesure de  $\epsilon'/\epsilon$ , le premier étage du système de déclenchement (L1) a pour but d'identifier rapidement une désintégration de kaon en deux corps chargés, compatible avec  $K_{L,S} \rightarrow \pi^+ \pi^-$ , en

vue de diminuer le taux d'entrée du L2C à moins de 100 kHz. Pour la sélection de  $K_{L,S} \rightarrow \pi^0 \pi^0$  un système de déclenchement neutre, entièrement pipeliné, qui ne s'intègre pas dans le schéma niveau 1/niveau 2, est utilisé (cf. 4.2.2 p.57). En parallèle aux sélections pour la mesure de  $\epsilon'/\epsilon$ , le L1 permet aussi la sélection d'autres canaux intéressants, comme par exemple les désintégrations rares de kaons, qui font l'objet d'une partie de cette thèse.

Le L1 dispose en entrée de signaux rapides, synchrones avec les réponses du détecteur au passage des particules, obtenus par une logique câblée, utilisant les sorties des canaux de détection avant leur conversion par TDC et mémorisation primaire. Ces signaux proviennent des anti-compteurs, de l'hodoscope chargé, des compteurs à muons, du spectromètre (multiplicité des fils touchés dans la chambre 1), et des calorimètres (informations sur les énergies déposées dans les calorimètres électromagnétique et hadronique). Le *tableau 4.1* donne la liste des signaux disponibles au niveau L1.

Pour la présélection des  $K \rightarrow \pi^+ \pi^-$ , l'information  $Q_x$  de l'hodoscope est utilisée (traces dans deux quadrants diamétralement opposés de l'hodoscope, cf. 3.6 p.41) en coïncidence avec une somme d'énergies électromagnétique et hadronique détectées située au dessus d'un certain seuil, et une multiplicité de plus de 2 traces dans la chambre 1 (cf. 6.1 p.86) [58]. Des simulations [59] ont montré que cette condition est suffisante pour former une présélection dont le taux de sortie remplit l'objectif requis. Une réjection efficace des  $K\mu_3$  dès le niveau 1 est envisagée à l'aide des signaux issus des compteurs à muons

signal	bits	actif si Activité détectée dans
$Q_x$	1	deux quadrants opposés de l'hodoscope chargé
$Q_x(FT)$	2	temps précis (unité $25/4 ns$ ) de $Q_x$ ( <i>fine time</i> )
$AKL$	1	anti-compteurs AKL
$1\mu$	1	compteurs à muons $\geq 1$ muon
$2\mu$	1	compteurs à muons $\geq 2$ muons
$Q_n$	1	hodoscope neutre
$Q_n(FT)$	2	temps précis de $Q_n$
$E_L(LKR)$	1	énergie électromagnétique $\geq$ seuil bas
$E_H(LKR)$	1	énergie électromagnétique $\geq$ seuil haut
$E_L(HAC)$	1	énergie hadronique $\geq$ seuil bas
$E_H(HAC)$	1	énergie hadronique $\geq$ seuil haut
$E_L$	1	énergie totale $\geq$ seuil bas
$E_H$	1	énergie totale $\geq$ seuil haut
$M(DCH1)$	2	multiplicité chambre 1 ( $\geq 1, 2, 4$ traces; surcharge)
$L1OFF$	1	arrêt du L1, demande d'introduction de temps mort
$DREQ$	1	requête d'introduction de marque <i>debug</i>

TAB. 4.1 – Signaux d'entrée possibles du système de déclenchement de niveau 1 (L1TS).

### Fonctionnement du L1TS

Pour réaliser la logique de sélection du niveau 1, un ensemble de cartes électroniques, nommées "super-viseur du déclenchement de niveau 1" (L1TS) est utilisé, qui fonctionnent de la manière suivante.

L'étage d'entrée du L1TS est composé de délais réglables pour ajuster les phases des différents signaux d'entrée, synchrones avec l'événement, mais déphasés les uns par rapport aux autres, puisqu'ils ont parcouru des chemins différents dans le détecteur. Une fois en phase, ces signaux sont échantillonnés à la fréquence de 40 MHz, et placés dans des FIFO (mémoires pipelinées *First In First Out*). Les effets de bord qui apparaissent lors de l'échantillonnage, dus à des déphasages résiduels entre signaux sont corrigés en utilisant deux mots consécutifs issus de la FIFO. Ensuite les conditions de déclenchement émises par les différents détecteurs sont évaluées à l'aide d'une table logique pré-chargée en mémoire

(LUT, *Look-Up-Table*) pour décider si une requête de calcul doit être émise au L2C. Dans ce cas l'étage de sortie transmet un mot, qui code la décision du L1TS, à la fois au L2TS et aux contrôleurs de relecture des mémoires circulaires pour ordonner l'émission des données du spectromètre vers les L2C. S'il ne s'agit pas d'un candidat  $\pi^+\pi^-$ , ce mot est transféré uniquement au L2TS, qui prendra la décision finale du déclenchement.

### Le mot de sortie du L1TS

Ce mot contient l'*étiquette temporelle* de l'événement, permettant d'adresser ses données dans les mémoires circulaires. L'*étiquette temporelle* est fabriquée par le L1TS à l'aide du signal synchrone  $Q_x$  de l'hodoscope, qui commande la lecture d'un compteur de 13 bits incrémenté par l'horloge globale toutes les 25 ns. Deux bits de poids faible supplémentaires (*fine time*) sont ajoutés pour obtenir une référence temporelle plus précise (unités 25/4 ns), utilisée par le L2C, en évaluant dans quel quart de période d'horloge globale la condition  $Q_x$  est apparue. Il comporte également le *code de déclenchement* (3 bits) qui marque la classe du candidat (par exemple  $\pi^+\pi^-$  ou candidat *rare*, etc) et permet au L2C d'adapter le traitement appliqué au candidat.

### Gestion du temps mort

Le L1TS offre la possibilité d'introduire de manière contrôlée du *temps mort* dans l'acquisition [61]. Le *temps mort* apparaît dans l'acquisition puisqu'elle comporte des étages de mémorisation asynchrones (FIFO) possibles de s'engorger lors de fluctuations statistiques d'activité du détecteur. Les sous-systèmes qui ont une FIFO remplie à plus d'un seuil critique ont la possibilité d'émettre un signal d'alerte (*L1OFF*) qui arrête le niveau 1 tant que le signal n'est pas redevenu inactif. Des données d'événements, produits entre-temps, sont simultanément perdus dans tous les sous-détecteurs, puisqu'il n'y aura jamais pour eux de requête de relecture émise aux mémoires circulaires. Ceci assure des données non corrompues, en évitant des événements partiellement complets, afin de ne pas biaiser les résultats physiques. Le contrôle du niveau de *temps mort* du détecteur est possible.

### Le système de déclenchement chargé (L2C)

Les fonctionnalités et la réalisation du L2C font l'objet du chapitre suivant de l'exposé. Ce système effectue une reconstruction physique en ligne des événements pour lesquels il reçoit une requête d'évaluation de la part du L1TS et émet sa réponse dans un délai inférieur à 100  $\mu s$  au L2TS. Le taux d'événements acceptés doit être de l'ordre de 1 kHz, si bien qu'un facteur de réjection proche de 100 est nécessaire.

#### 4.2.2 Le système de déclenchement neutre (L1N)

Le but du déclenchement neutre est de sélectionner de manière efficace les candidats  $K \rightarrow \pi^0\pi^0$  et de rejeter le bruit de fond de  $K_L \rightarrow 3\pi^0$ , en utilisant les informations disponibles à partir du calorimètre électromagnétique, notamment le nombre de gerbes détectées qui doit valoir 4 pour l'événement recherché.

Pour cela, le calorimètre est segmenté en macro-cellules regroupant chacune  $2 \times 8$  cellules individuelles. Pour chaque macro-cellule la somme de l'énergie est calculée à l'aide d'additionneurs analogiques. Ces signaux sont ensuite numérisés à la fréquence d'échantillonnage de 40 MHz à l'aide de convertisseurs analogiques/numériques (FADC à 10 bits). Des sommateurs numériques regroupent ces signaux pour créer une image projective des gerbes dans le calorimètre. Un système de recherche des maxima d'énergie retourne le nombre de gerbes trouvées dans les projections X et Y et réduit considérablement le nombre de canaux par suppression de zéros. Dans chaque projection la somme des énergies des gerbes est calculée, ainsi que leur premier et second moment. Ces informations sont transmises à un système

de tables de conversion qui déduisent l'image projective de l'événement, l'énergie totale dans le calorimètre, le centre de gravité de l'énergie déposée, ainsi que le vertex de la désintégration neutre. Des coupures sur ces quantités permettent la sélection du signal et la réjection en ligne d'une bonne partie du bruit de fond de  $K_L \rightarrow 3\pi^0$ .

Le système transmet la somme de l'énergie déposée dans le calorimètre au déclenchement de niveau 1 (L1TS), qui peut éventuellement utiliser cette information pour la présélection des candidats chargés. La décision finale du L1N est émise au superviseur de niveau 2 (L2TS)  $3.5 \mu s$  après la détection de l'événement.

Le système de déclenchement neutre est un système synchrone, entièrement pipeliné, fonctionnant à la fréquence de  $40 MHz$ . La latence introduite par le système est due à la profondeur totale de pipeline de 130 périodes d'horloge.

### 4.2.3 Le superviseur du système de déclenchement (L2TS)

Le superviseur du déclenchement de niveau 2 (L2TS) émet la décision finale du système de déclenchement. Il utilise pour cela les décisions partielles du L1TS, du L1N et du L2C.

Puisque le L2C est un système asynchrone, le rôle du L2TS est aussi la remise en temps de la décision du L2C en utilisant l'information synchrone, qui lui parvient du L1TS, pour chaque requête que ce dernier avait émise au L2C. Le L2TS garantit de plus que le temps minimal entre deux demandes de relecture des mémoires circulaires est respecté pour assurer l'extraction complète des événements acceptés. Enfin le L2TS se charge de faire respecter au système de déclenchement le délai maximal après lequel la relecture des mémoires circulaires est interdite à cause de la persistance limitée des données. Ceci évite des données corrompues : aucune décision ne sera retransmise à partir du moment où l'événement risque d'être sur-écrit par de nouvelles données dans les mémoires circulaires.

### 4.2.4 Mémorisation des conditions de déclenchement à l'aide de PMB

Un PMB (*Pipeline Memory Board*, carte à mémoire pipelinée) est une carte électronique sur laquelle arrivent en parallèle des signaux, échantillonnés à la cadence de l'horloge de l'expérience, et envoyés sur le port d'entrée d'une longue mémoire pipelinée sous forme de FIFO, dans laquelle ils avancent au pas rythmé par l'horloge. Sur ordre du L2TS, lors de l'acceptation de l'événement, un pointeur adresse cette mémoire, pour en extraire seize *intervalles temporels* (*time slots*) successifs de 25 ns (soit une histoire échantillonnée des signaux d'entrée de  $400 ns$ ). Ces données sont ensuite transmises à l'acquisition finale.

Les PMB sont utilisés comme système d'acquisition de l'hodoscope chargé (*cf.* 3.6 p.41) et des anti-compteurs (*cf.* 3.4 p.35), et pour la mémorisation des conditions de déclenchement.

#### Mémorisation des conditions de déclenchement à l'aide des PMB

Au niveau du pré-déclenchement, le L1TS autorise une sélection simultanée de plusieurs types d'événements, réalisée en formant le OU logique des conditions  $Q_i$  présentes à son entrée, de telle sorte que la condition de déclenchement résultante  $Q = \sum Q_i$  soit sensible à l'une d'entre elles. Pour savoir laquelle de ses entrées  $i$  a effectivement déclenché, tous les signaux d'entrée sont échantillonnés dans des canaux de PMB numérique, permettant de retrouver lors de l'analyse l'information requise, pour ne sélectionner que des événements qui ont été enregistrés avec une condition de déclenchement particulière  $Q_p$ .

De la même manière, les réponses produites par le L2C sont enregistrées dans des canaux de PMB numériques, pour garder trace, pour tout événement accepté, des résultats obtenus lors de la reconstruction

effectuée en son sein. Le contrôle du fonctionnement du L2C, ainsi que l'évaluation de ses performances, nécessite également l'acquisition d'un taux faible d'événements qui ont été rejetés par ce système. Ceci se fait en acceptant dans le L2TS une petite fraction des événements rejetés par le L2C, pour lesquels la réponse du L2C, inscrite dans des canaux de PMB numériques, permet de déterminer la raison pour laquelle ces événements ont été rejetés par le L2C (mauvais paramètres physiques obtenus lors de la reconstruction en ligne, manque de temps de calcul, complexité trop importante de l'événement, etc...). Les informations des PMB sont utiles, en particulier à la mesure proposée dans cette thèse, pour savoir lors de l'analyse des données quelle a été la condition qui a déclenché l'acquisition de l'événement.

### 4.3 La gestion du flot des données acceptées par le déclenchement

#### 4.3.1 Le volume de données à gérer

Les deux grandeurs suivantes sont déterminantes pour quantifier les performances requises du système de gestion des flux de données : le *taux d'événements acceptés* en sortie du système de déclenchement présenté précédemment et la *quantité de données par événement*.

Des estimations [63] ont montré que les taux d'événements sélectionnés seront ceux du *tableau 4.2*.

candidats chargés et neutres (faisceau $K_L$ )	1500 Hz
candidats chargés et neutres (faisceau $K_S$ )	150 Hz
désintégrations rares	150 Hz
événements de calibration	200 Hz
mesures de la performance des sélections et événements à biais minimal	1000 Hz
total	3000 Hz

TAB. 4.2 – Estimation des taux d'événements retenus par le L2TS.

La taille d'un événement est dominée par le calorimètre au krypton liquide, et dépend fortement de l'efficacité du *Concentrateur de Données*, de son algorithme de suppression des zéros et de compression des données. Pour un événement  $2\pi^0$  avec 4 gerbes de photons, chacun contenu dans  $15 \times 15$  cellules, échantillonnées pendant 10 intervalles d'horloge globale (*time slots*), le volume de données avant compression est de l'ordre de  $14 - 18 \text{ kByte}$ . La compression peut faire gagner un facteur 2 à 3. Les autres détecteurs génèrent moins de données. Le spectromètre apporte pour un événement à deux traces environ  $200 \text{ Byte}$ , et le total du détecteur restant s'élève à  $2 \text{ kByte}$ . La taille d'un événement moyen comprimé est estimée [63] entre  $10 - 20 \text{ kByte}$ .

Pour un taux d'événements de  $3 \text{ kHz}$  par *burst* de  $2.5 \text{ s}$ , le volume de données à transférer s'élève donc à  $75 - 150 \text{ MByte/burst}$ . Si on compte 120 jours de prise de données par an (700 000 bursts) on accumulera ainsi  $50 - 100 \text{ TByte/an}$ . Avec une efficacité de 50% (répartie entre le détecteur et l'accélérateur), le volume estimé est de  $25 - 50 \text{ TByte/an}$ , qu'il faudra analyser ensuite pour la mesure.

D'autre part, le taux de transfert instantané par *burst* est de  $30 - 60 \text{ MByte/s}$ . Pour s'autoriser une plage de sécurité et des réserves pour des sélections supplémentaires, l'architecture du flot de données garantit de pouvoir supporter un taux d'événements acceptés de  $10 \text{ kHz}$  et un taux de transfert instantané de  $100 \text{ MByte/s}$ .

#### 4.3.2 Architecture du système de gestion du flot de données

L'architecture du flot de données est présentée sur la *figure 4.4*. On y distingue l'acquisition des données pendant le *burst* et le flot de collection des données, actif entre deux *bursts*.

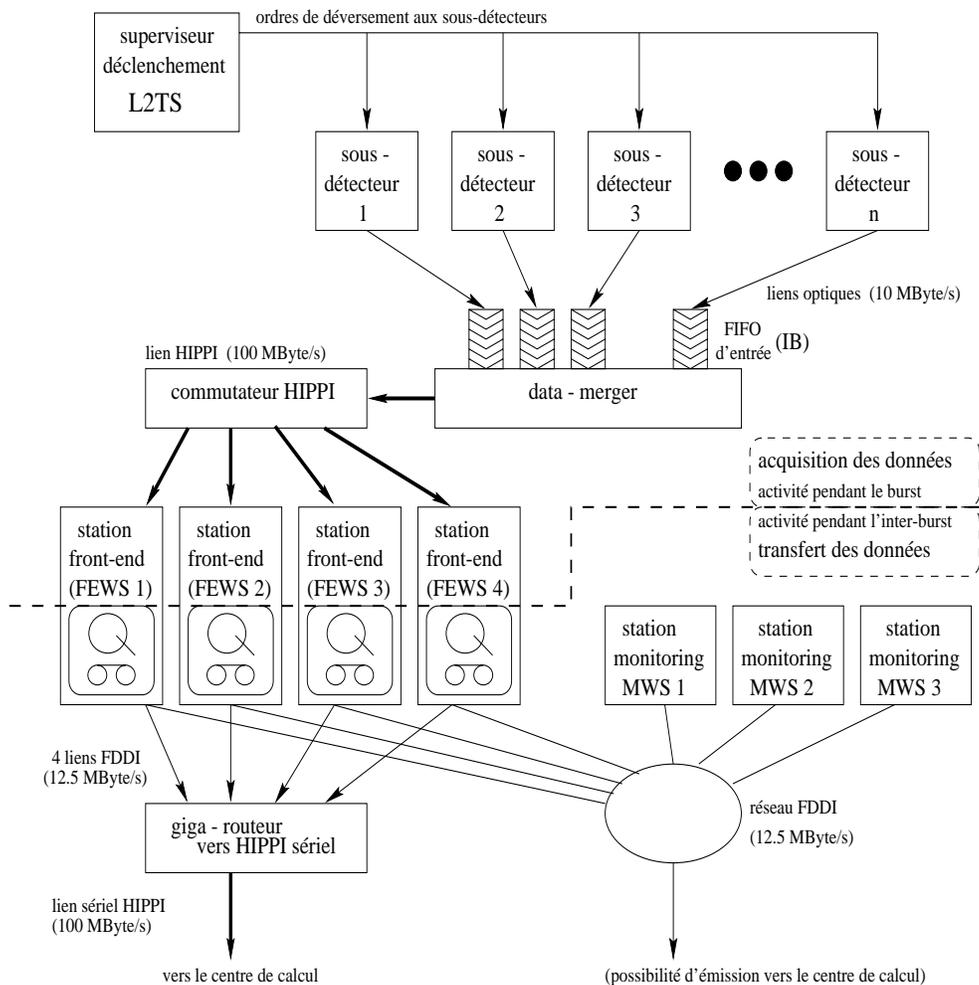


FIG. 4.4 – Architecture du flot de données

### Les sous-détecteurs

Tous les détecteurs possèdent un système de mémorisation primaire des données, similaire à celui du spectromètre (mémoires circulaires). L'acceptation d'un événement par le superviseur du déclenchement (L2TS) a pour conséquence l'émission en parallèle du mot d'acceptation vers tous les contrôleurs des mémoires circulaires (*Read Out Controller*). Les données extraites sont alors formatées et transmises à l'entrée du collecteur de données (*Data Merger*) par l'intermédiaire de fibres optiques de 200 m de longueur [63]. Le calorimètre dispose de 8 liens optiques, chacun des autres sous-détecteurs en dispose d'un seul. La vitesse de transfert par lien optique est de  $10 \text{ MByte/s}$ .

### Le Data Merger

Chaque lien optique est connecté en entrée du *Data Merger* [63] sur un tampon d'entrée (*input buffer*, IB). Les paquets composant un événement en provenance des sous-détecteurs arrivent en parallèle et de manière asynchrone dans ces tampons. Le rôle du *Data Merger* est d'en reconstituer un événement complet. Pour cela il sérialiser dans un ordre prédéterminé les paquets présents dans ses tampons d'entrée en utilisant un bus rapide, de bande passante  $100 \text{ MByte/s}$ , pour les transmettre aux stations de travail de collection des événements (*Front-End WorkStation*, FEWS) par l'intermédiaire d'un lien HIPPI (High Performance Peripheral Interconnection).

#### Les liens HIPPI vers les stations de travail Front-End

Les liens HIPPI sont des liens point à point de  $100 \text{ MByte/s}$  de bande passante. L'utilisation d'un commutateur HIPPI permet de diriger les données de *bursts* successifs sur différentes stations de travail *Front-End* (FEWS) où elles sont traitées. La programmation du commutateur se fait par l'intermédiaire d'un ordinateur en réseau local avec les FEWS, qui lui communiquent la prochaine destination. La rapidité de traitement des données dans la ferme de FEWS détermine le nombre de stations nécessaires pour absorber le taux continu de  $100 \text{ MByte/s}$ .

#### Les stations Front-End et le stockage final des données

Les trois FEWS employées [64] sont des stations de travail DEC 3000/9000 équipées d'un processeur alpha à  $275 \text{ MHz}$ , avec environ  $300 \text{ MByte}$  de mémoire centrale, et  $10 \text{ GByte}$  de disque local rapide.

Pendant un *burst*, les données du *burst* sont reçues à la vitesse maximale de  $100 \text{ MByte/s}$  dans la mémoire centrale de la station de travail. Après le *burst*, elle l'écrit sur le disque local et le copie simultanément à travers un réseau rapide HIPPI-sérial (fibre optique) vers le centre de calcul du CERN situé à  $5 \text{ km}$  sur le site de Meyrin.

Une machine parallèle de type Meiko CS-2 dotée de 128 processeurs et d'environ  $1 \text{ TByte}$  d'espace disque reçoit les données, les dépose dans des systèmes de fichiers parallèles, reliés chacun à un processeur de la machine. Ceux-ci les écrivent sur bande magnétique de type DLT 2000, de capacité  $10 \text{ GByte}$  et de vitesse d'écriture de  $1.2 \text{ MByte/s}$  par dérouleur de bande. Le taux d'événements est tel que plusieurs bandes sont écrites simultanément.

Les FEWS permettent une vérification de la qualité des données et des stations dédiées font de la reconstruction d'événements choisis quelques dizaines de secondes après leur génération par le détecteur. En cas de rupture de la liaison avec le centre de calcul les FEWS sont connectées à des dérouleurs de bandes locaux et peuvent sauvegarder les données localement près de l'expérience à un taux réduit.

## Chapitre 5

# Le système de déclenchement chargé de niveau 2 (L2C)

Le système de déclenchement chargé de niveau 2 [65] (*level 2 charged trigger, L2C*) est une sous-partie du système de déclenchement de NA48. Nous avons vu dans le chapitre 4.2 p.55 son interconnexion avec le reste du système de déclenchement. En entrée il reçoit des requêtes en provenance du superviseur du déclenchement de niveau 1 (L1TS), qui lui demande d'évaluer plus précisément des candidats présélectionnés de désintégrations  $K \rightarrow \pi^+ \pi^-$ . En sortie, il donne la réponse de son évaluation au superviseur du déclenchement de niveau 2 (L2TS).

Le but du L2C est de réduire le taux des candidats acceptés, d'environ  $100 \text{ kHz}$  en sortie du L1, à environ  $1 \text{ kHz}$ , supportable par la gestion du flot de données.

Pour atteindre son objectif le L2C rejette une grande part du bruit de fond provenant d'événements physiques : principalement les  $K_{e3}$ ,  $K_{\mu 3}$  et  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ . Cette sélection doit être efficace pour ne pas perdre d'événements  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^-$ . Elle nécessite une reconstruction en ligne de l'événement, précise et complète, ainsi que des coupures sur des grandeurs physiques reconstruites.

Une description générale du L2C est donnée dans une première partie de ce chapitre. Ensuite l'algorithme de reconstruction est détaillé. Les chapitres suivants décrivent les composantes du L2C, la réalisation de l'algorithme de reconstruction à l'aide d'une ferme de calcul en ligne, ainsi que ses performances.

### 5.1 Aperçu général du L2C

#### Reconstruction physique en ligne

Le système effectue les étapes de la reconstruction suivantes :

- Il calcule les coordonnées des impacts de particules chargées dans les vues X, Y, U et V des chambres du spectromètre à partir des temps de dérive qui lui sont fournis suite à l'obtention de la requête de calcul du L1TS.
- Il reconstruit les points d'impact des particules dans les chambres en utilisant la redondance des coordonnées. Il utilise pour cela les vues U et V en plus des vues X et Y seules. Ceci permet de s'affranchir des ambiguïtés de reconstruction des points dans l'espace à partir des coordonnées, et d'être moins sensible à l'inefficacité des vues.

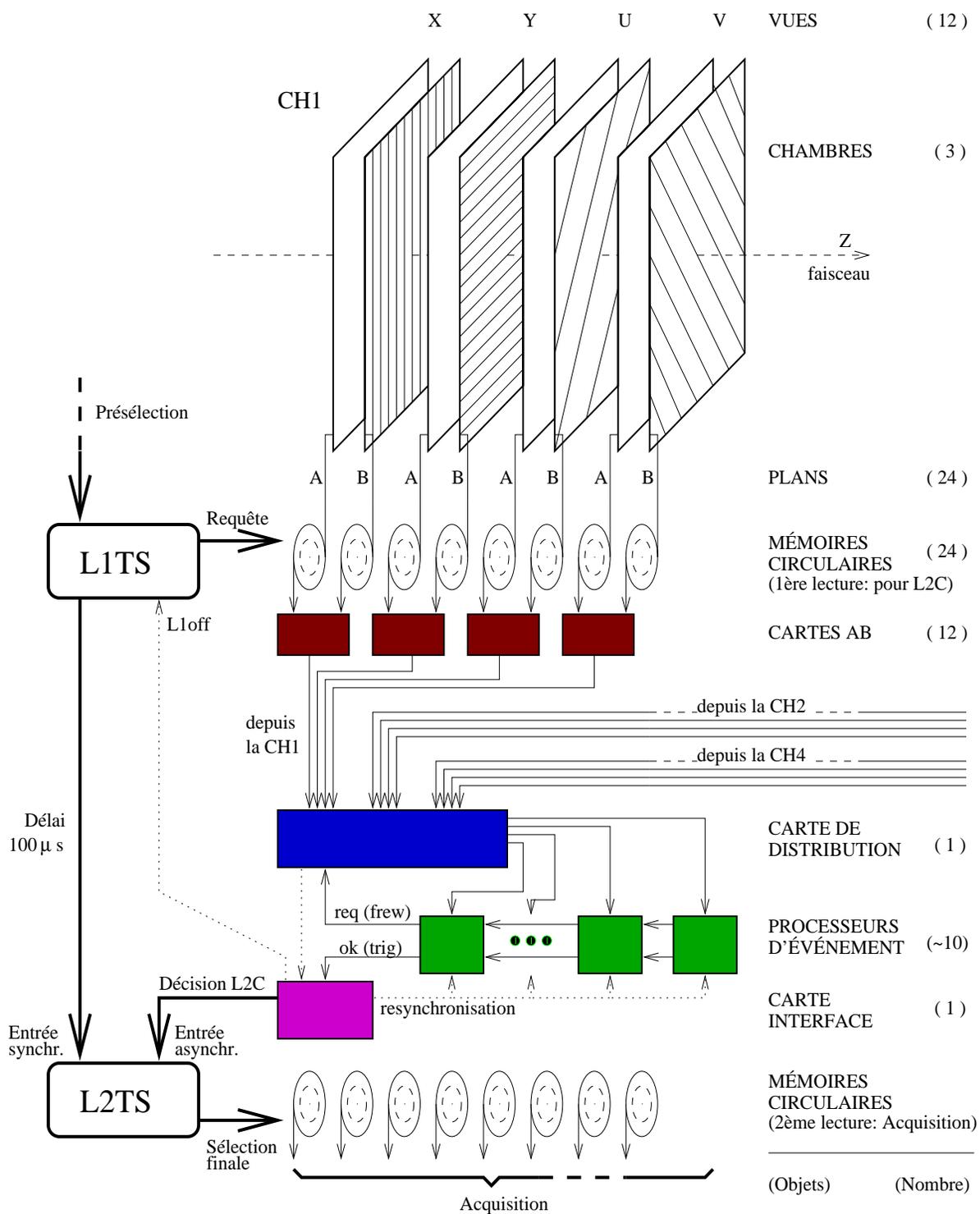


FIG. 5.1 – Schéma simplifié du cheminement interne des données dans le L2C.

- Il reconstruit les traces des particules dans le spectromètre et calcule la position du vertex de désintégration en recherchant les événements à deux traces pouvant provenir de  $K \rightarrow \pi^+ \pi^-$ . Il calcule alors la masse invariante des deux particules, dans l'hypothèse où il s'agit de  $\pi^+ \pi^-$  (masse invariante  $\pi^+ \pi^-$ ) et effectue une sélection portant sur cette grandeur. Il calcule également le temps de vol du kaon au moment de sa désintégration, depuis son passage au dernier collimateur des faisceaux.

Ces quantités sont utilisées pour produire la décision du déclenchement chargé. Le système peut éventuellement aussi effectuer un calcul sous une autre hypothèse, qui lui est précisée dans le *code déclenchement* qui est attaché à la requête initiale du niveau 1.

### Architecture et fonctionnement du L2C

Le L2C est activé par une requête d'évaluation, émise par le L1TS pour chaque candidat présélectionné. Une chaîne de calcul, commandée par l'arrivée des données, débute alors son opération. Le schéma du cheminement des données dans le système de déclenchement chargé est représenté sur la *figure 5.1*.

Les données du spectromètre (temps des fils touchés) correspondant à un intervalle temporel d'étude autour du temps de l'événement sont d'abord extraites des mémoires circulaires du spectromètre. Ainsi 24 mémoires circulaires, correspondant aux plans A et B des vues X, Y, U et V des chambres 1, 2 et 4 délivrent chacune un paquet de données filtrées.

Ces paquets entrent en parallèle dans le premier étage du L2C, où ils sont traités par les Cartes A&B. Il y a 12 Cartes A&B, une pour chaque vue de chambre. Une Carte A&B prend en entrée les paquets du plan A et du plan B de la vue associée, pour combiner les informations temporelles concernant les fils touchés, calculer les temps de dérive, et produire des coordonnées spatiales, relativement à l'orientation de la vue. Ainsi les 12 Cartes A&B produisent 12 paquets de coordonnées.

Ces paquets arrivent en parallèle, dans les entrées du Distributeur d'Événement. Le temps de reconstruction des coordonnées dans les Cartes A&B dépend du nombre d'impacts dans la vue, de sorte que l'arrivée des paquets dans les entrées du Distributeur d'Événement n'est pas synchrone. Le Distributeur d'Événement se charge d'établir un ordre séquentiel entre les paquets de coordonnées de l'événement, par classement en fonction du numéro de la vue du spectromètre.

Ces paquets ordonnés sont transférés séquentiellement dans un Processeur d'Événement. Celui-ci dispose alors de toutes les coordonnées des impacts dans le spectromètre pour l'événement étudié, et procède à sa reconstruction physique pour établir la décision du L2C.

Le L2C comprend un certain nombre de Processeurs d'Événement qui traitent différents événements en parallèle, ou qui sont en attente d'un événement à traiter. Un mécanisme d'abonnement basé sur une file d'attente dans le Distributeur d'Événement permet de savoir à quel Processeur d'Événement le prochain événement sera attribué. Ceci conduit à un parallélisme réel permettant l'évaluation de plusieurs événements dans le système. Le taux d'entrée du L2C et le temps de calcul moyen d'un Processeur d'Événement déterminent le nombre de Processeurs d'Événement nécessaires.

Les Processeurs d'Événement formulent leur réponse et la transmettent à la carte de service du L2C (*Massbox Interface and Service Card*, MISC), qui se charge de la transmettre au L2TS. Cette réponse comporte l'*étiquette temporelle* de l'événement, ce qui permet au L2TS de repérer de quel événement il s'agit, pour son extraction éventuelle des mémoires circulaires et son envoi à l'acquisition finale.

### Caractéristiques techniques

Le système de déclenchement chargé est *asynchrone* puisque les entrées et les résultats intermédiaires, telles les coordonnées produites par les Cartes A&B, voyagent indépendamment les unes des autres dans les différentes branches du système. Le système est *pipeliné* puisqu'il peut contenir en même temps

différents candidats dans différents stades d'évaluation. Le système est aussi *ordonné* dans le sens où les données sont transportées dans des files d'attente (FIFO) et qu'elles sont traitées dans l'ordre des requêtes de calcul initial. Cependant les décisions finales peuvent apparaître dans un autre ordre, dépendant du temps nécessaire pour traiter différents événements dans des Processeurs d'Événement concurrents. Ce temps dépend grandement de la complexité de l'événement. Puisque chaque événement est référencé par son étiquette temporelle, cette perte d'ordre dans la formulation de la réponse n'importe pas.

### Temps de réponse limité

Nous avons vu dans le paragraphe 4.1 p.54 que le délai entre l'enregistrement primaire d'un événement dans les mémoires circulaires et la décision du système de déclenchement doit être d'au plus  $100 \mu s$ . Le temps disponible pour le L2C est réduit à environ  $90 \mu s$  par la durée d'extraction de l'événement sur commande du L1TS.

Nous avons conçu un mécanisme permettant au système d'évaluer sa propre performance, et de s'arrêter automatiquement lorsqu'il s'aperçoit qu'il ne dispose plus de temps. Ainsi il répondra à temps en précisant dans le mot décision s'il manque de temps pour évaluer un événement trop complexe.

### Taux d'événement instantané

Le système de déclenchement chargé doit supporter le taux de sortie du niveau 1, avec une marge de sécurité suffisante, soit  $100 kHz$ , ce qui correspond à environ 3 fois le taux attendu des désintégrations de kaons seuls [59]. Cet objectif est assuré par démultiplication du nombre de Processeurs d'Événement dans le système.

Cependant le taux d'événement instantané peut fluctuer, et il est possible que les capacités de traitement du système soient temporairement dépassées. Un circuit externe, implémenté dans la MISC, évalue en continu l'état des queues qui se forment dans le système. Il interagit avec le L1TS pour arrêter les requêtes de calcul si les queues dépassent un certain niveau. De cette façon, il introduit de manière contrôlée du temps mort dans l'expérience, en utilisant le signal  $L1OFF$  prévu à cet effet. Le système de déclenchement garde trace du nombre d'événements qui n'ont pas pu être traités par le L2C.

## 5.2 L'algorithme de reconstruction en ligne du L2C

Nous présentons ici les étapes logiques de l'algorithme de reconstruction d'un événement du spectromètre dans la ferme de Processeurs d'Événement, qui sont des entités de calcul dotées de 4 microprocesseurs et de capacités de communication. Les problèmes qui se posent lors de l'implémentation de l'algorithme dans cet environnement multi-processeur sont discutés dans le chapitre 7 p.101.

La géométrie typique d'un événement recherché est représentée sur la *figure 5.2*. La difficulté essentielle réside dans le fait que l'on a affaire à un détecteur physique avec ses inefficacités de détection et à un haut taux d'événements ce qui augmente les traces accidentelles dans le détecteur, qui résultent des superpositions d'événements. La combinatoire due à des traces accidentelles peut être coûteuse en temps et la complexité de l'algorithme doit par conséquent être étudiée en détail. Reconstruire rapidement l'événement malgré les imperfections des données est le but de l'algorithme présenté ci-après.

Les étapes du programme de reconstruction sont décrites dans la suite, il s'agit de :

1. La reconstruction des points d'impact des particules dans chaque chambre à partir des coordonnées des vues X, Y, U et V.
2. Le parcours de la combinatoire des paires de traces droites, dont chacune passe par un point d'impact dans la chambre 1 et dans la chambre 2.

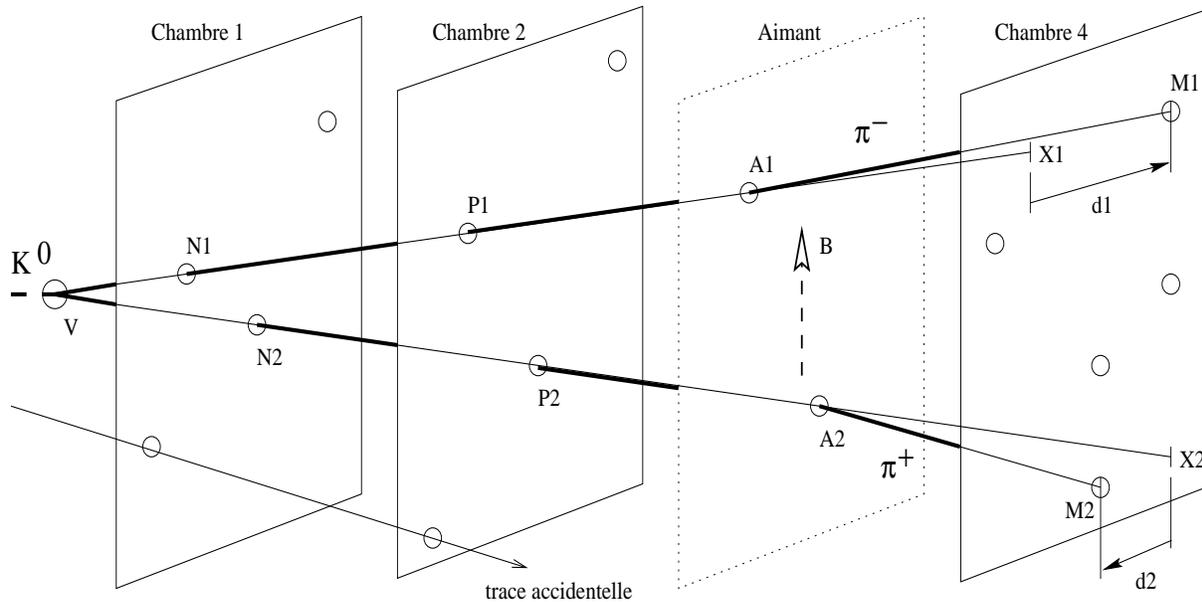


FIG. 5.2 – La géométrie d'un événement de désintégration d'un  $K$  en une paire de pions chargés enregistrés dans le spectromètre. La mesure des impulsions des particules est obtenue à l'aide de leur déviation dans le champ de l'aimant.

3. La sélection des paires de traces dont le point de meilleure approche définit un vertex situé dans la région fiducielle du détecteur. Ces traces peuvent donc correspondre à celles d'un kaon désintégré en au moins deux particules chargées.
4. Le calcul de la masse invariante de ces particules dans l'hypothèse  $\pi^+ \pi^-$ .
5. Le calcul du temps de vie du kaon reconstruit.

### 5.2.1 La reconstruction des points d'impacts dans les chambres à dérive

Considérons une chambre à dérive du spectromètre formée de ses quatre vues X, Y, U et V. L'algorithme de reconstruction des points sera identique dans chacune des trois chambres 1, 2 et 4 utilisées dans le système de déclenchement chargé.

Supposons aussi que les coordonnées de chacune des quatre vues de la chambre soient disponibles dans quatre listes notées  $X[1...Nx]$ ,  $Y[1...Ny]$ ,  $U[1...Nu]$  et  $V[1...Nv]$ . Nous ne nous occupons pas pour le moment du remplissage de ces tableaux, ce qui est un problème d'implémentation de l'algorithme.

Le but de l'algorithme est de résoudre le problème de l'ambiguïté d'association des coordonnées lors de la reconstruction des points d'impact dans une chambre (figure 3.7) et de reconstruire également un impact, dans le cas d'une vue inefficace parmi les quatre vues disponibles. L'algorithme utilise pour cela la redondance d'information disponible dans les listes X, Y, U et V.

La sortie générée par l'algorithme est une liste de points dans l'espace  $P[1...Np]$  (un point d'impact étant formé d'une abscisse X et d'une ordonnée Y). La liste de points créés doit être la plus juste possible, elle doit comporter les impacts réels dans la chambre sans en oublier et sans rajouter de points fictifs.

L'algorithme désiré doit - bien sûr - être rapide. L'algorithme le plus simple consisterait à écrire trois boucles imbriquées. Dans les deux premières, on associe chaque coordonnée X avec chaque Y, pour

calculer la valeur de la coordonnée  $U$  et celle de  $V$  qui devrait y correspondre. Ensuite on parcourt la liste  $U$  pour vérifier si la valeur calculée  $y$  est présente, et à défaut, la liste  $V$ . Ce n'est qu'à terme de ces deux parcours de listes (au pire) que l'on connaît la réponse, si oui ou non l'association  $(X,Y)$  a été correcte, pour éventuellement passer à l'association suivante. A ce schéma il faut ajouter une itération supplémentaire pour tenir compte des inefficacités des vues  $X$  ou  $Y$ .

### Principe de l'algorithme XYUV

Pour remplir les objectifs de rapidité et d'efficacité, l'algorithme d'association de coordonnées  $X$ ,  $Y$ ,  $U$  et  $V$  en points d'impact (aussi baptisé algorithme XYUV), a été implémenté comme suit. Les listes de coordonnées  $U$  et  $V$  sont parcourues. Pour chaque coordonnée une marque est portée sur les axes de coordonnées  $U$  et  $V$ , c'est-à-dire dans deux tables qui représentent ces axes.

Ensuite les listes des coordonnées  $X$  et  $Y$  sont parcourues dans deux boucles imbriquées. Pour chaque combinaison  $(X,Y)$ , la coordonnée  $U$  est calculée. On vérifie si l'axe  $U$  présente une marque à l'endroit de cette coordonnée calculée.

Si oui, l'événement présente des coordonnées  $X$ ,  $Y$  et  $U$  cohérentes, et le point  $(X,Y)$  est considéré comme un impact réel d'une trace dans le plan de la chambre.

Si non, la coordonnée  $U$  est supposée inefficace. La coordonnée  $V$  est alors calculée à partir de  $(X,Y)$ , et l'on vérifie si elle se trouve marquée sur l'axe des  $V$ , auquel cas le point est accepté. Il est rejeté dans le cas contraire, et il s'agit alors d'une association fantôme  $(X,Y)$  ne correspondant pas à un impact réel, ou d'une double inefficacité de vues, qui n'est pas à traiter.

Pour trouver des points dans le cas d'une inefficacité de  $X$  ou de  $Y$ , deux itérations supplémentaires sont prévues. Les listes des coordonnées  $X$  et  $U$  sont parcourues dans la première itération,  $Y$  et  $U$  dans la seconde respectivement. La coordonnée  $V$  est calculée pour chaque combinaison et on vérifie si elle est marquée sur l'axe des  $V$ . Si oui, le point  $(X,Y)$  est calculé à partir de  $(X,U)$  ou de  $(Y,U)$  respectivement. Si non, aucun point spatial ne peut être trouvé.

### Tables intermédiaires UTable et VTable

Nous avons retenu pour l'algorithme XYUV l'utilisation de tables intermédiaires pré-classées, la UTable et la VTable. Ces tables évitent le parcours répété des listes de coordonnées  $U$  et  $V$ . Le traitement suivant est identique pour les coordonnées  $U$  et  $V$ , prenons en exemple  $U$ , pour raison de simplicité.

On peut imaginer que la UTable, est une représentation discrétisée de la coordonnée  $U$ . Quand on avance d'adresse en adresse dans la UTable, on se déplace sur l'axe de coordonnées  $U$  d'intervalle en intervalle, en faisant des pas discrets. La granularité de cette représentation sera discutée ultérieurement.

Lorsque les coordonnées de la liste  $U$  sont placées dans la UTable, une marque est placée aux adresses qui correspondent à ces coordonnées. Ainsi, en termes informatiques, la UTable est une mémoire associative. La valeur de la grandeur  $U$  est codée par l'adresse de l'emplacement mémoire où se trouve sa marque. Par contre la liste  $U$  est un tableau classique en mémoire. Les valeurs de la grandeur  $U$  sont codées par les contenus des adresses successives de la liste (illustration *figure 7.6*).

Pour chaque événement, les listes  $U$  et  $V$  sont parcourues, et les coordonnées de ces listes sont marquées dans les tables UTable et VTable. La marque inscrite dans la UTable (resp. VTable) est simplement l'index ( $\geq 0$ ) de la coordonnée dans la liste  $U$  (resp.  $V$ ). En donnant cette signification à une marque dans ces tables, on pourra plus tard retrouver à partir de cette marque la valeur exacte de la coordonnée associée, sans perte de précision suite à la discrétisation des tables.

Les coordonnées des listes  $X$ ,  $Y$ ,  $U$  et  $V$  sont entachées d'une erreur de mesure, si bien que le calcul de l'emplacement d'une marque dans UTable (par exemple) à partir de  $X$  et  $Y$  peut ne pas donner le même résultat que celui à partir de  $U$ , suite à la discrétisation. Pour éviter les problèmes de frontière, à chaque fois que l'on marque une case de la UTable, on marque également les deux cases voisines de droite et

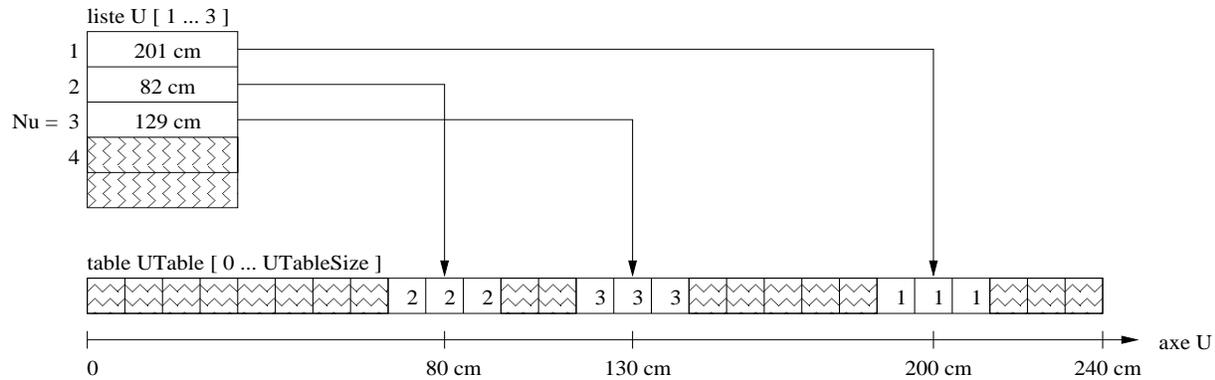


FIG. 5.3 – Illustration de la mémoire associative  $U\text{Table}[]$  en relation avec la liste des coordonnées  $U[]$ .

de gauche. Une coordonnée de la liste initiale sera toujours dans la case centrale d'un triplet de cases. Les coordonnées  $U$  calculées pour tester l'association de coordonnées tomberont éventuellement dans les cases voisines qui généreront également une association correcte.

### Initialisation et purge de $U\text{Table}$ et de $V\text{Table}$

Au cours de la phase d'initialisation du programme, la  $U\text{Table}$  et la  $V\text{Table}$  sont placées dans une configuration vide (initialisées à -1). Cette procédure longue (puisque les tables sont grandes) ne sera faite qu'au début du programme et n'en dégrade donc pas les performances temporelles.

En début du traitement de chaque événement, la liste des coordonnées  $U$  (et  $V$ ) est parcourue. La position dans  $U\text{Table}$  (resp.  $V\text{Table}$ ) est calculée à partir de  $U$  (resp.  $V$ ) et les marques sont portées dans les trois cases voisines. On mémorise dans des listes auxiliaires qu'on a sur-écrit cet endroit de  $U\text{Table}$  (resp.  $V\text{Table}$ ) pour permettre d'effacer la table en fin de traitement d'événement, sans avoir à la parcourir entièrement.

A la fin du traitement de l'événement, après avoir émis la réponse, et par conséquent hors section critique temporelle, les adresses des emplacements modifiés sont extraites de ces listes et ré-initialisées à -1, laissant ainsi les Tables  $U$  et  $V$  dans la configuration vide initiale.

### Boucle principale de l'algorithme

On parcourt les listes de coordonnées  $X$  dans une première boucle et celle de  $Y$  dans une seconde boucle imbriquée. La marque dans  $U\text{Table}$  est calculée. On teste ensuite si une coordonnée  $U$  a été portée dans la  $U\text{Table}$  lors de la phase d'initialisation précédemment décrite.

Si oui, on mémorise dans une liste que cette coordonnée  $U$  a déjà été utilisée, on s'en servira lors du traitement des inefficacités. Si non, on teste si une association correcte a été produite avec les coordonnées  $V$ , auquel cas la suite du traitement est la même que pour le cas précédent : le point  $(X, Y)$  est accepté. La coordonnée  $Y$  utilisée est effacée de la liste  $Y$  pour ne pas la réutiliser dans une association ultérieure ( $X$  n'est pas non plus réutilisé).

Si aucune association  $U$  et  $V$  n'a du succès, et que tous les  $Y$  ont été combinés avec le  $X$  courant, il faudra garder ce  $X$  pour plus tard dans la phase de traitement des inefficacités. Pour cela ce  $X$  est recopié en début de liste  $X$ , en écrasant des coordonnées  $X$  ayant déjà produit une association correcte.

On remarque que lors de ce traitement aucun des  $X$  ni aucun des  $Y$  ayant déjà été pris ne pourra être utilisé une deuxième fois. Par contre un  $U$  ou un  $V$  peut être utilisé plusieurs fois de suite pour tester une association. Ceci est justifié par le fait que les tables  $U\text{Table}$  et  $V\text{Table}$  ont une granularité, et que

deux coups proches en U ou V vont être marqués une seule fois dans ces tables. En n'autorisant pas une utilisation multiple de U ou V, on introduirait une inefficacité dans l'algorithme. On préfère créer de temps en temps des impacts fantômes.

### Traitement des coordonnées X ou Y inefficaces

Ici on combine les coordonnées X non encore utilisées avec les coordonnées U restantes pour calculer V et vérifier si une association peut se faire. Ensuite on essaie les Y non encore utilisés avec les U restants pour calculer V et tester l'association.

Au lieu de se soucier d'associer d'abord tous les X restants, puis tous les Y restants, on aurait pu imaginer une seule boucle U contenant les boucles X et Y. Cependant dans ce cas toute cette boucle aurait été parcourue au moins une fois. Si l'on considère que les inefficacités sont rares, l'algorithme choisi est favorable. Très souvent on n'entrera même pas dans la première boucle (X ou Y), puisque tout simplement il ne reste pas de coordonnées. Dans ce cas les boucles U à l'intérieur de la boucle X ou Y ne seront pas du tout parcourues, et on y gagne en temps.

### Définition des repères locaux des chambres

La figure 5.4 présente la définition des grandeurs utiles pour dimensionner les chambres. L'envergure d'une chambre est  $Range = 239.5 \text{ cm}$ . De part sa forme hexagonale, la largeur d'un côté de chambre est  $Side = Range(\sqrt{2} - 1)$ .

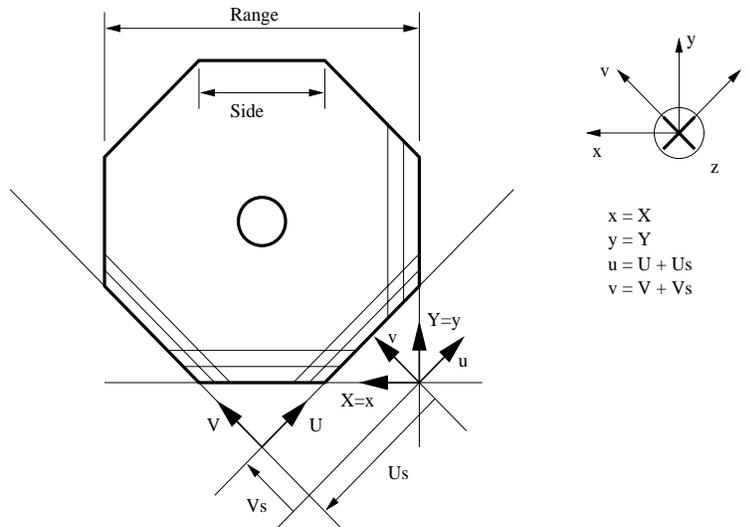


FIG. 5.4 – Précisions sur les grandeurs mises en jeu pour définir les tailles des Tables U et V et les variables de l'algorithme XYUV.

Les coordonnées en entrée de l'algorithme sont toutes référencées par rapport aux fils de numéro le plus petit (les premiers fils ont été esquissés sur la figure pour chaque vue). Notons  $X, Y, U, V$  les coordonnées brutes obtenues en entrée dans les listes  $X[], Y[], U[]$  et  $V[]$ . L'origine des coordonnées n'étant pas la même pour les repères  $(X, Y)$  et  $(V, U)$ , le vecteur  $(V_s, U_s)$  définit la translation pour passer de l'origine du premier à celle du deuxième. D'après la figure, les valeurs des translations sont  $V_s = Side/2 = Range(\sqrt{2} - 1)/2$  et  $U_s = -Range/2$ .

Notons  $x, y, u, v$  les coordonnées par rapport au repère  $(X, Y)$  :

$$x = X, \quad y = Y, \quad u = U + U_s, \quad v = V + V_s.$$

De plus  $(v, u)$  est tourné de  $+45^\circ$  par rapport à  $(x, y)$ , donc:

$$v = (x + y)/\sqrt{2}, \quad u = (-x + y)/\sqrt{2}.$$

### Les coordonnées de l'impact dans le repère local de la chambre

Le point reconstruit a comme coordonnées  $x$  et  $y$  dans le repère de la chambre. Dans la boucle principale, ces coordonnées sont directement  $X$  et  $Y$ , valeurs prises parmi les coordonnées des listes d'entrée:

$$x = X, \quad y = Y.$$

Dans la boucle d'inefficacité de  $Y$ , on dispose de  $X$  et  $U$ , et on calcule:

$$x = X, \quad y = X + \sqrt{2}(U + Us).$$

Dans la boucle des inefficacités de  $X$ , on a  $Y$  et  $U$ :

$$x = Y - \sqrt{2}(U + Us), \quad y = Y.$$

### Accès aux tables UTable et VTable

Lors du remplissage des Tables U et V on effectue le calcul suivant pour obtenir l'emplacement de la marque à poser sur les axes U et V:

$$Umark = (\sqrt{2}(U + Us) + Uoff)/Bin.$$

$$Vmark = (\sqrt{2}(V + Vs) + Voff)/Bin.$$

$Uoff$  et  $Voff$  sont des offsets à déterminer ultérieurement qui correspondent à une translation dans la Table.  $Bin$  est le pas de discrétisation de l'axe U ou V.

Lors de l'accès aux tables dans la boucle principale on calcule l'emplacement de la marque à partir de  $X$  et  $Y$ :

$$Umark = (-X + Y + Uoff)/Bin.$$

$$Vmark = (X + Y + Voff)/Bin.$$

Dans les boucles d'inefficacité on calcule l'emplacement de la marque V seulement, à partir de  $X$  et  $U$  ou  $Y$  et  $U$ :

$$Vmark = (2X + \sqrt{2}(U + Us) + Voff)/Bin.$$

$$Vmark = (2Y - \sqrt{2}(U + Us) + Voff)/Bin.$$

### Dimensions des tables UTable et VTable

Les dimensions des tables  $UTable[0..UTableSize]$  et  $VTable[0..VTablesSize]$ , ainsi que les valeurs des offsets  $Uoff$  et  $Voff$  sont calculées de telle sorte qu'aucun débordement des tables ne peut intervenir lors de leur utilisation pour les différentes combinaison de coordonnées envisageables:

$Us = -Range/2$	$Vs = Range(\sqrt{2} - 1)/2$
$Uoff = Range + 1$	$Voff = Range\sqrt{2}/2 + 1$
$UTableSize = 2Range/Bin + 2$	$VTableSize = Range(2 + \sqrt{2})/Bin + 2$

### Choix du pas de discrétisation des Tables U et V

La précision sur les temps de dérive disponible en ligne étant de  $25/4 \text{ ns}$ , ce qui correspond à une résolution spatiale de  $\sigma = 500 \mu\text{m}$  environ, un pas de discrétisation  $Bin = 3 \text{ mm}$  nous suffit pour la précision d'association des coordonnées dans l'algorithme envisagé. Cette valeur est obtenue en autorisant une erreur de  $3\sigma$  des deux côtés de la valeur centrale d'une coordonnée. Des études de simulation Monte Carlo confirment que l'inefficacité de l'algorithme devient minimale avec cette valeur.

### Repère global du spectromètre et alignement des points produits

Les positions  $(x, y)$  des impacts reconstruits dans la chambre par l'algorithme sont locales à chaque chambre. Dans la suite de la reconstruction, les positions spatiales des impacts dans les chambres 1,2 et 4 vont être utilisées ensemble et il est donc judicieux de les exprimer par rapport à un repère commun. Un alignement relatif des chambres est par conséquent nécessaire.

Définissons donc un repère global pour le spectromètre. L'axe Z est l'axe de l'expérience (défini par l'axe du faisceau  $K_L$ ). L'axe Y est l'axe du champ magnétique de l'aimant, vertical. L'axe X est orthogonal aux deux autres, (X,Y,Z) étant direct. Pour l'algorithme du déclenchement, on peut considérer que les chambres sont orthogonales à Z. La position en Z des chambres est connue. Par conséquent, les chambres peuvent encore être translatées selon X ou Y, et tournées les unes par rapport aux autres autour de Z.

On définit ainsi des coefficients de passage des coordonnées  $(x, y)$  locales à chaque chambre 1,2 ou 4 aux coordonnées  $(x_g, y_g)$  globales. Pour chaque chambre, on introduit ainsi l'angle  $\theta$  de la rotation autour de Z à appliquer à une chambre (en son centre) pour l'aligner avec le référentiel global. On définit ensuite les translations  $\Delta_x$  et  $\Delta_y$  à appliquer aux points de la chambre pour les positionner correctement dans le référentiel global. Ainsi :

$$x_g = x \cos \theta + y \sin \theta + \delta_x$$

$$y_g = -x \sin \theta + y \cos \theta + \delta_y$$

Comme la rotation d'angle  $\theta$  doit se faire autour du centre de la chambre, alors que les points  $(x, y)$  ont leur origine en un coin de la chambre, il faut appliquer une translation corrective de sorte que :

$$\delta_x = \Delta_x + Range.(1 - \cos \theta) - Range. \sin \theta$$

$$\delta_y = \Delta_y + Range. \sin \theta + Range.(1 - \cos \theta)$$

L'angle  $\theta$  étant petit, seuls les termes en  $\sin$  de ces deux dernières expressions sont significatifs.

Le tableau suivant [71] précise les constantes d'alignement utilisées pour les données de 1995 (déterminées à l'aide de traces droites en faisceau  $K_L$ ,  $K_S$  et  $\mu$ ). Pour les translations  $\Delta$ , le premier terme représente le déplacement nominal de la chambre par rapport à l'axe Z, nécessaire pour placer les chambres sur la bissectrice des faisceaux  $K_L$  et  $K_S$ . Le second terme désigne la correction à apporter à la position nominale due aux erreurs de positionnement des chambres.

Chambre	$\theta [mrad]$	$\Delta_x [cm]$	$\Delta_y [cm]$
1	0.000	0.000+0.103	0.570+0.343
2	1.630	0.000-0.075	0.364+0.295
4	0.704	0.000+0.125	0.038+0.466

## 5.2.2 La combinatoire des paires de traces avant l'aimant

A ce stade de la reconstruction on dispose des points d'impact de toutes les particules dans les chambres 1, 2 et 4. Les deux premières chambres sont situées avant l'aimant. A priori tout segment de droite que l'on peut faire passer par un point de la chambre 1 et un point de la chambre 2 peut correspondre à une trace d'une particule chargée avant l'aimant. Pour trouver le vertex du Kaon, on s'intéresse à toutes ces traces droites qui traversent les chambres 1 et 2, situées avant l'aimant. Comme on voudrait sélectionner les désintégrations de Kaons en deux pions, il faut chercher simultanément deux traces.

On s'intéresse par conséquent à toute la combinatoire de paires de segments entre la chambre 1 et 2. En principe il suffit de parcourir cette combinatoire et de s'arrêter dès que l'on a trouvé une paire de traces dont l'intersection fournit un vertex satisfaisant (dont les qualités seront définies dans la 5.2.3 p.75). Par contre pour pouvoir rejeter des candidats qui n'ont pas de vertex satisfaisant on est obligé de parcourir la totalité de cette combinatoire pour prouver qu'aucune de ces combinaisons ne peut donner lieu à un vertex satisfaisant.

On comprend donc que le parcours de toute cette combinatoire est important et mérite d'être étudié en détail. De plus avec un nombre important de points dans les deux premières chambres, il risque d'être très coûteux en temps.

### Complexité de la combinatoire

Supposons que l'algorithme de reconstruction des impacts dans les chambres nous ait fourni une liste de  $N$  points  $S_N[1 \dots N]$  pour la chambre 1 et une liste de  $P$  points  $S_P[1 \dots P]$  pour la chambre 2.

On peut évaluer la complexité de la combinatoire de paires de segments, c'est-à-dire le nombre de combinaisons de paires de segments différents possibles.

Pour cela, on peut choisir un couple ordonné de points de la liste  $S_N$  (chambre 1), d'indices  $(i_1, i_2)$  avec  $i_1 > i_2$ , et un second couple ordonné de la liste  $S_P$  (chambre 2), d'indices  $(j_1, j_2)$  avec  $j_1 > j_2$ . Le nombre de ces couples s'évalue respectivement à  $N(N-1)/2$  et  $P(P-1)/2$ . On forme le segment 1 en joignant les premiers points des couples entre eux,  $[i_1, j_1]$ , et le segment 2 en joignant les seconds,  $[i_2, j_2]$ . Cependant ainsi on n'engendre que la moitié des paires de segments possibles, puisque le segment 1 ne se 'croisera' jamais avec le segment 2 : on produira par exemple comme segment 1 [2,2] et comme segment 2 [1,1] mais jamais [1,2] et [2,1]. Pour produire la totalité de la combinatoire il faut donc engendrer également la paire de segments 'croisés'  $[i_1, j_2]$  et  $[i_2, j_1]$ .

La complexité de la combinatoire des paires de segments se chiffre donc à :

$$C = \frac{N(N-1)P(P-1)}{2}$$

Cette combinatoire peut être engendrée à l'aide de quatre boucles imbriquées utilisant les variables  $i_1, i_2, j_1$  et  $j_2$ . Cependant la complexité quartique montre qu'une bonne partie du budget temporel disponible pour la reconstruction est utilisé dans le parcours de ces boucles. Comme tout le reste de l'algorithme repose sur l'utilisation des deux segments engendrés, un trop grand nombre de points  $S_N$  et  $S_P$  fait exploser le budget temporel qui reste au processeur avant de répondre.

### Partition naturelle de la combinatoire en BlocsNP

L'algorithme de production des points d'impact  $S_N$  et  $S_P$  prend un certain temps. On voudrait paralléliser l'ensemble de l'algorithme de reconstruction sur plusieurs processeurs de traitement du signal. Il serait alors judicieux de pouvoir débiter la combinatoire des paires de segments dès que les deux premiers points sont connus dans la chambre 1 et 2. Ensuite on serait prêt à recevoir le reste des points au fur et à mesure de leur arrivée depuis le processeur producteur de ces points, pour compléter la combinatoire restant à effectuer.

Regardons dans ce but la *figure 5.5* illustrant la combinatoire des paires de segments possibles entre les impacts de la chambre 1 et ceux de la chambre 2, pour resp.  $N=3$  et  $P=3$  impacts. Les 3 impacts de la chambre 1 sont symbolisés par des ronds dans la colonne de gauche, ceux de la chambre 2 dans la colonne de droite. Un segment depuis la colonne de gauche à la colonne de droite représente une trace entre ces impacts. Bien sûr deux segments sont tracés pour chaque combinaison.

J'ai classé logiquement en sous-ensembles, nommés BlocsNP, la combinatoire à engendrer. Le Bloc $2 \times 2$  comporte toute la combinatoire qui n'a besoin que des 2 premiers points dans la chambre 1 et 2. Les combinaisons du Bloc $3 \times 2$  ont besoin de 3 points pour la chambre 1, et 2 points pour la chambre 2; et ainsi de suite.

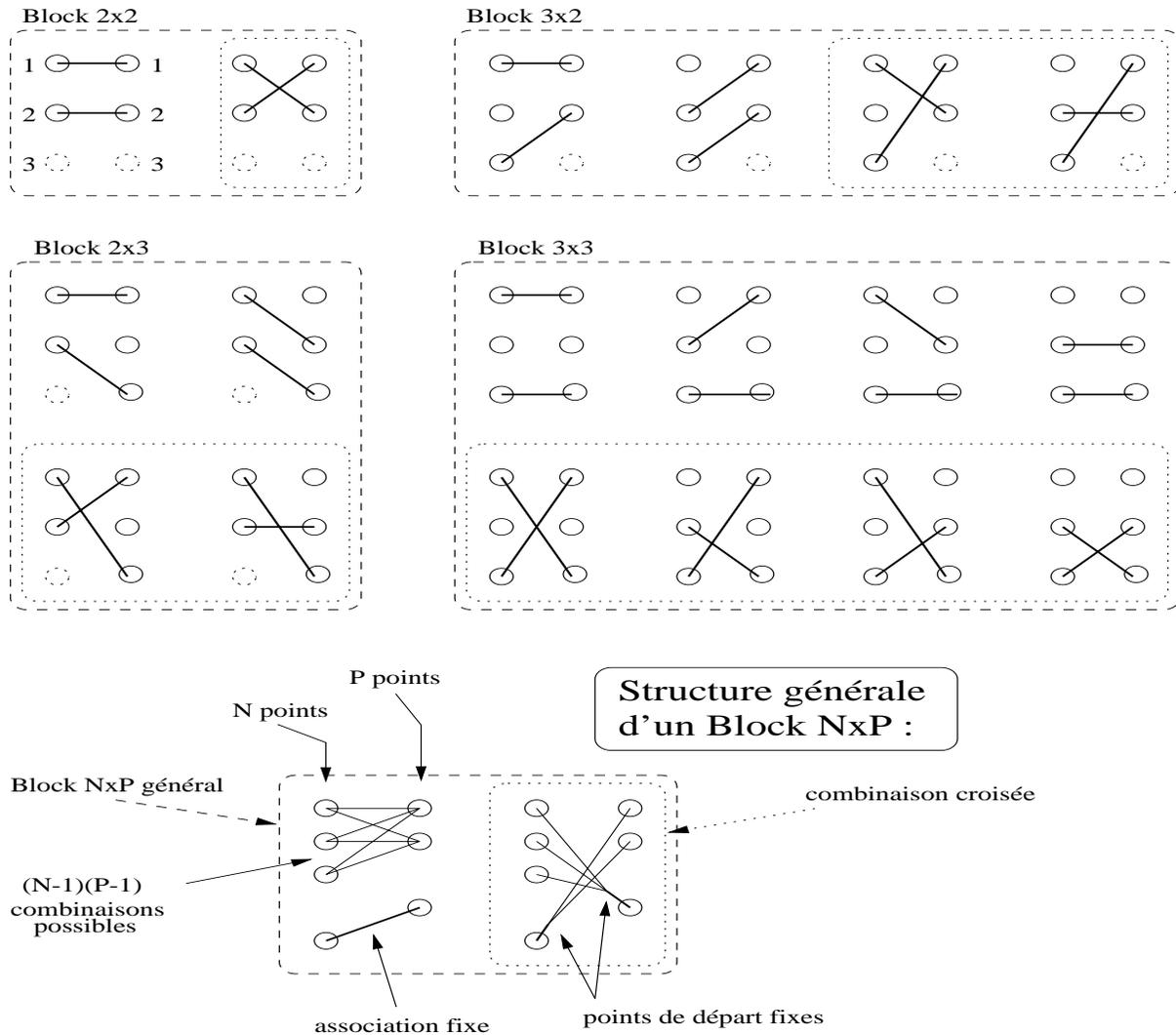


FIG. 5.5 – Illustration de la combinatoire de toutes les paires de segments pour 3 points dans la première chambre et 3 points dans la deuxième. Il s'en dégage une classification générale de la combinatoire en BlocsNP.

Il existe une relation entre les combinatoires à effectuer pour différents nombres de points. En effet la combinatoire pour  $N=n_1, P=p_1$  est incluse dans celle pour un  $N=n_2, P=p_2$ , si  $n_2 \geq n_1$  et  $p_2 \geq p_1$  : si la combinatoire totale à effectuer possède  $N=n_1, P=p_1$  points, il est possible de commencer cette combinatoire en n'ayant connaissance que de  $N=n_2, P=p_2$  de ces points.

Ainsi par exemple considérons le Bloc $2 \times 2$  illustré sur la *figure 5.5*. Il contient toutes les paires de segments que l'on peut former avec les deux premiers points de la chambre 1 et 2. Si la combinatoire totale comporte  $N=2, P=2$  points ce bloc constitue à lui seul toute la combinatoire à effectuer et les impacts schématisés en pointillé sont absents. Si la combinatoire totale comporte  $N=3, P=3$  points, alors même si les impacts schématisés en pointillé sont encore inconnus, on peut néanmoins débiter cette combinatoire en effectuant le Bloc $2 \times 2$ . Par conséquent, indépendamment de savoir combien de points il y a au total, cette partie de la combinatoire peut déjà être traitée dès que l'on a connaissance de  $N=2$  et  $P=2$  points.

Ajoutons maintenant un point, disons qu'on passe à  $N=3$  et  $P=2$ . Il suffit alors de compléter la combinatoire déjà effectuée pour  $N=2$  et  $P=2$  avec celle mentionnée dans le Bloc $3 \times 2$  de la *figure 5.5*. En effet ce bloc ne fait rien d'autre qu'utiliser le point supplémentaire  $N=3$ . Il engendre toute la combinatoire possible avec ce point à cette étape, sans répéter celle qui a été faite au préalable.

Lorsqu'on ajoute un autre point, par exemple  $P=3$ , on passe à  $N=3$  et  $P=3$ . Comme rien n'a encore été fait pour ce nouveau point, il est nécessaire de rattraper le travail schématisé dans le Bloc $2 \times 3$  d'abord, avant de terminer avec le Bloc $3 \times 3$ . Le Bloc $3 \times 3$  représente ici l'ajout nécessaire pour compléter les combinatoires pour  $N=2, P=3$  et  $N=3, P=2$  pour passer à  $N=3, P=3$ .

Dans cette approche on constate deux choses :

- La combinatoire totale se scinde en sous-ensembles disjoints, nommés BlocsNP, dont la réunion forme l'ensemble total de la combinatoire. On a donc trouvé une *partition* (au sens mathématique) de l'ensemble des paires de segments joignant les points de la chambre 1 à ceux de la chambre 2.

Notons  $(N, P)$  pour signifier que la chambre 1 comporte  $N$  points et la chambre 2 comporte  $P$  points (avec  $N \geq 2$  et  $P \geq 2$ ). Pour engendrer la combinatoire complète à  $(N, P)$  points, il suffit d'effectuer les combinatoires à  $(N-1, P)$  et à  $(N, P-1)$  points, et d'y adjoindre celle schématisée dans le BlocNP $_{(N, P)}$ . Cette formalisation récurrente peut être fondée en posant BlocNP $_{(1, P)} = \{\}$  et BlocNP $_{(N, 1)} = \{\}$  pour tout  $N$  et  $P$ , où  $\{\}$  désigne l'ensemble vide.

- Le contenu du BlocNP $_{(N, P)}$  générique est représenté au bas de la *figure 5.5*.

Il se compose à moitié de combinaisons pour lesquelles l'on garde fixe le segment qui lie le point  $N$  de la chambre 1 au point  $P$  de la chambre 2. Ainsi les points d'indices les plus hauts des deux listes d'impacts sont utilisés dans ce segment. L'autre segment varie et engendre toutes les combinaisons des autres points que  $N$  et  $P$  (d'indices strictement inférieurs). En tout on engendre ainsi  $(N - 1)(P - 1)$  combinaisons.

L'autre moitié, que j'appelle ensemble des combinaisons croisées se compose de deux segments 'croisés'. Pour le premier d'entre eux on garde fixe l'extrémité côté chambre 1 au point d'indice  $N$ , alors que l'autre extrémité parcourt tous les points de la chambre 2, sauf le dernier,  $P$ . Le deuxième segment a son extrémité côté chambre 2 fixée au point  $P$  et l'extrémité du côté chambre 1 varie en parcourant tous les points sauf  $N$ . On engendre ainsi  $(N - 1)(P - 1)$  combinaisons croisées.

En tout le BlocNP $_{(N, P)}$  se compose donc de  $2(N - 1)(P - 1)$  paires de segments.

### Utilisation algorithmique des BlocsNP

L'utilisation des BlocsNP dans l'algorithme de génération de la combinatoire est schématisée sur la *figure 5.6*. On dispose d'un tableau adressé par les indices  $N$  et  $P$ , nommé TableauNP. Pour engendrer la combinatoire complète à  $N$  et  $P$  points, il faut balayer dans ce tableau le rectangle dont les sommets sont  $(2, 2)$  et  $(N, P)$ .

Le contenu d'une case de ce tableau est appelé UBlocNP, la moitié 'non croisée' d'un BlocNP. Ce bloc contient donc  $(N - 1)(P - 1)$  combinaisons qui spécifient chacune une configuration de paires de

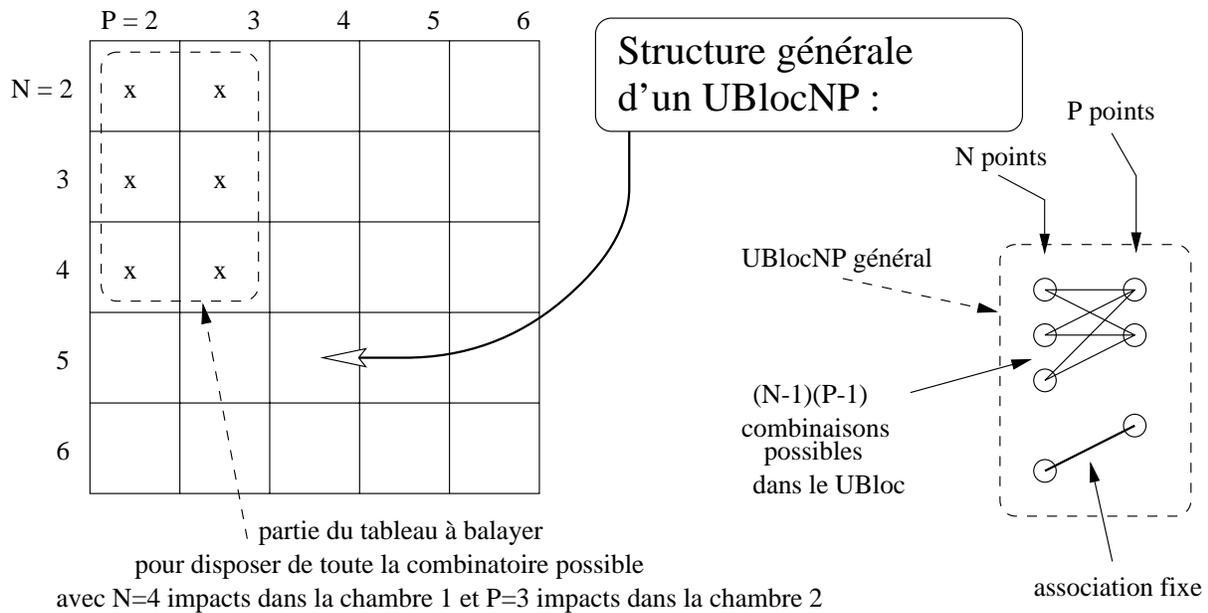


FIG. 5.6 – La combinatoire des paires de segments entre des impacts de la 1ère et 2nde chambre peut être scindée sous forme d’une partition. Elle peut être représentée sous forme d’un tableau dont les cases sont des UBlocsNP.

segments, par exemple sous la forme de quatre nombres  $\{(i_1, j_1); (i_2, j_2)\}$ . Pour former les paires de segments réels avec les points dans l’espace il faudra avoir recours à une indirection supplémentaire, et faire accès aux tableaux de points  $S_N$  et  $S_P$ . Ainsi les segments à utiliser sont  $(S_N[i_1], S_P[j_1])$  et  $(S_N[i_2], S_P[j_2])$ .

Bien sûr, pour chaque combinaison utilisée, il faut aussi prendre en compte sa combinaison croisée associée  $\{(i_1, j_2); (i_2, j_1)\}$ , qui n’est pas générée automatiquement par cette méthode.

Il existe une méthode de balayage du TableauNP au cours du temps qui tient compte de l’arrivée des points dans les listes  $S_N$  et  $S_P$ , comme le montre la figure 5.7. On débute avec la case (2,2) pour engendrer toute la combinatoire possible avec  $N=2$  et  $P=2$  points. Ensuite arrive un point supplémentaire pour la chambre 2,  $P=3$ , on calcule donc la case (2,3) et ainsi de suite, comme représenté. L’implémentation de cet algorithme sera décrit dans le paragraphe traitant du code des Processeurs d’Événement.

### 5.2.3 Le calcul du vertex de deux traces chargées

La paire de segments droits joignant deux points de la chambre 1 à deux points de la chambre 2 représente deux traces potentielles de pions chargés vus dans le spectromètre avant l’aimant.

Il faut maintenant étudier conjointement ces deux traces pour voir si elles sont issues d’un même point en avant du spectromètre dans la région fiducielle du détecteur. C’est l’étape appelée recherche du vertex de désintégration du kaon primaire en deux (ou plusieurs) particules chargées.

La figure 5.8 présente la méthode de recherche du vertex. Il s’agit de rechercher le point de meilleure approche des deux droites considérées. Ensuite une coupure sur la distance de meilleure approche de ces droites permet d’éliminer les combinaisons de paires de droites ne formant pas de vertex acceptable.

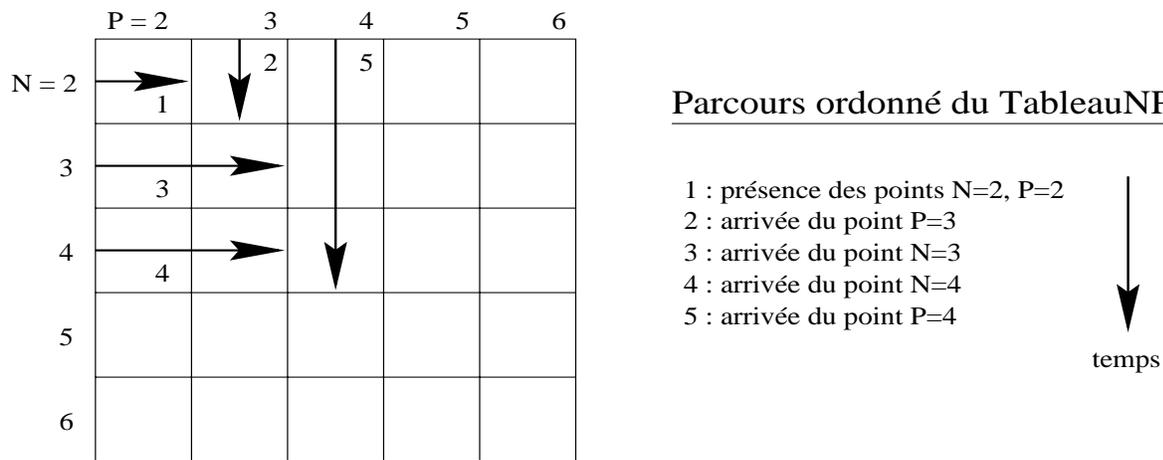


FIG. 5.7 – *Ordre temporel de parcours des BlocsNP sur un exemple d'arrivée des points depuis le constructeur des impacts de la chambre 1 (N) et 2 (P).*

### Définition d'un vertex acceptable

Un vertex est acceptable si

- la position en Z du vertex est comprise dans la région fiduciaire du détecteur, c'est-à-dire que  $z_{min} < z_V < z_{max}$ .
- la distance de meilleure approche des deux traces est limitée,  $d < d_{max}$ .

Les valeurs sont :  $z_{min}=121$  m,  $z_{max}=162.2$  m (depuis le centre de la cible  $K_L$ ), et  $d_{max}= 5$  cm.

### Principe de calcul de la position du vertex

Comment trouver la position du vertex ? Une approche standard serait de trouver la droite orthogonale à l'une et à l'autre des deux traces droites considérées (qui existe dès qu'elles sont non parallèles). De calculer ensuite les positions des deux points d'intersection de cette droite avec les deux traces. De calculer la position du milieu du segment qui joint ces deux points. La longueur de ce segment serait en même temps la distance de meilleure approche entre les deux traces.

Cette méthode a été implémentée, mais elle est longue. En gagnant du temps sur ce calcul, la combinatoire totale, coûteuse en temps par les multiples essais de calculs de vertex, s'en trouve fortement accélérée.

Par conséquent nous avons adopté une approximation. On considère que les traces de particules intéressantes, issues de désintégrations de Kaons, ont un angle très faible par rapport à l'axe Z. On peut alors admettre que la droite orthogonale aux deux traces se situe dans un plan vertical (orthogonal à Z).

Considérons alors un plan vertical (P), dont la position en Z peut être ajustée. Dans ce plan les deux traces considérées forment des points d'intersection  $I_1$  et  $I_2$ . La position Z du plan (P) est optimale quand la distance  $d$  entre  $I_1$  et  $I_2$  est minimale. Cette position Z est alors celle du vertex, et  $d$  est en même temps la distance de meilleure approche des deux traces.

### La position du vertex

Considérons les notations suivantes pour les quatre points d'impact dans les chambres:

- chambre 1 :  $N1(x_{N1}, y_{N1}, z_N)$ ,  $N2(x_{N2}, y_{N2}, z_N)$

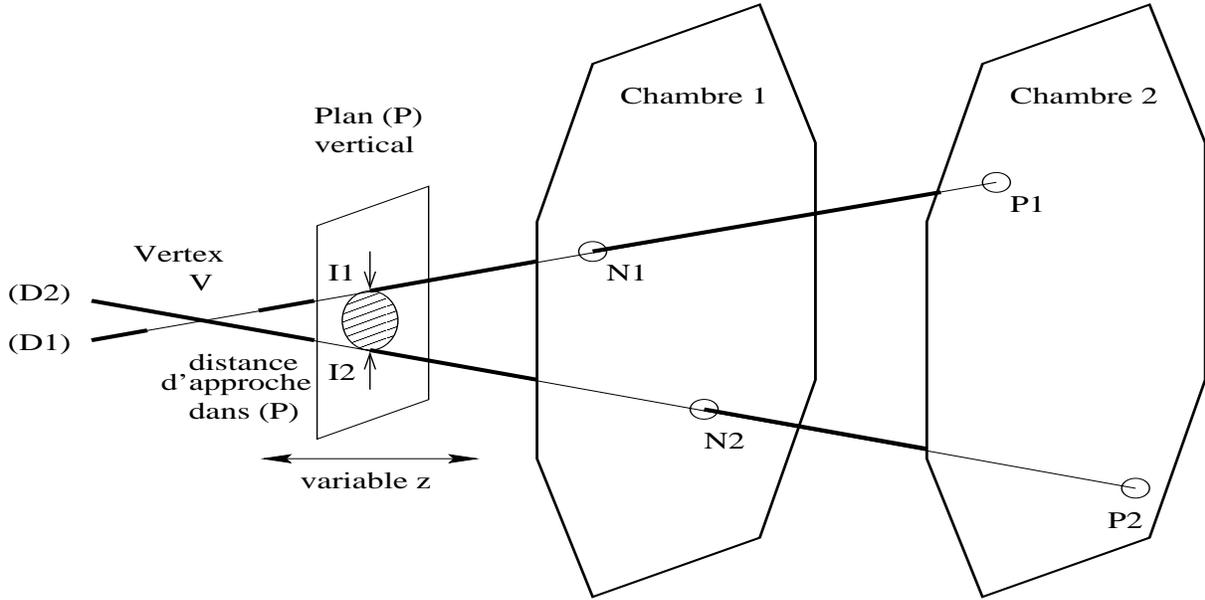


FIG. 5.8 – La recherche du point de désintégration, le vertex, se fait en minimisant la distance entre les deux segments dans un plan vertical.

– chambre 2 :  $P1(x_{P1}, y_{P1}, z_P)$ ,  $P2(x_{P2}, y_{P2}, z_P)$

En notant  $\Delta z = z - z_N$  la variable courante et  $\Delta Z = z_P - z_N$  la distance inter-chambres, les équations de droites des deux traces deviennent :

$$(D1) \begin{cases} x = x_{N1} + \Delta z(x_{P1} - x_{N1})/\Delta Z \\ y = y_{N1} + \Delta z(y_{P1} - y_{N1})/\Delta Z \\ z = z_N + \Delta z \end{cases} \quad (D2) \begin{cases} x = x_{N2} + \Delta z(x_{P2} - x_{N2})/\Delta Z \\ y = y_{N2} + \Delta z(y_{P2} - y_{N2})/\Delta Z \\ z = z_N + \Delta z \end{cases}$$

On coupe (D1) et (D2) par le plan vertical (P) de position  $z = z_N + \Delta z$  aux points  $I_1$  et  $I_2$ .  $z$  sera aussi position du vertex.  $\Delta z$  est ajusté pour minimiser la distance  $d$  entre les points  $I_1$  et  $I_2$ .

$$d^2 = \left[ (x_{N2} - x_{N1}) + \frac{\Delta z}{\Delta Z} \left( (x_{P2} - x_{N2}) - (x_{P1} - x_{N1}) \right) \right]^2 + \left[ (y_{N2} - y_{N1}) + \frac{\Delta z}{\Delta Z} \left( (y_{P2} - y_{N2}) - (y_{P1} - y_{N1}) \right) \right]^2$$

Le minimum de  $d^2$  est atteint lorsque  $\frac{\delta(d^2)}{\delta(\Delta z)} = 0$ , soit :

$$\boxed{\frac{\Delta z}{\Delta Z} = -\frac{A-B}{\Sigma^2}}$$

$$\text{où : } \begin{cases} A = (x_{N2} - x_{N1})(x_{P2} - x_{P1}) + (y_{N2} - y_{N1})(y_{P2} - y_{P1}) \\ B = (x_{N2} - x_{N1})^2 + (y_{N2} - y_{N1})^2 \\ C = (x_{P2} - x_{P1})^2 + (y_{P2} - y_{P1})^2 \\ \Sigma^2 = \left[ (x_{P2} - x_{N2}) - (x_{P1} - x_{N1}) \right]^2 + \left[ (y_{P2} - y_{N2}) - (y_{P1} - y_{N1}) \right]^2 \\ = B + C - 2A \end{cases}$$

### Validité du vertex et rejet de la combinaison croisée

Pour que le vertex soit valable, il doit se situer en amont de la chambre 1, c'est-à-dire  $\Delta z < 0$ . Cette condition est équivalente à  $A - B > 0$ , soit encore à  $A > B \geq 0$  (notons que B est toujours positif).

Par conséquent, si  $A \leq 0$ , la paire de segments considérée, à savoir  $[N_1, P_1]$  et  $[N_2, P_2]$  ne peut en aucun cas fournir de vertex situé dans la région acceptable avant la chambre 1. Cette combinaison peut donc être rejetée d'emblée en n'évaluant rien d'autre que le signe de la quantité  $A$ .

Restons toujours dans cette hypothèse. La paire de segments présentée en entrée a été rejetée après calcul de  $A$ . Il faut alors évaluer la combinaison croisée associée, puisque l'algorithme de génération de la combinatoire retenue ne produit que le sous-ensemble 'non croisé' de la combinatoire. Cette combinaison est  $[N_1, P_2]$  et  $[N_2, P_1]$ . Elle est obtenue à partir de la précédente en interchangeant les points  $P_1$  et  $P_2$ . Si on s'intéresse aux transformations subies par les quantités introduites, on s'aperçoit d'une belle symétrie. La grandeur  $A$  est remplacée par son opposée lorsqu'on passe d'une combinaison de paires de segments à sa combinaison croisée associée, les grandeurs  $B$  et  $C$  restent inchangées :

$P_1 \longleftrightarrow P_2$	$A \longleftrightarrow -A$	anti-invariant
$x_{P_1} \longleftrightarrow x_{P_2}$	$B \longleftrightarrow B$	invariant
$y_{P_1} \longleftrightarrow y_{P_2}$	$C \longleftrightarrow C$	invariant

Résumons. En entrée de l'algorithme d'évaluation du vertex est présentée une combinaison de paires de segments. Si elle produit un vertex valide, sa combinaison croisée associée ne peut en aucun cas produire de vertex valide. Le critère qui décide s'il faut considérer une combinaison ou sa croisée est le test du signe de la quantité  $A$ .

### La distance de meilleure approche

En analysant la formule du carré de la distance d'approche  $d^2$  entre les droites ( $D1$ ) et ( $D2$ ) en fonction de  $z$ , on peut vérifier que  $d^2 = \left(\frac{\Delta z}{\Delta Z}\right)^2 \Sigma^2 + 2\frac{\Delta z}{\Delta Z}(A - B) + B$  ; soit encore :

$$d^2 = B + (A - B)\frac{\Delta z}{\Delta Z}$$

### Grandeurs nécessaires pour le calcul de la masse invariante

Comme nous allons le voir dans la suite, pour pouvoir évaluer la masse invariante de l'événement on a besoin de quelques grandeurs que l'on peut déjà connaître à ce stade des calculs. En effet, après avoir connaissance de la paire de segments de droites donnant un bon vertex à l'avant de l'aimant :

- On peut extrapoler ces segments de droites derrière l'aimant dans le plan de la chambre 4. On obtient ainsi les deux points mentionnés par  $X_1$  et  $X_2$  sur la *figure 5.2*. Ces points permettront ensuite de calculer les déviations des trajectoires des particules associées dans le champ de l'aimant et de déterminer ainsi leur impulsion.
- On peut calculer aussi l'angle d'ouverture  $\Theta$  des deux droites. On a en fait besoin du carré  $\Theta^2$ .
- La grandeur  $A - B$  permettant d'évaluer la position du vertex est nécessaire pour pouvoir calculer la durée de vie du Kaon lors de sa désintégration.

Les coordonnées du point  $X_1$  (resp.  $X_2$ ) sont obtenues en remplaçant dans l'équation de droite ( $D1$ ) (resp. ( $D2$ ))  $\Delta z$  par la quantité  $\Delta z = z_M - z_N$  où  $z_M$  est la position en  $z$  de la chambre 4 et  $z_N$  celle de la chambre 1.

L'angle d'ouverture des deux droites ( $D1$ ) et ( $D2$ ) peut être calculé par l'approximation des petits angles. Les projections des droites ( $D1$ ) et ( $D2$ ) dans le plan horizontal X (resp. vertical Y) forment alors l'angle  $\Theta_X$  (resp.  $\Theta_Y$ ):

$$\Theta_X = (x_{P1} - x_{P2}) - (x_{N1} - x_{N2}) / \Delta Z$$

$$\Theta_Y = (y_{P1} - y_{P2}) - (y_{N1} - y_{N2}) / \Delta Z$$

Le carré de l'angle d'ouverture des droites ( $D1$ ) et ( $D2$ ) s'évalue à:  $\Theta^2 = (\Theta_X)^2 + (\Theta_Y)^2$ , soit:

$$\Theta^2 = \frac{\Sigma^2}{(\Delta Z)^2}$$

### Remarque

Dans cet algorithme il faut noter que les seules opérations utilisées sont l'addition et la multiplication, effectuées en un cycle de processeur de traitement du signal (DSP). Une division par contre est une opération très coûteuse en temps. Les divisions qui pourraient apparaître dans la présentation de cet algorithme sont en fait des divisions par des constantes, que le compilateur prend garde à transformer en des multiplications par leur inverse. La seule division réellement nécessaire est celle qui conduit à la position  $z_V$  du vertex. Cependant cette quantité ne nous intéresse pas directement. En effet on veut simplement comparer  $z_V$  aux valeurs limites  $z_{min}$  et  $z_{max}$ . Il est donc possible de remonter le dénominateur  $\Sigma^2$  intervenant dans le calcul de  $z_V$  de l'autre côté des signes de comparaison pour n'effectuer que des additions ou des multiplications.

### 5.2.4 Masse invariante des deux traces dans l'hypothèse $\pi^+ \pi^-$

Le système de déclenchement chargé de NA48 présente la particularité de calculer en ligne une quantité physique telle que la masse invariante des deux traces dans l'hypothèse où l'événement à évaluer est  $K \rightarrow \pi^+ \pi^-$ . Le temps de réponse limité de  $100 \mu s$  impose l'emploi d'approximations.

#### Modélisation du champ magnétique par un 'Kick' moyen

Considérons une particule chargée traversant une région de l'espace de largeur  $l$  dans laquelle règne un champ magnétique dipolaire constant  $\vec{B}$ , comme le montre la partie gauche de la *figure 5.9*.

Entrée avec une impulsion  $\vec{p}$ , la particule ressort de la région de champ magnétique avec l'impulsion  $\vec{p}'$ . La particule subit une déviation lors de sa rencontre avec la lentille magnétique que l'on peut caractériser par le 'Kick':

$$\vec{p}'_A = \vec{p}' - \vec{p}, \quad p_A = 2 p \left| \sin \frac{\Theta}{2} \right|.$$

Une approximation au premier ordre conduit à:

$$2 \sin \frac{\Theta}{2} \simeq \Theta \simeq \sin \Theta.$$

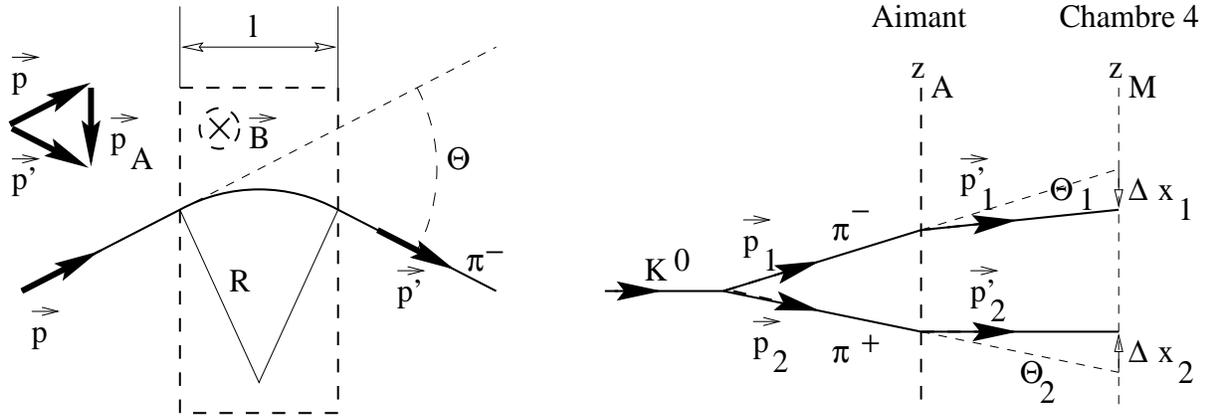


FIG. 5.9 – Particule chargée dans un champ magnétique dipolaire idéal. Désintégration d'un Kaon neutre en deux pions chargés, défléchis par l'aimant. Précision des variables utilisées.

$$p_A \simeq p |\Theta| \simeq p \frac{l}{R} \simeq qBl.$$

La déviation introduite par l'aimant est en première approximation orthogonale à la direction initiale de la particule. Il s'agit de plus d'une impulsion constante, dépendant uniquement des paramètres définissant la région de champ magnétique  $\vec{B}$  et  $l$ , mais pas de l'impulsion de la particule incidente.

L'approximation au second ordre permet de préciser la dépendance en fonction de l'impulsion  $p$  de la particule :

$$p_A \simeq qBl \left( 1 + \frac{(qBl)^2}{8p^2} \right).$$

La déviation donnée par l'aimant de NA48 est d'environ  $p_A \equiv 250 \text{ MeV}/c$ . L'erreur commise en utilisant l'approximation du premier ordre  $p_A \simeq qBl$  est inférieure à 1% dès que les impulsions  $p$  des particules sont supérieures à  $1 \text{ GeV}/c$ , ce qui est suffisant, puisque les impulsions des particules prises en compte dans l'expérience sont largement supérieures à cette valeur.

### Impulsions des produits de désintégration dans l'hypothèse d'un 'Kick' constant de l'aimant

L'hypothèse pour le calcul de la masse invariante de la particule désintégrée est qu'elle crée deux pions chargés  $\pi^+$  et  $\pi^-$  d'impulsions  $\vec{p}_1$  et  $\vec{p}_2$ . La partie droite de la figure 5.9 précise la topologie de l'événement dans le plan orthogonal au champ magnétique  $\vec{B}$  de l'aimant (le plan horizontal XZ).

Chaque pion chargé  $i = 1$  ou  $i = 2$  subit une déviation d'angle  $\Theta_i$  dans ce plan XZ à cause du champ magnétique. Le point d'impact  $M_i$  de la trajectoire du pion  $i$  dans la chambre 4 se trouve par conséquent dévié du point  $X_i$  obtenu après extrapolation de la droite joignant les deux impacts  $N_i$  et  $P_i$  des chambres 1 et 2. Comme le champ magnétique est vertical, le point  $X_i$  doit se situer à la même ordonnée que  $M_i$  ( $y_{X_i} = y_{M_i}$ ), et la déviation ne doit être visible qu'en  $x$ . Définissons par conséquent  $\Delta x_i = x_{M_i} - x_{X_i}$ .

L'angle  $\Theta_i$  de la déviation subie par le pion  $i$  est donné par  $\Theta_i \simeq \Delta x_i / (z_M - z_A)$ , où  $z_M$  est la position de la chambre 4, et  $z_A$  la position de l'aimant, d'où :

$$p'_i = p_i \simeq p_A / |\Theta_i| \simeq p_A (z_M - z_A) / |\Delta x_i|.$$

### Masse invariante dans l'hypothèse $\pi^+\pi^-$

Le carré de la masse invariante des deux corps de désintégration  $i = 1$  et  $i = 2$  se calcule à l'aide des

quadri-vecteurs impulsion de ces particules:

$$m^2 = (\underline{p}_1 + \underline{p}_2)^2 = (\underline{p}_1)^2 + (\underline{p}_2)^2 + 2(E_1 E_2 - \vec{p}_1 \cdot \vec{p}_2). \quad (5.1)$$

Comme on fait l'hypothèse que les deux corps de désintégration sont des pions chargés, les deux premiers termes s'évaluent à  $2m_\pi^2$ . De plus l'énergie  $E_i$  d'un pion s'écrit  $E_i = \sqrt{p_i^2 + m_\pi^2} = p_i \sqrt{1 + m_\pi^2/p_i^2}$ . Dès que ce pion est relativiste, cette énergie peut être approchée au deuxième ordre par :

$$E_i \simeq p_i \left( 1 + \frac{m_\pi^2}{2p_i^2} \right).$$

Soit  $\Theta$  l'angle d'ouverture des deux traces au vertex. En négligeant les termes petits devant  $m_\pi^2$ , le carré de la masse invariante des corps de désintégration s'évalue alors à :

$$m^2 \simeq 2m_\pi^2 + 2p_1 p_2 (1 - \cos \Theta) + m_\pi^2 \left( \frac{p_1}{p_2} + \frac{p_2}{p_1} \right) \quad (5.2)$$

Dans l'hypothèse des faibles angles ( $1 - \cos \Theta \simeq \Theta^2/2$ ), et en remplaçant  $p_i$  par son expression en fonction des déviations on a :

$$m^2 \simeq 2m_\pi^2 + \frac{p_A^2 (z_M - z_A)^2}{|\Delta x_1 \Delta x_2|} \Theta^2 + m_\pi^2 \left( \left| \frac{\Delta x_2}{\Delta x_1} \right| + \left| \frac{\Delta x_1}{\Delta x_2} \right| \right) \quad (5.3)$$

L'expression du carré de la masse invariante  $\pi^+ \pi^-$  de l'événement est :

$$m^2 \simeq \frac{1}{|\Delta x_1 \Delta x_2|} \left[ K_2 \Theta^2 + K_1 \left( |\Delta x_1| + |\Delta x_2| \right)^2 \right] \quad (5.4)$$

Avec les constantes suivantes :  $\begin{cases} K_2 = p_A^2 (z_M - z_A)^2 \\ K_1 = m_\pi^2 \end{cases}$ .

Les déviations  $\Delta x_1$  et  $\Delta x_2$  ont des signes opposés s'il s'agit de particules de charges opposées. Une bonne façon de tenir compte automatiquement des charges des particules se fait donc en évaluant le carré de la masse invariante comme suit :

$$m^2 \simeq -\frac{1}{\Delta x_1 \Delta x_2} \left[ K_2 \Theta^2 + K_1 \left( \Delta x_1 - \Delta x_2 \right)^2 \right] \quad (5.5)$$

Ainsi, lorsque les charges des particules sont de même signe, la masse obtenue après calcul ne sera pas celle d'un Kaon neutre, et l'événement ne sera pas accepté.

### Coupure sur la valeur de la masse calculée

L'événement est accepté si la masse invariante reconstruite dans l'hypothèse  $X \rightarrow \pi^+ \pi^-$  est compatible avec celle d'un  $K^0$  ( $X = K^0$  dans ce cas), et rejeté sinon. La coupure utilisée est ajustée lors des premières prises de données. Elle équivaut typiquement à une coupure à  $\pm 10\%$  autour de la masse du  $K^0$ .

Comme l'extraction d'une racine carrée est évitée dans un programme critique en temps, la sélection des événements de bonne masse ne se fait pas selon le critère:

$$m_K - \delta_m < m < m_K + \delta_m.$$

Cette inégalité élevée au carré devient:

$$m_K^2 - 2\delta_m m_K + \delta_m^2 < m^2 < m_K^2 + 2\delta_m m_K + \delta_m^2.$$

Le terme  $\delta_m$  étant de l'ordre de 5%  $m_K$ , on néglige dans cette inégalité les termes  $\delta_m^2$ , de l'ordre de 0.25%  $m_K^2$  seulement. Par conséquent le domaine de coupure n'est pas symétrique autour de  $m_K$ , mais autour de  $m_K^2$ . La coupure peut se résumer à la simple comparaison :

$$|m^2 - m_K^2| < \Delta m_{max}^2 = 2\delta_m m_K.$$

En éliminant toutes divisions, la condition que doit vérifier l'événement pour être accepté par la coupure sur la masse invariante reconstruite du Kaon se résume donc à :

$$\left| K_2 \Theta^2 + K_1 \left( \Delta x_1 - \Delta x_2 \right)^2 + m_K^2 \Delta x_1 \Delta x_2 \right| < \Delta m_{max}^2 \left| \Delta x_1 \Delta x_2 \right|.$$

### La combinatoire dans l'algorithme d'évaluation de la masse

Intéressons-nous maintenant à l'algorithme de calcul de la masse, tel qu'il est appliqué au sein des Processeurs d'Événement.

Nous disposons déjà d'un certain nombre d'informations, disponibles en sortie de l'algorithme de calcul du vertex, tel qu'il a été présenté ci-dessus (angle d'ouverture au vertex, et position des deux points extrapolés dans la chambre 4). De plus nous disposons à la suite de l'algorithme XYUV des impacts de toutes les traces dans la chambre 4. Il nous faut maintenant associer ces impacts aux informations disponibles sur les traces des deux particules retenues avant l'aimant.

Comme on ne connaît rien *a priori* sur les déviations subies par ces deux particules dans le champ magnétique, on doit considérer que tout impact  $M$  reconstruit dans la chambre 4 peut être celui de l'une ou l'autre des particules.

Cette combinatoire peut être, elle aussi, coûteuse en temps. Pour la réduire, on peut se rappeler que le champ magnétique de l'aimant est vertical, et que la déviation se fait donc dans le plan horizontal XZ. Ainsi les seuls impacts  $M$  à prendre en compte sont ceux situés aux ordonnées des deux points  $X_i$  issus de l'extrapolation droite des traces avant l'aimant dans la chambre 4 (*figure 5.10*).

L'algorithme de calcul de masse consiste donc d'abord à faire le tri de tous les impacts dans la chambre 4, en les parcourant successivement. Lorsque l'impact se situe dans la bande horizontale  $B_1$  de largeur  $2\delta_{bande}$  ( $\delta_{bande} = 10 \text{ cm}$ ), centrée sur le point  $X_1$ , il est ajouté dans une première liste  $L_1$ . Lorsque l'impact se situe dans une bande  $B_2$  similaire centrée sur  $X_2$ , il est ajouté à la liste  $L_2$ .

Ensuite débute la combinatoire pour évaluer la masse invariante. Dans une première boucle, tous les impacts de la liste  $L_1$  sont utilisés. Pour chacun la déviation  $\Delta x_1$  est calculée. Une seconde boucle imbriquée parcourt la liste  $L_2$ . La déviation  $\Delta x_2$  est pareillement calculée. A partir de ce moment, il est possible d'évaluer la masse invariante de la combinaison et de décider s'il faut accepter l'événement (dans le cas où elle est valide), ou bien continuer la suite de la combinatoire (dans le cas contraire).

Si aucune masse acceptable n'a été trouvée dans l'ensemble de la combinatoire, l'événement sera rejeté. Comme déjà pour la combinatoire des paires de segments susceptibles de fournir un bon vertex, il est à noter qu'ici aussi le rejet de l'événement ne peut se faire que lorsque la totalité de la combinatoire a été parcourue. L'acceptation d'un candidat est donc une procédure statistiquement plus rapide que son rejet.

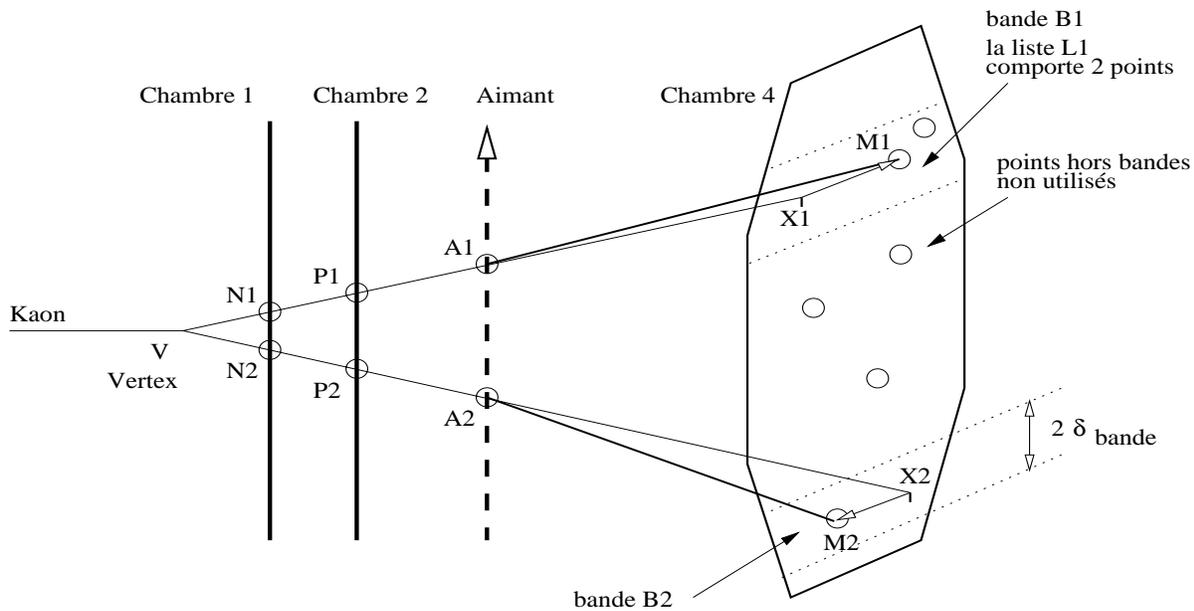


FIG. 5.10 – Combinatoire des impacts de la chambre 4. Seules les deux bandes horizontales B1 et B2 contiennent des impacts susceptibles d'être associés aux deux traces droites sélectionnées avant l'aimant.

### 5.2.5 Extensions et autres coupures physiques possibles

Au sein des deux boucles imbriquées précédentes, à la suite de la coupure sur la masse invariante, il est possible de rajouter des coupures physiques supplémentaires. On peut en imaginer différentes, dont le but serait d'améliorer la sélectivité du système de déclenchement chargé, en rejetant encore mieux les bruits de fond physiques.

La coupure sur la masse permet déjà une bonne réjection du bruit de fond physique. Compte tenu de la résolution obtenue, la totalité des processus  $K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$  et une bonne partie des  $K^0 \rightarrow \pi e \nu$  ( $Ke_3$ ) sont rejetés. Néanmoins une bonne partie des événements sélectionnés par la coupure en masse sont des  $Ke_3$ .

#### Coupure en impulsion transverse

Pour une sélection plus sévère, on pourrait ajouter alors une coupure sur l'impulsion transverse  $p_T$  de l'événement. Pour cela, on reconstruit la direction de vol du Kaon désintégré (droite qui relie la source ( $K_L$  ou  $K_S$ ) au vertex, point de concours des deux traces chargées). Ensuite on calcule l'impulsion totale des deux traces chargées. L'impulsion transverse de l'événement est la partie de cette impulsion totale qui est perpendiculaire à la direction de vol du Kaon initial. Dans le cas d'une désintégration en  $\pi^+ \pi^-$ , l'impulsion transverse sera proche de zéro. Elle sera en général non nulle dans le cas d'un  $Ke_3$  à cause du neutrino invisible.

L'impulsion transverse cependant est longue à calculer. Nous avons vu que l'on ne dispose pas du point spatial du vertex, nécessaire au calcul de la direction de vol. De plus le Kaon peut provenir des sources  $K_L$  ou  $K_S$ , utilisées simultanément dans NA48. Le calcul devrait donc être fait dans l'une et l'autre des hypothèses, ce qui pénaliserait les performances du L2C.

La source  $K_S$  est située à la verticale de la source  $K_L$ , par conséquent on pourrait imaginer une coupure en impulsion transverse horizontale seulement. Elle ne nécessite pas de faire d'hypothèse sur la source

utilisée. Seule la composante horizontale du vertex est nécessaire. De l'impulsion transverse  $\vec{p}_T$  n'est considérée que la composante horizontale  $p_{Tx}$ . Dans le cas d'un  $\pi^+\pi^-$ , elle serait nulle, comme  $p_T$  aussi. Pour les deux bruits de fond cités,  $p_{Tx}$  serait non nulle si l'impulsion manquante produite par la désintégration est dirigée dans le plan horizontal XZ.

Pour le moment nous n'avons pas retenu cette coupure. Des tests seront effectués lors de la prochaine prise de données.

### Coupure sur le centre de gravité de l'événement

Si le centre de gravité de l'événement est calculé au niveau de la chambre 4, toutes les informations sont disponibles. Il suffit de calculer la distance du milieu du segment  $[X_1, X_2]$  au centre de la chambre et de rejeter l'événement si cette distance est supérieure à une limite fixée.

Cette coupure risque cependant d'introduire un biais entre des désintégrations de  $K_L$  et de  $K_S$  à cause de la convergence des faisceaux, et nécessite d'être étudiée d'abord avec le programme de reconstruction avant d'être introduite au niveau du déclenchement.

### Coupure en durée de vie du Kaon

Nous avons appliqué ci-dessus une coupure en position  $z$  du vertex, pour ne garder que les événements qui tombent dans la région fiducielle du détecteur comprise entre  $z_{min}$  et  $z_{max}$ . Or, rappelons que les  $K_L$  ont une durée de vie  $\tau_L = (5.17 \pm 0.04) \times 10^{-8}$  s. A une impulsion de  $p = 100$  GeV/c, ceci correspond à un libre parcours moyen  $\lambda_L = 3.1$  km dans le référentiel du laboratoire.

La durée de vie des  $K_S$  est de  $\tau_S = (0.8927 \pm 0.0009) \times 10^{-10}$  s. A la même impulsion, il se désintègre en moyenne après  $\lambda_S = 5.3$  m.

Comme le but de l'expérience est de comparer des désintégrations de  $K_L$  en  $\pi^+\pi^-$  à des désintégrations de  $K_S$  en  $\pi^+\pi^-$ , ces deux canaux doivent être considérés dans des zones de désintégration proches. Dans l'analyse ultérieure, on rejettera des  $K_L$  qui se sont désintégrés trop tard, et qui sortent de la région fiducielle temporelle. Il est inutile de garder au niveau du déclenchement tous ces événements, si on les rejette ultérieurement. Comme le bruit de fond en  $Ke_3$  est beaucoup plus important que le signal  $\pi^+\pi^-$ , on rejettera ainsi principalement des  $Ke_3$  trop peu énergétiques pour sortir de la région fiducielle en  $z$ .

Entre le moment où le Kaon a passé la position du dernier collimateur  $K_S$  et l'instant de sa désintégration, s'est écoulé un temps  $t_V$ , mesuré dans le référentiel du laboratoire. Ce temps est relié au temps propre  $\tau_V$  du Kaon (pour la même référence temporelle - passage au collimateur  $K_S$ ) par :  $t_V = \gamma\tau_V$ . Lors de sa désintégration à la position  $z_V$  sur l'axe des  $z$ , le Kaon a parcouru une distance mesurée par rapport au collimateur  $K_S$  :  $z_V - z_S^{collim.} = vt_V = \beta ct_V = \beta\gamma c\tau_V = p_K\tau_V/m_K$ . Les grandeurs  $v$ ,  $p_K$  et  $m_K$  étant bien sûr la vitesse, l'impulsion et la masse du Kaon.

Le temps propre du Kaon s'écrit donc :

$$\tau_V = \frac{m_K}{p_K} \left( z_V - z_S^{collim.} \right).$$

L'impulsion du Kaon, ultrarelativiste, peut être approchée par son énergie, et s'écrit donc :  $p_K \simeq E_K = E_1 + E_2 \simeq p_1 + p_2$ . Les grandeurs  $p_i$  sont les impulsions des deux particules chargées issues de la désintégration, et valent :  $p_i = p_A(z_M - z_A)/|\Delta x_i|$  (rappel).

Par conséquent le temps propre du Kaon lors de sa désintégration est approché par :

$$\tau_V \simeq \frac{m_K}{p_A(z_M - z_A)} \frac{|\Delta x_1 \Delta x_2|}{|\Delta x_1| + |\Delta x_2|} \left( z_V - z_S^{collim.} \right) \quad (5.6)$$

Quelle est la coupure à implémenter dans l'algorithme pour ne garder que les Kaons dont le temps propre à la désintégration se situe dans l'intervalle  $\tau_V \in [0, \tau_{max}]$ ? La borne inférieure a déjà été vérifiée par la coupure sélectionnant le vertex dans la région fiducielle. En effet on y demande  $z_V \geq z_{min} > z_S^{collim.}$ . L'événement est donc accepté lorsque la condition suivante est vérifiée :

$$\left( z_V - z_S^{collim.} \right) |\Delta x_1 \Delta x_2| \leq \frac{p_A(z_M - z_A)}{m_K} \left( |\Delta x_1| + |\Delta x_2| \right) c\tau_{max}.$$

Dans tout l'algorithme, nulle part n'a été calculée la position précise du vertex, pour ne pas effectuer de division. On peut néanmoins utiliser les grandeurs connues  $\Theta^2$  et  $A - B$ , numérateur et dénominateur de la formule qui exprime  $z_V$ , discutée ci-dessus.

La condition que doit vérifier l'événement pour être accepté par cette coupure en durée de vie du Kaon se résume donc à :

$$\left( K_3 \Theta^2 - (A - B) \right) |\Delta x_1 \Delta x_2| \leq c\tau_{max} K_4 \Theta^2 \left( |\Delta x_1| + |\Delta x_2| \right).$$

Avec les constantes suivantes :  $\begin{cases} K_3 = (z_N - z_S^{collim.})(z_P - z_N). \\ K_4 = p_A(z_M - z_A)(z_P - z_N)/m_K. \end{cases}$

La valeur de la coupure  $\tau_{max}$  est typiquement choisie pour être 4 fois celle du temps de vie moyen du  $K_S$  :  $c\tau_{max} = 4 \times c\tau_S = 4 \times 2.676 \text{ cm}$  ( $z_S^{collim.}=126 \text{ m}$  depuis la cible  $K_L$ , 6 m depuis la cible  $K_S$ ).

## Chapitre 6

# Les composantes fonctionnelles du L2C

Après avoir donné un aperçu général du système de déclenchement chargé de niveau 2 (L2C) dans le chapitre 5 p.62, nous allons décrire dans la suite les composantes principales du système d'un point de vue fonctionnel, en détaillant les contraintes temporelles auxquelles elles sont soumises.

### 6.1 La gestion des entrées au L2C

Nous présentons d'abord le système d'acquisition primaire des données du spectromètre, composé de l'arborescence de collection des données et de ses mémoires circulaires. Ensuite est décrit comment les données sont relues des mémoires circulaires pour être transférées au système de déclenchement chargé.

#### Réduction du volume de données par suppression de zéros

La formation du signal sur un fil de chambre à dérive a été présentée précédemment (*cf.* 3.5.2 p.38). Une activité dans une cellule de dérive crée un signal sur le fil sensible de la cellule. Une désintégration d'un  $K$  en  $\pi^+\pi^-$  n'active que 2 parmi 256 fils et l'occupation nominale des chambres est d'environ 1.2% par événement (avec une trace accidentelle supplémentaire).

La suppression des zéros se trouve naturellement intégrée dans le système, seul les fils touchés produisent des informations à mémoriser. Puisque les fils touchés produisent individuellement une *étiquette temporelle* correspondant à la détection d'une activité (*cf.* 3.5.2 p.38), il n'est pas nécessaire de faire progresser toutes les informations de manière synchrone à travers le système. Ceci permet la conception d'un système asynchrone, qui supporte des fluctuations statistiques d'activité distribuée dans le temps et l'espace de la chambre.

Pour chaque plan de chambre, 16 circuits TDC [57] se chargent de la numérisation des 256 fils sensibles du plan. Pour chaque fil touché, la valeur numérique délivrée par le TDC comporte une *étiquette temporelle* (13 bits, unité 25 ns), le temps fin associé (4 bits, unité 25/4 ns) et le numéro du fil d'entrée touché (4 bits). La mémoire circulaire d'un plan de chambre reçoit les données des circuits TDC du plan, en utilisant un mécanisme à base de FIFO (voir *figure 6.1*).

Le système détecte le moment à partir duquel des pertes de données sont possibles, suite à une multiplicité instantanée trop importante qui engorge l'arborescence. Les données du circuit TDC sont alors effacées, et une condition de dépassement (*surcharge*) est passée au reste du système qui pourra reconnaître les données erronées.

#### Signal rapide donnant la multiplicité des impacts d'une chambre

Les multiplicités d'impacts détectés par les circuits TDC sont aussi utilisés pour la formation d'un signal rapide de multiplicité d'impacts dans la chambre 1, utilisable en entrée du déclenchement de niveau 1, et permettent d'obtenir les conditions suivantes :  $\leq 1$  trace,  $\geq 2$  traces,  $\geq 4$  traces et *surcharge*.

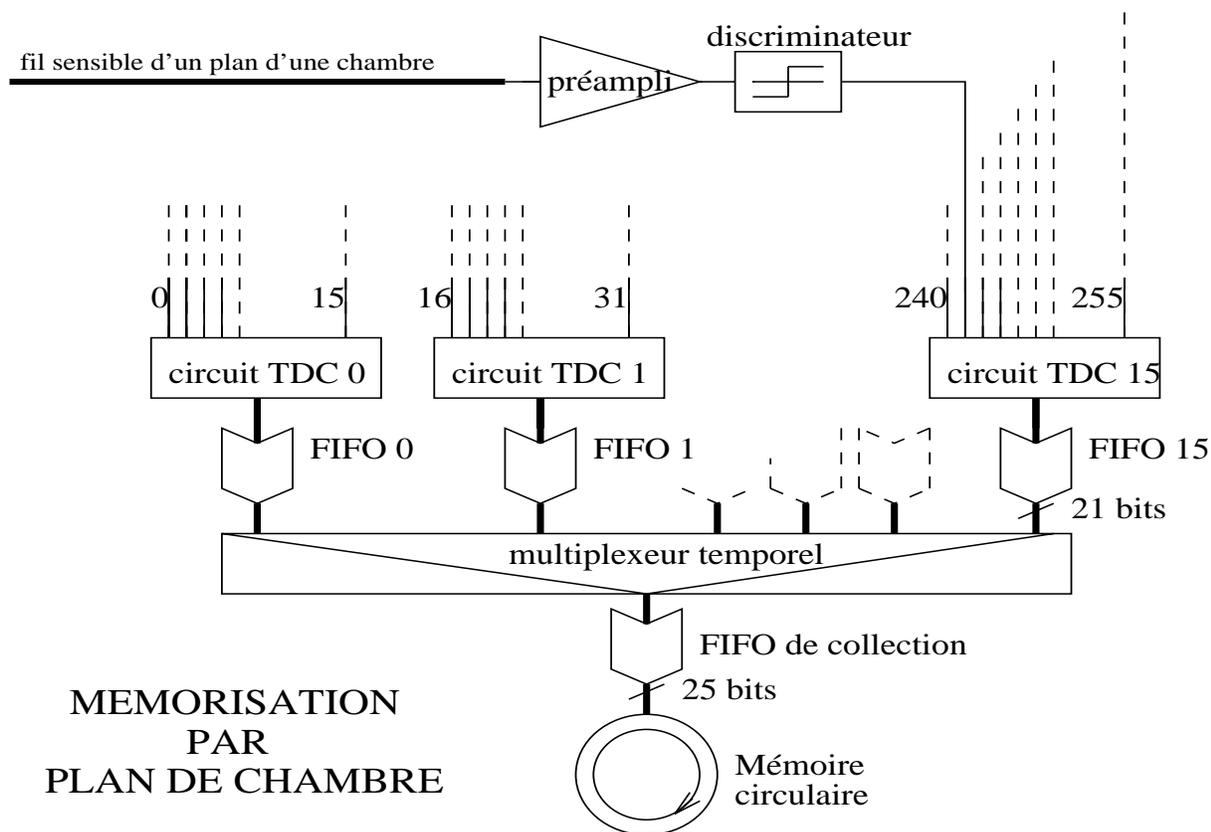


FIG. 6.1 – L'arborescence du système de collection des données pour un plan de chambre à dérive

### Mémoire circulaire de collection des données d'un plan

Les informations des fils touchés d'un plan (pendant les 200 dernières  $\mu s$ ) sont contenues dans cette mémoire (voir figure 6.2). Elles y sont placées dans des listes consécutives en temps, qui couvrent chacune un intervalle de 400  $ns$  d'histoire. A l'intérieur d'une liste, elles ne sont pas ordonnées, ni dans l'espace de la chambre, ni dans le temps. Il est uniquement garanti que toutes les informations contenues dans une liste proviennent de la même tranche temporelle de 400  $ns$ . La liste ne peut pas accepter plus de 14 entrées. Au delà les données sont perdues et une erreur de dépassement (*surcharge*) est signifiée.

L'insertion dans la mémoire circulaire d'une information de fil touché se fait à l'aide de l'*étiquette temporelle* qu'elle porte, permettant de déduire le numéro de la liste dans laquelle il faut l'insérer. Des mémoires à double port d'accès (*dual port RAM*) réalisent les mémoires circulaires, ce qui permet l'insertion et l'extraction simultanée de données.

### Requêtes en provenance du LITS

La requête d'évaluation d'un candidat, émise par le LITS au L2C comporte l'*étiquette temporelle* de l'événement, formée à partir du temps de l'événement, délivré par l'hodoscope chargé. Cette requête est retransmise pour adresser en lecture les 24 mémoires circulaires des plans de fils concernés (chambre 1,2,4; vues X,Y,U,V; plans A,B).

Le temps de l'événement correspond au temps de passage des particules dans le spectromètre. Par conséquent pour avoir une connaissance complète de l'événement, on nécessite un domaine temporel de l'histoire du spectromètre qui se limite à quelque 200  $ns$  après le temps de l'événement, durée maximale de dérive des électrons dans les cellules des chambres.

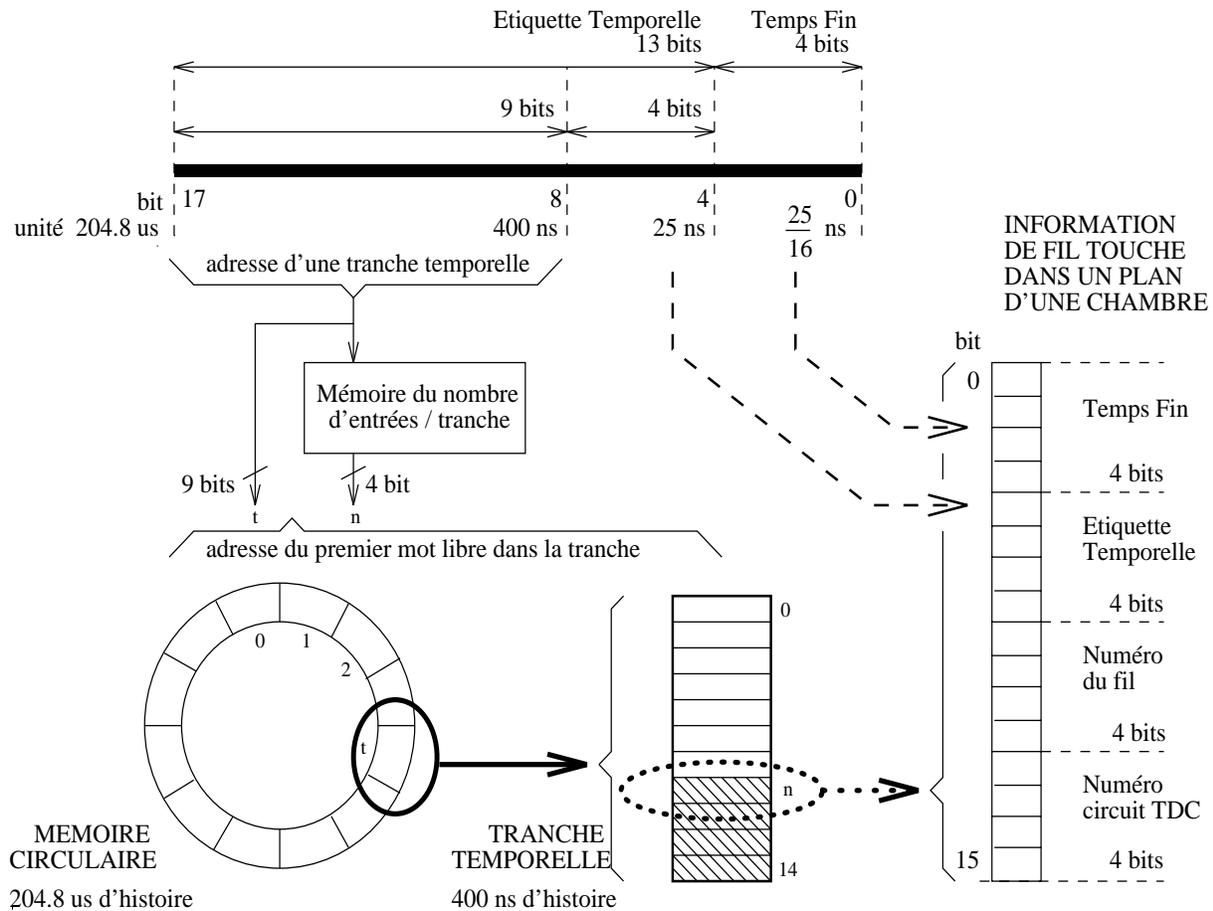


FIG. 6.2 – Adressage de la mémoire circulaire qui contient les informations des fils touchés dans un plan de 256 fils d'une chambre à dérive de NA48.

Par sécurité, le système extrait des mémoires circulaires les deux tranches temporelles consécutives de 400 ns, qui englobent une fenêtre de -50 ns à +200 ns autour du temps de l'événement, puis filtrent les données pour n'en transmettre que celles de l'intervalle cité (voir figure 6.3).

L'extraction est non destructive, ce qui permet une deuxième relecture de ces tranches pour un autre candidat temporellement très proche, ainsi que la relecture des informations lors de l'acceptation de l'événement.

### Transmission vers le L2C

A la fin du processus d'extraction, un en-tête est formé, comportant le nombre de mots dans la file d'attente, les informations transmises depuis le L1TS (étiquette temporelle de l'événement, le temps fin, le code déclenchement), ainsi qu'un bit qui indique si une des deux tranches temporelles est en surcharge. S'il y a eu dépassement de capacité, seul l'en-tête et le mot de la fin sont transmis, avec un nombre de mots nul. Ce choix est fait, pour réduire le transfert d'informations inutiles, puisque le L2C ne peut pas effectuer de reconstruction correcte dans ce cas. Il peut prendre sa décision en fonction de la condition de dépassement.

Toutes les données sont transmises au plus 3.5  $\mu s$  après la commande d'extraction en provenance du L1TS. Ce délai introduit diminue d'emblée le budget temporel qui reste au L2C pour prendre sa décision concernant l'événement.

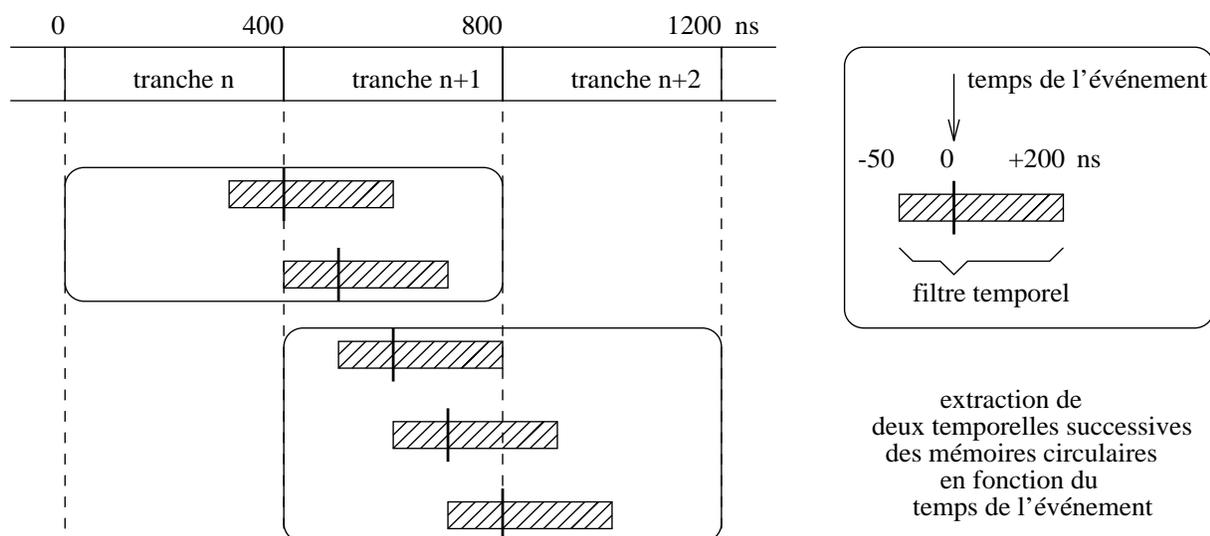


FIG. 6.3 – Extraction de deux tranches temporelles successives des mémoires circulaires.

## 6.2 Les Cartes A&B et les coordonnées d'impacts dans les chambres

Dans le système de déclenchement 12 Cartes A&B sont utilisées, une pour chaque vue du spectromètre. Une Carte A&B prend en entrée les paquets encapsulés en provenance des mémoires circulaires du plan A et du plan B de la vue qu'elle traite (figure 6.4). Elle forme en sortie un paquet encapsulé contenant les coordonnées des impacts trouvés dans la vue. Ce paquet est transmis au Distributeur d'Événement.

### La fonction d'une Carte A&B

Une Carte A&B convertit en distance les informations temporelles dont elle dispose pour les impacts de la vue qu'elle traite. Elle calcule la coordonnée absolue dans la direction X, Y, U, ou V de la vue à laquelle elle est associée pour les points d'impacts reconnus. La coordonnée est formée du numéro de la cellule traversée par la particule, ainsi que de la distance fine à l'intérieur de cette cellule, en unités de 1/32ème de cellule, soit 5/32 mm. De plus un bit indique s'il s'agit d'une *cellule de gauche* ou d'une *cellule de droite* par rapport au trou central.

Pour reconnaître un impact, la Carte A&B combine les temps des fils touchés dans le plan A avec les temps des fils touchés dans le plan B. Lorsque deux fils A et B voisins ont été touchés avec des temps compatibles, elle considère cette combinaison comme un impact valide, si ces temps sont de plus compatibles avec le temps de l'événement, et produit alors la coordonnée correspondante. Lorsqu'un fil A est touché sans qu'un fil B voisin ne soit touché, aucune coordonnée n'est produite.

Ceci permet de rejeter des bruits sur des fils, qui ne sont pas corrélés entre deux fils. D'autre part, pour être efficace, ce fonctionnement suppose une bonne efficacité pour chaque plan de chambre à dérive, et une bonne efficacité du système de lecture des chambres, avec un minimum de dépassement de capacité. La reconstruction effectuée dans les Processeurs d'Événement (reconstruction des points dans l'espace, cf. 5.2.1 p.66) demande 3 vues sur 4 pour la production d'un point dans l'espace.

### Principe de l'algorithme utilisé dans les Cartes A&B

Les informations temporelles des fils touchés du plan A sont stockées dans un tableau  $A[1..n]$ , celles du plan B dans un tableau  $B[1..m]$ .

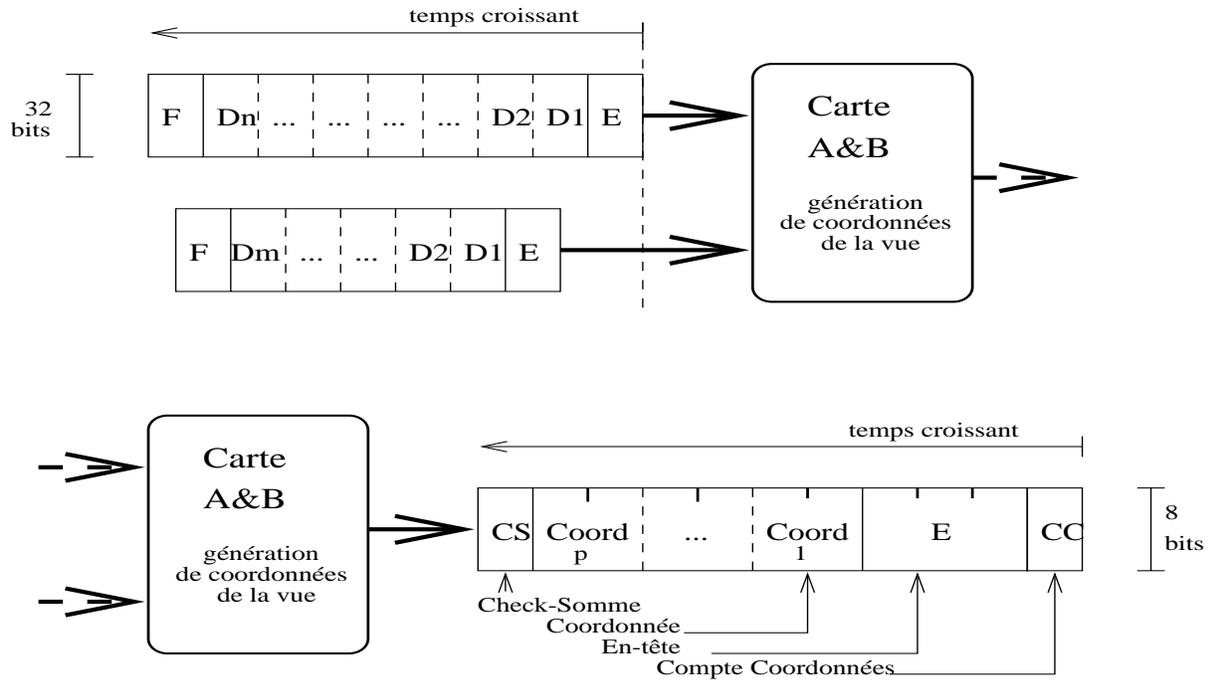


FIG. 6.4 – Données en entrée et en sortie des Cartes A&B

Les fils  $A_i$  et  $B_j$  touchés ne peuvent former qu'un impact s'ils appartiennent à une même cellule. C'est-à-dire si les numéros des fils vérifient en général  $n_A = n_B$ , auquel cas la cellule est dite *inférieure*, ou  $n_A = n_B + 1$ , cellule *supérieure*.

Il est donc inutile de parcourir conjointement, dans une double boucle imbriquée de complexité quadratique  $mn$ , les tableaux A et B pour vérifier une association entre fils  $A_i$  et  $B_j$ . Un algorithme plus rapide, de complexité linéaire  $n + m$ , a été adopté. Cependant il nécessite au préalable un pré-classement, puisque les tableaux A et B ne sont pas ordonnés par numéro de fil.

Dans une première phase de l'algorithme (voir *figure 6.5*), tous les fils du tableau A inscrits dans une mémoire que l'on nomme A-RAM. Celle-ci est indexée par le numéro du fil A touché  $n_A$ , ce qui constitue le classement. Elle comporte dans un premier champ un bit (nommé le *bit de Match*, normalement à 0), mis à 1 pour signaler que le fil  $n_A$  est touché. Dans un second champ est enregistré le temps de dérive  $dt_A = t_A - t_E$  du fil  $n_A$ , calculé en utilisant le temps  $t_A$  auquel ce fil a été touché et le temps de l'événement  $t_E$ .

Dans une deuxième phase, tous les fils du tableau B sont lus, et leur numéro  $n_B$  est extrait, pour calculer le numéro de fil A *inférieur* et *supérieur* de la cellule. Le tableau A-RAM est adressé successivement à l'aide de ces numéros de fils et les *bits de Match* permettent de savoir si les fils concernés  $A_{inf}$  ou  $A_{sup}$  ont été touchés. Ensuite les temps de dérive  $dt_{A_{inf}}$  ou  $dt_{A_{sup}}$  sont extraits de la A-RAM, et comparés avec le temps de dérive du fil B en cours  $dt_B = t_B - t_E$ . Des coordonnées sont produites pour les associations compatibles.

Dans une troisième phase, il importe d'effacer le tableau A-RAM, en remettant à 0 tous les *bits de Match*, pour qu'aucune trace d'anciens impacts ne soit gardée avant de passer aux données du prochain événement.

### Les LUTs dans la Carte A&B

Pour vérifier rapidement la cohérence des temps de dérive  $dt_A$  et  $dt_B$ , des LUT (*Look-Up-Tables*, tables

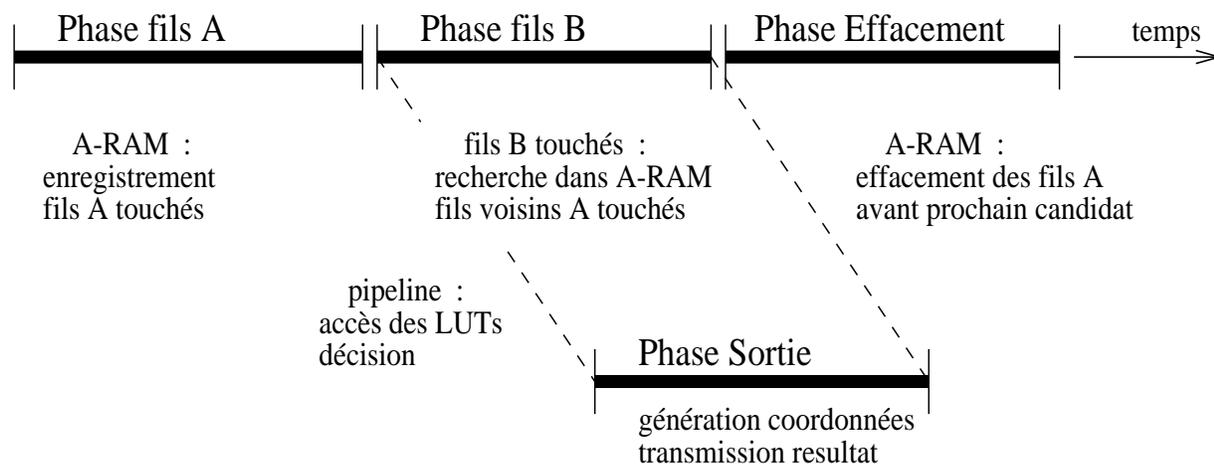


FIG. 6.5 – Principe de l’algorithme de génération de coordonnées dans les Cartes A&B

pré-calculées) contenant l’information requise sont utilisées : association compatible ou non, et si oui, la distance fine du passage de la particule à l’intérieur de la cellule de dérive, en utilisant la relation entre le temps et la distance de dérive. En joignant à cette distance fine le numéro de la cellule concernée, on obtient la valeur précise de la coordonnée de l’impact dans la vue.

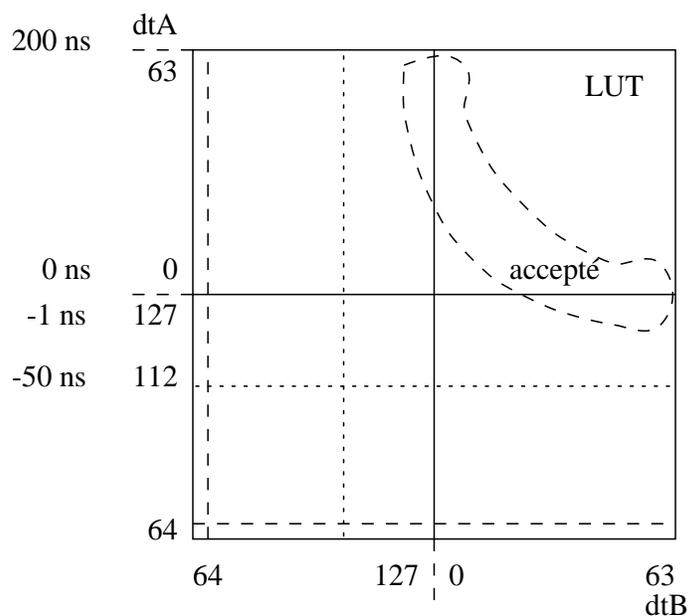


FIG. 6.6 – Les correspondances en temps et en unité de  $dt$  dans les Look-Up-Tables de la Carte A&B

Le temps de dérive  $dt$  est quantifié. Il est connu au mieux à l’unité temporelle d’un 25/16ème de ns près (temps fin délivré par les circuits TDC). Un quantum de temps de 25/8ème de ns est utilisé. De plus l’intervalle temporel possible pour  $dt$  est borné, puisque les données ont été filtrées au préalable par le système de lecture des mémoires circulaires (-50 à 200 ns au maximum). Par conséquent 7 bits suffisent (voir figure 6.6) pour coder toutes les valeurs possibles de  $dt$ , et les LUT utilisées sont des mémoires de 7+7 bits de champ d’adresse ( $128 \times 128$  adresses). Dans ces unités, un temps de dérive  $dt = 0$

vaut 0. La borne supérieure (exclue) de l'intervalle vaut  $200 \text{ ns}$  (la valeur maximale autorisée vaut par conséquent 63). Un nombre négatif est codé en complément à 2 sur 7 bits (127 signifie -1, 126 est -2, etc). La borne inférieure de  $-50 \text{ ns}$  est codée comme -16 (soit 112). Les autres valeurs ne sont pas possibles, et servent à coder des cas particuliers.

Plusieurs informations sont contenues dans une LUT à l'adresse  $[dt_B, dt_A]$ . Pour une adresse donnée, nous autorisons 4 niveaux (2 bits) de compatibilité des temps de dérive, nommés *précision d'association*. Un niveau 0 signifie que toute association est acceptable dans le plan  $dt_A$  vs  $dt_B$  entier. Un niveau 1 signifie une grande marge d'erreur autorisée pour l'association. Cette marge est diminuée successivement pour les niveaux 2 et 3. La *distance fine* de l'association est également codée à cette adresse (sur 5 bits) en unités de  $5/32 \text{ mm}$ . Deux autres champs, appelés *condition triplet ABA* et *fil A hors service*, sont également inscrits à cette adresse, dont la signification sera détaillée ultérieurement.

La LUT est initialisée en tirant au hasard des distances fines de passage de particules dans la cellule (entre 0 et 5 mm), puis en calculant les temps de dérive  $dt_A$  et  $dt_B$  en fonction de la loi qui donne la vitesse de dérive des électrons en fonction de la distance à un fil. On ajoute des fluctuations gaussiennes aux valeurs  $dt_A$  et  $dt_B$  pour créer une marge d'erreur dans l'association. Les valeurs de  $dt_A$  et  $dt_B$  obtenues servent à peupler les adresses de la LUT, en inscrivant la *précision d'association* (en fonction de la variance des fluctuations statistiques utilisées) et la *distance fine* initialement tirée au hasard.

### La réduction des triplets ABA

L'algorithme des Cartes A&B tient compte des conditions expérimentales particulières que sont les situations de triplets et les fils hors service.

Lorsqu'une particule chargée passe très près d'un fil B (typiquement à  $500 \mu\text{m}$ ), il est possible qu'elle engendre un signal non seulement sur le fil A de la cellule qu'elle traverse, mais aussi sur le fil A de la cellule de l'autre côté du fil B (figure 6.7).

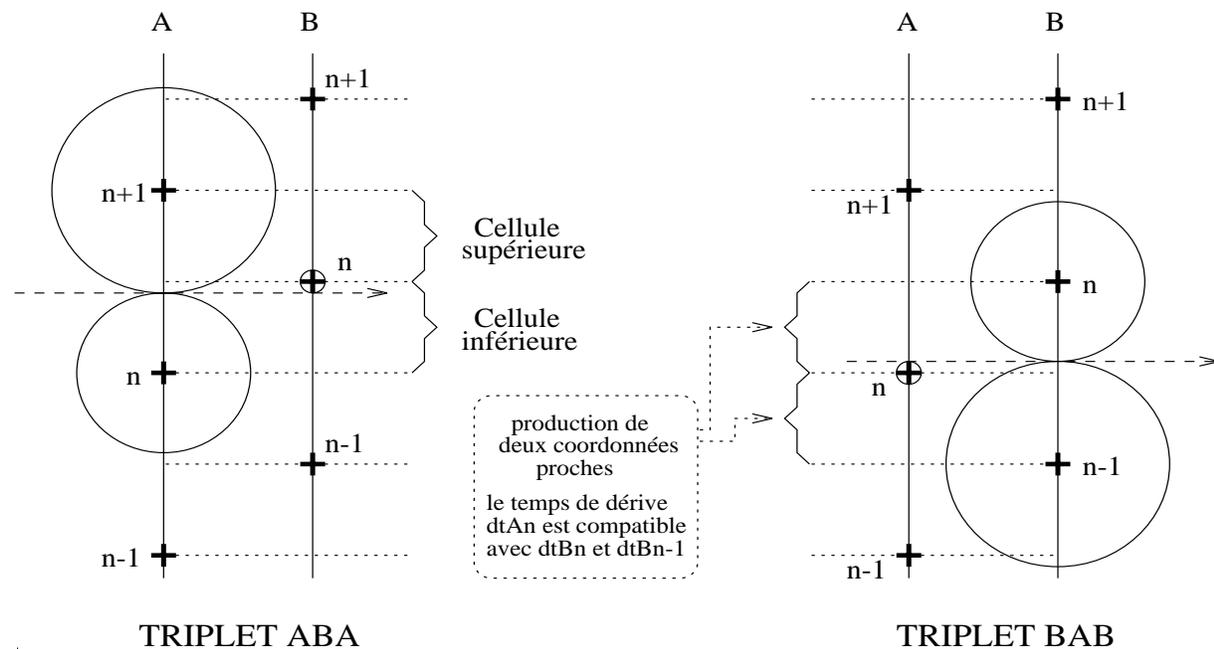


FIG. 6.7 – Illustration des situations de triplets ABA ou BAB dans une vue de chambre à dérive

Cette situation est appelée *triplet ABA*. Dans ce cas l'algorithme tente de produire deux coordonnées en associant le fil B au fil A supérieur et dans un deuxième temps au fil A inférieur. Ces coordonnées

sont très voisines, puisque la particule est passée très près du fil B. L'existence de deux coordonnées a comme conséquence de surcharger le travail de reconstruction des Processeurs d'Événement. Il est aussi possible de rencontrer une situation de *triplet BAB*, où la particule initiale est passée très près du fil A, et les deux fils B voisins sont simultanément touchés.

L'algorithme de la Carte A&B comporte une réjection de l'une des deux coordonnées dans le cas d'une condition de triplet ABA. Le cas d'un triplet BAB n'est pas reconnu par l'algorithme, qui produit alors deux coordonnées proches.

### Le traitement de fils hors service

Pour prendre en compte l'éventualité de quelques canaux morts (fils bruyants, préamplificateur mort, etc...) lors de la prise de données, l'algorithme n'utilise que l'information de l'un des deux fils A ou B d'une cellule comportant un fil déclaré mort pour produire une coordonnée, sans effectuer la coïncidence A & B.

### Réalisation des cartes électroniques

L'algorithme des Cartes A&B a été réalisé à l'aide de cartes électroniques à base de circuits *Xilinx*. Ces circuits électroniques sont constitués de cellules logiques (comportant logique combinatoire et logique synchrone) ainsi que des chemins de données pré-tracés entre cellules. Une mémoire, chargée à l'initialisation de la carte, permet de configurer les cellules et le chemin de données. De cette façon l'électronique réalisée bénéficie de toute la vitesse de la couche matérielle, tout en ayant la flexibilité d'une solution logicielle: le schéma électronique à charger dans la mémoire de configuration est édité sur ordinateur, ce qui permet d'effectuer des modifications faciles de la conception du système électronique et une simulation de son fonctionnement temps réel. Une description détaillée de ces cartes électroniques est disponible dans [67].

Les performances temporelles du circuit électronique réalisé dans le *Xilinx* ont été simulées, et sont résumées dans le *tableau 6.1* qui montre que le taux de traitement des événements supportable par l'électronique est largement supérieur au taux d'entrée de 100 kHz attendu. Le délai introduit dans la chaîne par le traitement d'un événement typique est inférieur à 2  $\mu s$  (durée entre l'entrée et la sortie de l'événement de la carte).

nombre de coordonnées	temps	(taux)	délai
1	850 ns	(1.2 MHz)	1.38 $\mu s$
2	950 ns	(1.0 MHz)	1.55 $\mu s$
4	1150 ns	(0.8 MHz)	1.95 $\mu s$
8	1600 ns	(0.6 MHz)	2.62 $\mu s$

TAB. 6.1 – Performances temporelles de l'algorithme réalisé à base de *Xilinx*.

### Réalisation d'un programme de simulation de l'algorithme

Dans ce contexte mon travail a été de réaliser l'algorithme détaillé des Cartes A&B dans un programme de simulation. Ce programme permet de produire la sortie attendue d'une carte électronique d'après la spécification de l'algorithme pour des données quelconques présentées en son entrée. Les formats d'entrée et de sortie sont identiques à ceux de la carte électronique. Cette simulation ne tient pas compte des problèmes temporels, et elle réalise le traitement des Cartes A&B en un temps incomparablement plus long que les cartes électroniques (quelques *ms* au lieu de quelques  $\mu s$ ).

Ce travail a été effectué dans l'optique de valider le fonctionnement des Cartes A&B lors de la phase de conception et pour trouver les erreurs qui sont apparues lors de la phase de construction. Il est également

utile pour vérifier, grâce à un jeu de test, le bon fonctionnement futur des Cartes A&B, et de détecter rapidement des défaillances, pouvant apparaître au cours du temps. Une simulation complète du L2C, produisant des données dans le même format que le système matériel, a été réalisée par extension du programme.

Un éditeur permettant de créer rapidement un jeu de test est disponible, ainsi qu'un outil pour comparer les résultats produits par le programme de simulation et la carte électronique.

Le programme de simulation et son utilisation sont décrits dans [68].

### 6.3 Le Distributeur d'Événement

Les 12 paquets de coordonnées, produits par les Cartes A&B, constituent l'information du spectromètre concernant un événement. Ils arrivent en parallèle en entrée du Distributeur d'Événement [69]. L'ordre temporel d'arrivée est cependant indéterminé, et dépend de l'état des files d'attente dans le système. Pour pouvoir reconstruire l'événement les paquets de coordonnées doivent être ordonnés.

#### Le rôle du Distributeur d'Événement

Le rôle du Distributeur d'Événement est de récupérer les paquets de coordonnées produits par les 12 Cartes A&B et de les émettre vers sa sortie dans un ordre logique préétabli, pour restaurer la cohérence de l'événement.

L'étage de sortie du Distributeur d'Événement comporte plusieurs canaux. Chacun d'entre eux est connecté à une entrée d'un Processeur d'Événement. Un événement sérialisé par le Distributeur d'Événement est transmis entièrement vers l'un de ces canaux, et arrive dans un Processeur d'Événement dans son intégralité.

La destination d'un événement est choisie par le Distributeur d'Événement : il transmet le prochain événement vers l'un des Processeurs d'Événement libres (qui n'est pas en train de traiter un événement). Un mécanisme d'abonnement permet de déterminer le prochain Processeur d'Événement libre. Pour cela, dès la fin de traitement d'un événement, chaque Processeur d'Événement émet une requête d'un nouvel événement sur un lien commun, connecté à une file d'attente dans le Distributeur d'Événement. La requête comporte l'identification du Processeur d'Événement, permettant de déterminer la destination des événements.

La *figure 6.9* donne un schéma en blocs du Distributeur d'Événement. Le cœur du dispositif est constitué d'un commutateur totalement connecté, pour assurer que les entrées soient visibles de n'importe quelle sortie, et d'une logique de transmission des données par le commutateur. Pour fixer l'ordre de transmission, l'étage d'entrée comporte une mémoire tampon. Chaque paquet en provenance d'une Carte A&B attend dans son tampon, jusqu'à ce que la logique du Distributeur d'Événement le transmette vers la sortie adéquate.

#### Fonctionnement du Distributeur d'Événement

Les paquets de coordonnées, transmis par fibre optique depuis les 12 Cartes A&B, sont reçus à l'étage d'entrée du Distributeur d'Événement par des coupleurs optiques, suivis de décodeurs et de contrôleurs de lien pour la vérification de la cohérence des paquets (voir *figure 6.9*). Les Bytes des paquets reçus sont mémorisés dans 12 FIFO d'entrée. La sortie  $i$  du Distributeur d'Événement, vers laquelle les paquets doivent être envoyés, est déterminée à partir du mot en tête de la file d'attente des Processeurs d'Événement libres. Le compteur  $s_i$  est initialisé à 0, si bien que le multiplexeur à la sortie  $i$  du commutateur est prêt à transférer des données depuis la FIFO d'entrée  $0$  (la première).

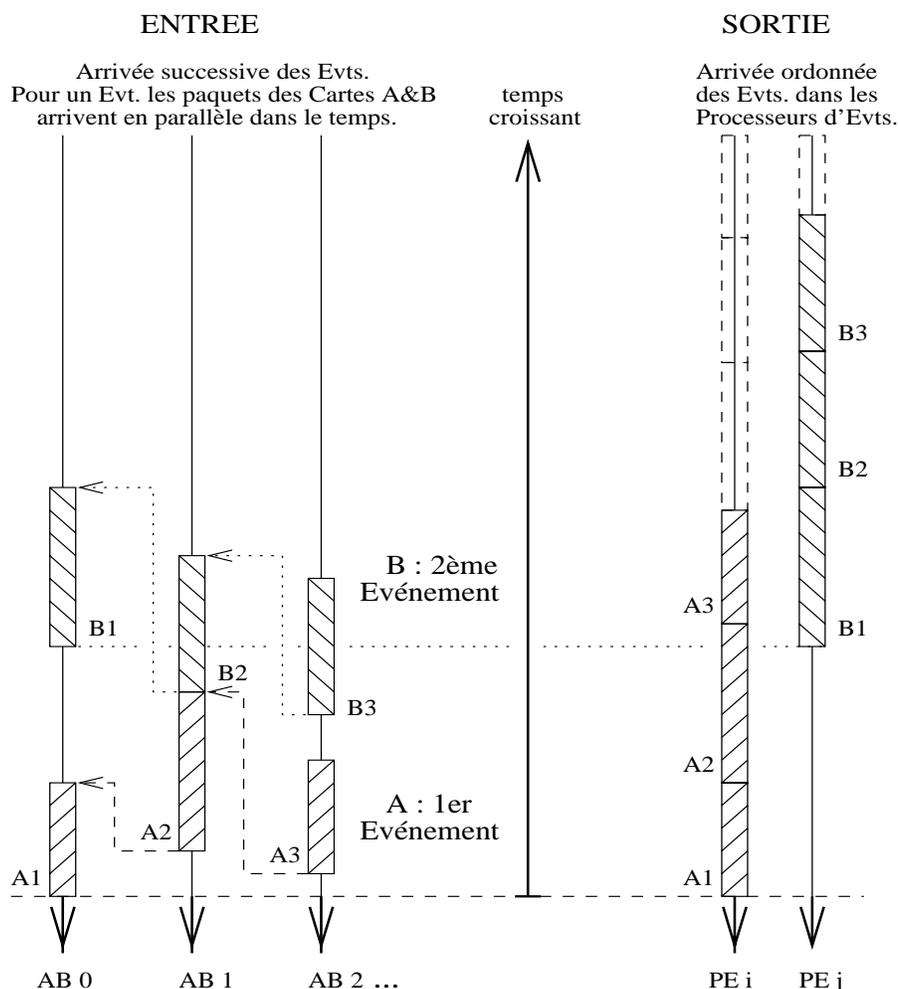


FIG. 6.8 – Illustration de l'arrivée en parallèle des événements dans le Distributeur d'Événement depuis les Cartes A&B. En sortie l'événement est sérialisé et ordonné pour être traité par un Processeur d'Événement. Plusieurs Processeurs d'Événement peuvent travailler en parallèle.

Le transfert des paquets de coordonnées à travers le commutateur est géré par une cascade de machines d'état, une par entrée (ME0 ... ME11), qui vérifient la cohérence des paquets. Le paquet de la FIFO d'entrée 0 est transféré par ME0 vers la sortie  $i$ . Ensuite ME0 incrémente  $s_i$ , de sorte à programmer la sortie  $i$  du commutateur en transfert de données depuis l'entrée 1. Finalement, ME0 propage le numéro  $i$  de la sortie en cours à la machine ME1 voisine. Le processus en cascade continue jusqu'à l'accomplissement du traitement des 12 entrées. A la fin, la FIFO de sortie  $i$  contient les paquets de coordonnées des Cartes A&B, dans l'ordre de branchement de leurs fibres optiques sur les entrées du Distributeur d'Événement.

Ce mode de fonctionnement permet le transfert simultané de plusieurs événements vers plusieurs Processeurs d'Événement, ce qui minimise le temps d'attente des Processeurs d'Événement libres (voir figure 6.8). En effet, en fin de traitement d'un paquet, la machine ME0 est disponible pour le transfert du premier paquet d'un prochain événement, même si les données de l'événement précédent n'ont pas encore été complètement transférées par ses voisins. Dès qu'une nouvelle identification d'un Processeur d'Événement libre  $j \neq i$  apparaît, ME0 peut débiter le transfert d'un nouveau paquet depuis la FIFO d'entrée 0 vers la sortie  $j$ , sans entrer en conflit avec le transfert de l'événement précédent vers la sortie  $i$ , en cours. Pour garantir le bon fonctionnement du système on interdit au Processeur d'Événement d'émettre

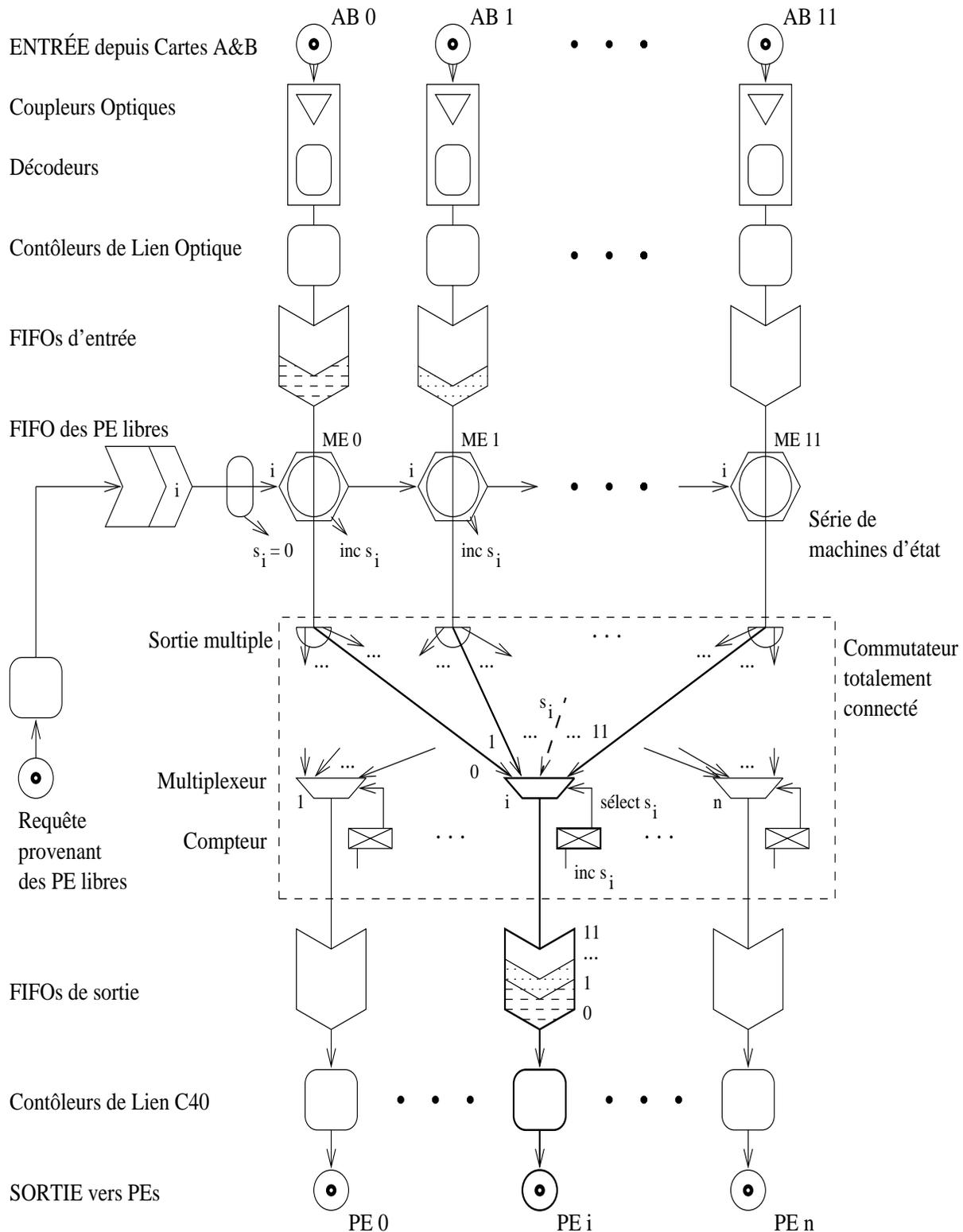


FIG. 6.9 – Schéma du Distributeur d'Événement qui sérialise les coordonnées produites en parallèle par les 12 Cartes A&B vers un Processeur d'Événement. Plusieurs événements peuvent être traités simultanément dans ce circuit pipeliné.

son identification avant la réception complète d'un événement.

### Performances du Distributeur d'Événement

L'étage d'entrée du Distributeur d'Événement supporte un taux de transfert de  $266 \text{ Mbit/s}$  par lien optique, ce qui correspond à  $26 \text{ MByte/s}$  (avec 2 bits de contrôle par *Byte* transféré). La largeur de la bande passante en entrée est par conséquent  $12 \times 26 = 310 \text{ MByte/s}$ . La largeur de bande passante requise est de  $14 \text{ MByte/s}$  si l'on considère que le taux d'entrée des événements s'élève à  $100 \text{ kHz}$  et qu'un événement moyen comporte 4 coordonnées par vue.

### Remarque

L'emploi du Distributeur d'Événement dans le L2C est équivalent à celui du *Data Merger* dans le système de gestion du flot de données, qui change de station cible FEW à chaque *burst* (cf. 4.3.2 p.59).

## 6.4 La ferme des Processeurs d'Événement

Le Processeur d'Événement effectue le traitement en ligne réservé à l'événement, pour lequel il a connaissance de l'ensemble des coordonnées des impacts de particules dans le spectromètre.

### Le rôle d'un Processeur d'Événement

Le Processeur d'Événement reconstruit l'événement en vue d'une sélection du signal  $K \rightarrow \pi^+ \pi^-$  et du rejet des bruits de fond ( $K_{e3}$ ,  $K_{\mu 3}$ , et  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ ). Il calcule pour cela la masse invariante de deux particules chargées dans l'hypothèse où il s'agit de  $\pi^+$  et de  $\pi^-$ , et sélectionne les événements pour lesquels cette masse est compatible avec la masse du  $K^0$ .

L'algorithme utilisé est détaillé dans le chapitre 5.2 p.65 et sa réalisation à l'aide de cartes microprocesseurs est présentée dans le chapitre 7 p.101.

### Les réponses des Processeurs d'Événement

En fin de traitement d'un événement, chaque Processeur d'Événement émet son mot de décision concernant cet événement sur un lien de sortie dédié (nommé TRIG pour *TRIGger word link*). Ensuite il se ré-initialise et émet son identification sur un second lien dédié (nommé FREW pour *FRee Event Worker link*) pour signifier qu'il est de nouveau libre, et en attente d'un nouvel événement. Ces liens sont réalisés par des interconnexions en chaîne des Processeurs d'Événement. Le lien TRIG débouche sur la carte MISC qui émet les mots de décision des Processeurs d'Événement vers le L2TS et termine ainsi le traitement du L2C. La chaîne FREW transporte les identifications des Processeurs d'Événement libres vers l'entrée du Distributeur d'Événement où se situe la file d'attente des Processeurs d'Événement libres.

## 6.5 La gestion des sorties du L2C

### Rôle principal de la MISC

Le rôle principal de la MISC (*Massbox Interface and Service Card*) [70] est de transmettre les réponses des Processeurs d'Événement au L2TS.

Pour que le L2TS puisse savoir quel événement a été accepté, l'*étiquette temporelle* de l'événement lui est envoyée. Elle suffit en principe à l'adressage des mémoires circulaires pour la relecture des données d'un événement accepté.

Pour éviter des événements corrompus, le L2TS vérifie si une réponse émise par le L2C correspond à l'intervalle temporel couramment couvert par les mémoires circulaires. Pour cela la MISC étend les 13 bits de l'étiquette temporelle à 27 bits (en unités de 25 ns) en utilisant un compteur démarré en début de chaque *burst*, incrémenté en synchronisme avec l'horloge globale de NA48.

### Autres fonctions

La MISC contrôle également l'état des queues dans les FIFO du L2C. Lorsque la longueur des queues devient trop importante (au dessus d'un niveau  $Q_{HAUT}$ ), et risque de corrompre les données, elle émet le signal  $L1_{OFF}$  au L1TS pour une demande d'introduction de temps mort. Elle relâche cette commande une fois les queues revenues en dessous d'un niveau  $Q_{BAS}$ .

La MISC gère également l'interface entre le L2C et l'horloge globale de l'expérience, et envoie un message aux Processeurs d'Événement à intervalles réguliers de cette horloge, ce qui leur permet de resynchroniser leurs horloges internes avec l'horloge globale lors de la réception de ce message.

La MISC permet la coordination des composantes du L2C lors de l'acquisition des données, et lors de son fonctionnement en mode émulation. Pour ce mode, le système est déconnecté de son environnement. Des événements préfabriqués sont placés dans les FIFO d'entrée des Cartes A&B, et la MISC envoie aux Cartes A&B des ordres de déversement des données dans le système, à fréquence programmable, afin de simuler son fonctionnement en acquisition normale. Elle récupère ensuite la réponse du système pour une évaluation de ses performances. Il est possible de placer en entrée des Cartes A&B des événements produits par le détecteur ou par simulation Monte-Carlo. Le système peut être opéré à des taux d'événements très élevés (au delà de 100 kHz) avec la possibilité de simuler des fluctuations statistiques dans le temps de l'événement. Ceci permet de déterminer les limites du système, et d'ajuster les niveaux de contrôle des queues en son sein pour la gestion du temps mort. Le mode émulation est également essentiel pour des tests et le développement de nouveaux codes pour les Processeurs d'Événement et la MISC elle-même.

## 6.6 Le pilotage et la surveillance du L2C

### Architecture du système

Le L2C est composé de quatre châssis VME (voir *figure 6.10*). Trois des quatre châssis contiennent toutes les Cartes A&B utilisées dans le système. Le dernier, nommé châssis *Massbox*, comporte le reste des composantes: le Distributeur d'Événement, la ferme des Processeurs d'Événement et la MISC.

Les trois châssis des Cartes A&B sont disposés près des chambres à dérive 1, 2 et 4 qui sont utilisées dans le L2C. Chacun d'entre eux contient quatre Cartes A&B destinées au calcul des coordonnées des vues X,Y,U et V de la chambre. Au-dessus de chacun de ces châssis est placé le châssis du système d'acquisition primaire des données de la chambre, dans lequel se situent les huit mémoires circulaires (des huit plans de la chambre), desquelles les Cartes A&B reçoivent les données.

Les coordonnées produites par ces 12 Cartes A&B sont transférées à travers des fibres optiques au châssis *Massbox*, situé dans une salle (appelée *galerie technique*) accessible lors de la prise de données.

Les quatre châssis comportent aussi chacun un ordinateur local (*Single Board Computer*, SBC). Ceux-ci sont interconnectés entre eux et avec une station de travail (SUN) située dans la salle de contrôle de NA48 à l'aide d'un réseau *Ethernet* local.

### Pilotage du système

Le réseau local autorise une coordination de l'ensemble du système depuis un point central, la station de contrôle de l'expérience toute entière, et le L2C y est traité comme un sous-détecteur standard. Il répond à des commandes de remise à zéro, d'initialisation, et de préparation à l'acquisition.

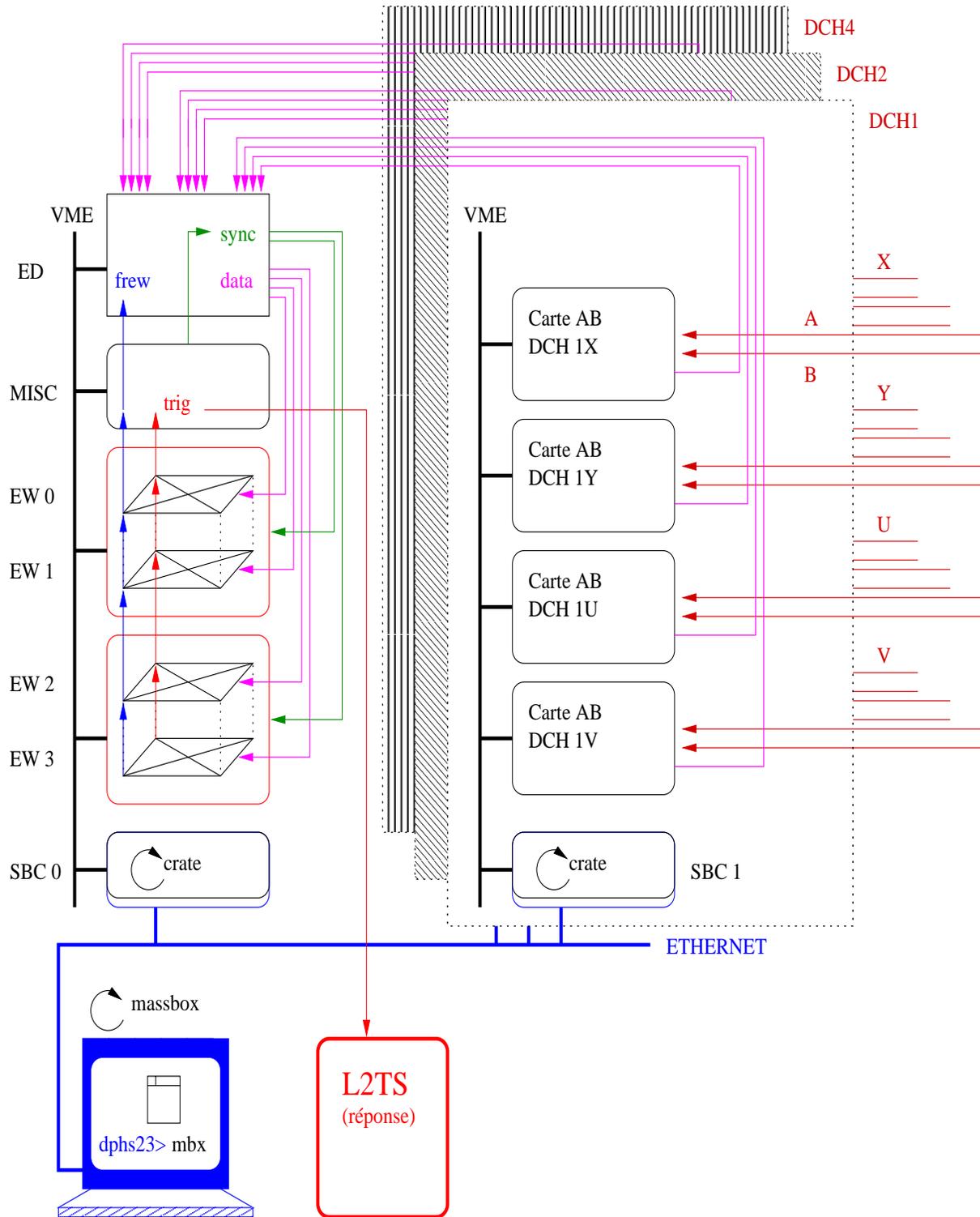


FIG. 6.10 – Schéma logique du système total utilisé lors des prises de données de 1995 et 1996, détaillant notamment le réseau d'interconnexion Ethernet entre la station de travail dphs23 et les contrôleurs de châssis VME : SBC0 pour la Massbox; SBC1, SBC2 et SBC3 pour les châssis comportant les Cartes A&B.

Tous les couplages entre systèmes sont réalisés dans une architecture client/serveur. Le terminal de contrôle est un client et transmet des requêtes aux sous-systèmes qui servent les requêtes. Une machine d'état surveille toute l'expérience. Quand une requête a été servie avec succès, il est possible d'évoluer vers l'état normal suivant, sinon l'évolution va vers un état destiné au traitement de l'erreur.

Cette philosophie est également valable au niveau du L2C. Ainsi une commande peut être émise sur une station de travail à l'aide d'un programme client. Un programme serveur (appelé "massbox") tourne en permanence sur la station et reçoit les requêtes. Il les transmet alors via *Ethernet* avec le protocole *ISIS* (utilisant TCP/IP) vers des programmes serveurs qui tournent dans les ordinateurs locaux des châssis VME.

Une commande d'initialisation se propage à travers le système et initialise ses composants. Une commande de préparation à l'acquisition a des effets différents dans les sous-systèmes. Les Cartes A&B lisent leurs fichiers d'initialisation de Xilinx, ainsi que les LUTs, les déclarations de fils hors service et les constantes des temps des fils. Les Processeurs d'Événement sont chargés avec les programmes de reconstruction. Le Distributeur d'Événement reçoit la configuration de la ferme de Processeurs d'Événement. La MISC initialise ses compteurs internes.

### **Surveillance du système**

Des commandes peuvent être émises en cours de prise de données. L'une d'entre elles permet de scruter au vol les données qui entrent dans les Cartes A&B (en relisant par VME à la fin du *burst* des mémoires au sein des Cartes A&B qui mémorisent au passage les entrées reçues). Ceci permet de savoir si ce qui entre dans le L2C est correct.

Enfin ce système de contrôle du L2C est sensible au début et à la fin du *burst* et peut par conséquent prendre des initiatives pendant l'*inter-burst*, comme des remises à zéro. Une autre fonctionnalité est la sauvegarde de l'histoire de ce qui s'est passé dans le système pendant le *burst* (*traces*), comme l'ensemble des réponses fournies par le système au L2TS, ou les détails de calculs des Processeurs d'Événement pour les événements comportant la marque *debug*, permettant de contrôler le bon fonctionnement du système.

---

## Chapitre 7

# Réalisation de la ferme de Processeurs d'Événement du L2C

L'algorithme de reconstruction en ligne d'un événement, détaillé dans le chapitre 5 p.62, a été réalisé à l'aide de cartes multi-processeurs, appelés Processeurs d'Événement, qui sont connectées dans le L2C aux cartes électroniques décrites dans le chapitre précédent. Ils s'abonnent auprès du Distributeur d'Événement à la réception d'un nouvel événement. Ils reçoivent du Distributeur d'Événement les coordonnées des points de passage des particules chargées dans les vues du spectromètre, reconstruites par les Cartes A&B. Ils fournissent à la carte MISC la décision prise pour chaque événement qui leur a été soumis à évaluation. Enfin ils s'abonnent à la réception d'un nouvel événement auprès du Distributeur d'Événement.

On donne ici les particularités importantes de la ferme de microprocesseurs pour la réalisation de l'algorithme de reconstruction. On présente ensuite la parallélisation de l'algorithme et la gestion des flux de données entre les microprocesseurs d'un même Processeur d'Événement.

### 7.1 Les cartes multi-processeurs à base de processeurs DSP

#### Les cartes multi-processeurs disponibles

Nous disposons d'une ferme de processeurs de traitement numérique du signal (DSP pour *digital signal processors*). Cette ferme s'organise en un certain nombre de cartes interconnectées, regroupées dans un châssis VME. Chaque carte comporte des processeurs DSP, interconnectés entre eux par des ports de communication sur la carte. Des ports identiques permettent aussi l'échange d'informations entre les cartes et le monde extérieur.

Les cartes multi-processeurs disponibles sont MZ7772-4 et MZ7772-8 de la firme texane Mizar, disposant respectivement de 4 (cartes QUAD) et de 8 processeurs DSP (cartes OCTAL), de type TMS320-C40, développés par Texas Instruments.

Depuis octobre 1994, nous disposons d'une carte QUAD, dont les DSP sont cadencés à  $50\text{ MHz}$ , utilisée comme carte interface pour la MISC, et de deux cartes OCTAL cadencées à  $40\text{ MHz}$  pour les Processeurs d'Événement. C'est avec ce jeu de cartes que le logiciel des Processeurs d'Événement a été développé et les prises de données de 1995 et 1996 assurées. A partir de 1997 nous disposons de trois cartes OCTAL supplémentaires à  $50\text{ MHz}$ , donc de Processeurs d'Événement supplémentaires qui permettent au système de supporter le haut taux d'entrées.

Les cartes MZ-7772 et leurs spécificités

La puissance de calcul de pointe de huit TMS320-C40, qui composent une carte OCTAL, s'élève à  $400\text{ M flop/s}$ , millions d'opérations sur nombres à virgule flottante par seconde (nommés *flottants* par la suite). Une telle opération, multiplication par exemple, s'effectue en un cycle d'horloge, soit  $20\text{ ns}$ , à  $50\text{ MHz}$ . La performance est diminuée par les accès à la mémoire (externe au processeur), qui doublent le nombre de cycles d'horloge nécessaires, et par des attentes de données en provenance des liens de communication. La bande passante d'entrée/sortie maximale des ports de communication en face avant est de  $320\text{ M Byte/s}$ .

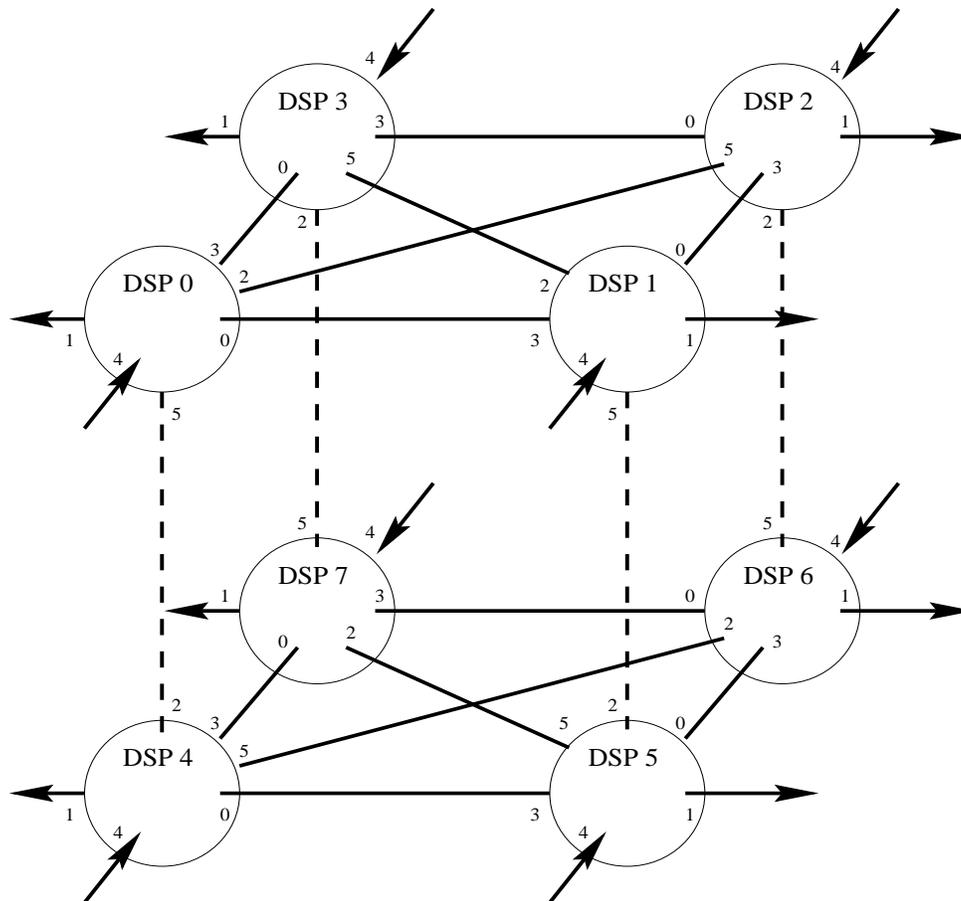


FIG. 7.1 – Interconnexion des huit DSP sur la carte OCTAL avec numéros des ports DSP utilisés. Les flèches désignent les liens avec les connecteurs d'entrées/sorties portés en face avant de la carte. Les processeurs de la carte QUAD correspondent à la moitié supérieure du cube.

Les cartes DSP disposent d'une interface VME complète, et peuvent fonctionner comme maître ou esclave du bus VME. Montées dans un châssis VME elles sont pilotées par un micro-ordinateur SBC, doté du système d'exploitation UNIX, permettant le chargement des programmes dans les processeurs de la carte ainsi que le dialogue via VME avec ces processeurs. Chaque processeur peut accéder indépendamment au bus VME.

Chaque processeur de la carte dispose de la possibilité d'interrompre les autres processeurs de la même carte. La réception d'un mot sur un port de communication, peut engendrer une interruption du processeur récepteur. Deux autres types d'interruptions utilisent des *boîtes aux lettres*. Un processeur peut envoyer à une *boîte aux lettres* la combinaison de processeurs de la même carte à interrompre. Les proces-

seurs destinataires sont alors détournés de leur tâche principale pour exécuter la procédure d'interruption demandée. Ils empilent alors le contexte des registres utilisés dans cette procédure avant d'en traiter les opérations demandées. En fin de procédure, l'ancien contexte est dépilé, et le programme continue son traitement à l'endroit où il a été interrompu. Le changement de contexte est coûteux en temps, si la procédure d'interruption utilise beaucoup de registres ou appelle elle-même des fonctions.

Les cartes Mizar sont dotées de  $8 \times 2$  *MByte* de "mémoires locales" de type RAM statique, une par processeur, sans cycle d'attente. Elles disposent également de 16 *MByte* de "mémoire globale", de type RAM statique, visible de tous les processeurs de la même carte, ainsi que de l'interface VME. Cette mémoire à deux cycles d'attente est d'accès plus lent. Les conflits qui résultent de demandes d'accès simultanés à cette mémoire par plusieurs C40 en dégradent les performances, c'est pourquoi on préfère d'utiliser les liens inter-processeurs pour des communications critiques en temps.

### Interconnexion des processeurs sur les cartes Mizar

L'interconnexion des processeurs sur les cartes OCTAL est détaillée sur la *figure 7.1*. Elle est réalisée en utilisant les six ports de communication dont dispose chaque C40, utilisables de manière bidirectionnelle. Les ports, qui rejoignent la face avant, sont représentés par des flèches qui précisent le sens de leur configuration au démarrage (entrée ou sortie). Ils sont utilisés dans ce sens uniquement pour la communication.

Pour la carte QUAD, chaque C40 est lié sur la carte à chacun de ses trois voisins. En face avant, les C40 0 et 1 possèdent deux entrées et une sortie, alors que les C40 2 et 3 possèdent deux sorties et une entrée.

Pour la carte OCTAL, chaque C40 est lié sur la carte à quatre voisins parmi sept, de manière à former un cube avec deux plans privilégiés sur lesquels se situent des croisements supplémentaires, formant une connectique comme sur une carte QUAD. Il reste deux ports libres sur chaque C40, reliés vers la face avant et configurés normalement en entrée et sortie.

### Le processeur DSP TMS-320-C40

Le processeur de traitement du signal TMS-320-C40 réunit dans une même puce une grande diversité de composants. Lors de la réalisation du logiciel des Processeurs d'Événement les spécificités du TMS-320-C40 ont été prises en compte.

■ Une unité centrale de calcul (CPU) avec une unité arithmétique et logique (ALU) évoluée permet d'effectuer en un cycle d'horloge une multiplication de deux *flottants* de 32 bits (avec une précision interne de 40 bits) suivi d'une addition d'un troisième nombre, opération clé en traitement numérique du signal, ainsi que toutes les opérations courantes d'additions et de décalages de bits d'entiers ou de *flottants*. Des instructions d'aide à la division et à l'extraction de racines carrées existent, mais ces opérations nécessitent des dizaines de cycles d'horloge. Un jeu de bus permet le transfert des résultats de calcul dans 12 (8) registres internes de 40 bits (32 bits). L'exécution apparente d'instructions en un cycle est obtenue par une unité de contrôle du flot de programme qui anticipe le calcul de 4 opérations successives à l'aide d'un pipeline. Des instructions de branchement qui rompent le flot normal du programme (branchements conditionnels, boucles, etc...) nécessitent par conséquent 4 cycles d'horloge et ralentissent considérablement le programme. Des instructions existent pour répéter des séquences de programme dont le nombre de parcours est connu à l'avance.

Le logiciel des Processeurs d'Événement utilise des *flottants* pour ses calculs. Toutes les divisions et racines carrées ont été évitées. L'utilisation de branchements est évitée au maximum, en déroulant les boucles autant que possible, et en employant des instructions à répétition de séquences.

■ Un gestionnaire de mémoire permet d'adresser un espace de 4 *GByte* de mémoire, dans lequel sont visibles  $2 \times 4$  *kByte* de mémoire volatile (RAM) rapide disponible dans le processeur, ainsi que deux bus de données permettant d'accéder simultanément à deux mémoires externes au processeur, la

”mémoire locale” et la ”mémoire globale”. Une mémoire cache permet de contenir 128 instructions à exécuter. Toutes ces mémoires peuvent contenir les opérandes de calcul et les instructions à effectuer.

Notre logiciel place le code à exécuter, ainsi que les variables fréquemment utilisées, dans la RAM interne, et utilise au maximum le cache d'instructions. L'utilisation de registres internes au lieu de variables dans la RAM a été optimisée. La mémoire locale est utilisée pour garder trace de résultats intermédiaires permettant de vérifier *a posteriori* le bon fonctionnement du code. La mémoire globale est utilisée pour les échanges inter-processeurs.

■ Six ports de communication bidirectionnels à **20 MByte/s** de taux de transfert permettent au processeur d'être connecté avec d'autres processeurs du même type dans une machine parallèle. Chaque port dispose d'une FIFO d'entrée et d'une FIFO de sortie, d'une profondeur de 8 mots de 32 bit chacune, ainsi que d'un gestionnaire de protocole de transfert qui arbitre l'utilisation de 8 lignes de données par port. L'arrivée d'un mot dans un lien de communication peut déclencher une interruption du processeur récepteur. Un lien inter-processeur se bloque lorsque la FIFO d'entrée du processeur récepteur A contient 8 mots. L'émetteur B peut continuer d'émettre 8 autres mots, qui restent dans sa FIFO de sortie, et ne sont transmis que lorsque le processeur A vide sa FIFO. De plus, dans ce cas, l'utilisation du port dans le sens inverse est impossible, des mots émis par A n'arrivent en B que lorsque A vide sa FIFO d'entrée.

L'utilisation bidirectionnelle des ports est évitée dans notre logiciel. Pour cela des liens supplémentaires, parallèles aux liens existant sur la carte Mizar, sont branchés par l'intermédiaire des connecteurs en face avant aux endroits concernés.

■ Deux chronomètres sont disponibles dans chaque processeur. Ils peuvent être démarrés et lus à tout moment. Ils comptent le temps en unité quadruple de la période de cycle d'horloge (100 ns pour une fréquence de 40 MHz). De plus il est possible de les utiliser en compte à rebours pour déclencher une interruption lorsque le temps spécifié est écoulé.

Les chronomètres sont utilisés dans un Processeur d'Événement pour compter les temps depuis le début du *burst*, pour réaliser un arrêt de programme lorsque le temps disponible pour le calcul est écoulé, et pour générer des interruptions.

■ Un coprocesseur à accès direct à la mémoire (DMA) est disponible dans la puce. Il permet d'effectuer des transferts de données entre les ressources du système (mémoires et/ou ports de communication), sans ralentir le CPU, en effectuant ces transferts lorsque les ressources sont libres, i.e. pendant les périodes de calcul du CPU. Un DMA peut être programmé de telle sorte qu'à l'apparition d'un mot en entrée d'un port de communication, celui-ci soit automatiquement transféré vers la sortie d'un autre port.

Le DMA est utilisé dans la ferme des Processeurs d'Événement pour gérer les flots de mots de décision (TRIG) et de libération (FREW) des Processeurs d'Événement.

### La programmation de la ferme

Le logiciel des Processeurs d'Événement est développé dans le langage C, pour lequel un compilateur, qui produit du code natif C40, est disponible. Des optimisations en assembleur ont été nécessaires pour pouvoir utiliser pleinement les spécificités du processeur.

Aucun système d'exploitation n'étant utilisé, il n'existe pas de gestionnaire de tâches qui demande à un processeur l'exécution d'un calcul pour en récupérer le résultat et le transmettre à l'utilisateur, comme c'est le cas en général sur des machines multi-processeur. L'accès à des disques n'est pas géré, ni même les fonctions de sortie de données élémentaires vers un terminal tels que *printf* ou *write*.

Le programme exécuté par un processeur de la carte est seul, et doit gérer lui-même toutes les ressources. On utilise une seule procédure système, qui permet de charger le programme à un endroit précis de la mémoire et de le démarrer. Le programmeur doit prendre en main lui-même l'entière gestion de la mémoire, les opérations d'entrée/sortie sur les ports de communication, etc...

Nous avons donc développé une bibliothèque mnémonique, permettant d'encapsuler les opérations standard sans se soucier des adresses utilisées pour les réaliser, telles les entrées/sorties sur les ports de communication, l'utilisation de chronomètres, la gestion des interruptions, les DMA, etc... Une bibliothèque de fonctions plus complexes a également été développée, pour la réalisation d'un protocole de transfert de grands volumes de données à travers le VME vers (ou depuis) le contrôleur de châssis SBC. Ceci a rendu la programmation de cette machine plus facile et plus plaisante.

### 7.2 La parallélisation de l'algorithme de reconstruction

L'algorithme de reconstruction est réalisé au sein d'un Processeur d'Événement à l'aide d'un programme qui a la structure d'une boucle sans fin, dont les étapes sont l'abonnement à un événement depuis le Distributeur d'Événement, le traitement de l'événement, et la réponse à la carte MISC.

#### Nombre de processeurs utilisés dans un Processeur d'Événement

Le traitement au sein du Processeur d'Événement comporte, l'algorithme XYUV (voir 5.2 p.65), qui se déroule identiquement pour chacune des 3 chambres utilisées (numérotées 1,2 et 4). Pour une chambre donnée, cet algorithme n'a besoin que d'une connaissance partielle de l'événement : les coordonnées des impacts dans sa chambre. On peut donc exécuter en parallèle sur trois processeurs les traitements XYUV-1, XYUV-2 et XYUV-4 pour les trois chambres, au lieu d'effectuer ces traitements en série sur un seul processeur.

L'algorithme de parcours de la combinatoire de paires de segments liant des points de la chambre 1 et 2 pour en évaluer le vertex n'a besoin, lui aussi que d'une connaissance partielle de l'événement: les impacts reconstruits dans la chambre 1 et 2. De plus il peut déjà débiter, alors que XYUV-1 et XYUV-2 n'ont pas encore terminé de produire tous les points, grâce au concept de parcours des Blocs  $N \times P$  détaillé dans le chapitre précédent. Un processeur supplémentaire va être dédié à cette amorce de parcours de combinatoire.

L'algorithme de calcul de la masse nécessite la connaissance de tous les impacts dans la chambre 4, et ne peut que débiter lorsque XYUV-4 a terminé sa production d'impacts. Il semble par conséquent judicieux de ne pas lui réserver de processeur supplémentaire mais de faire tourner le calcul de masse à la suite de XYUV-4 dans le même processeur. Ainsi le calcul de masse pourra utiliser la connaissance qu'a ce processeur des impacts dans la chambre 4. Nous allons voir dans la suite comment le calcul de masse reçoit les informations supplémentaires qui sont nécessaires à son fonctionnement.

Le nombre de processeurs qui collaborent à la reconstruction en ligne de l'événement dans un Processeur d'Événement est par conséquent choisi égal à quatre. Compte tenu du nombre de processeurs figurant sur les cartes Mizar disponibles ce nombre semble idéal. Une carte QUAD est dédiée à une entité Processeur d'Événement, une carte OCTAL à deux Processeurs d'Événement.

#### La répartition des tâches entre les processeurs

Pour être indépendant du numéro physique du processeur sur la carte QUAD ou OCTAL, introduisons une petite abstraction, en nommant les quatre processeurs utilisés en parallèle dans un Processeur d'Événement NORD, SUD, EST, OUEST<sup>1</sup>.

Chacun de ces processeurs prend en charge au cours du déroulement du programme un certain nombre de tâches, définies maintenant.

Le processeur EST reçoit les coordonnées de tout l'événement depuis le Distributeur d'Événement, et les redistribue aux autres processeurs qui en font usage (tâche SEND). Ensuite il se charge du calcul

---

1. nos points cardinaux pour la programmation du système

des impacts dans la chambre 1 à partir des coordonnées de cette chambre (tâche XYUV-1). Il est chargé ensuite d'une partie du parcours de la combinatoire des paires de segments entre chambre 1 et 2 menant à l'évaluation du vertex (tâche VRTX-A1).

Le processeur OUEST exécute la tâche XYUV-2 pour la reconstitution des impacts de la chambre 2. Il prend ensuite en charge une autre partie de la combinatoire de vertex dans la tâche VRTX-A2.

Le processeur NORD exécute la tâche XYUV-4 pour la reconstitution des impacts de la chambre 4. Ensuite il évalue la masse de l'événement à partir des impacts dans la chambre 4 dont il a connaissance (tâche de type MASS). Enfin il effectue l'évaluation finale et délivre le mot de décision dans la chaîne des décisions (tâche de type TRIG, pour *déclenchement*). Dans une tâche en permanence active, il prend garde au temps de calcul et s'assure que le mot de décision est émis avant la limite ultime imposée au système (tâche de type WDOG, *watchdog=chien de garde*).

Enfin le processeur SUD se charge d'évaluer la dernière partie de la combinatoire de vertex dans la tâche VRTX-M. Il délivre aussi le mot de libération du Processeur d'Événement quand tous les autres processeurs ont terminé toutes leurs tâches (tâche FREW, *free event worker*). Dans une tâche en permanence active, il note les moments auxquels apparaissent des ordres de re-synchronisation des horloges de la part de la MISC, ainsi que les informations précisant que le *burst* vient de commencer ou de se terminer (tâche SYNC).

**Le séquençement temporel des tâches**

Voyons à présent comment ces différentes tâches s'agencent chronologiquement dans le système multi-processeur, et quels sont les flux de données transférées entre les processeurs, schématisés sur *figure 7.2*.

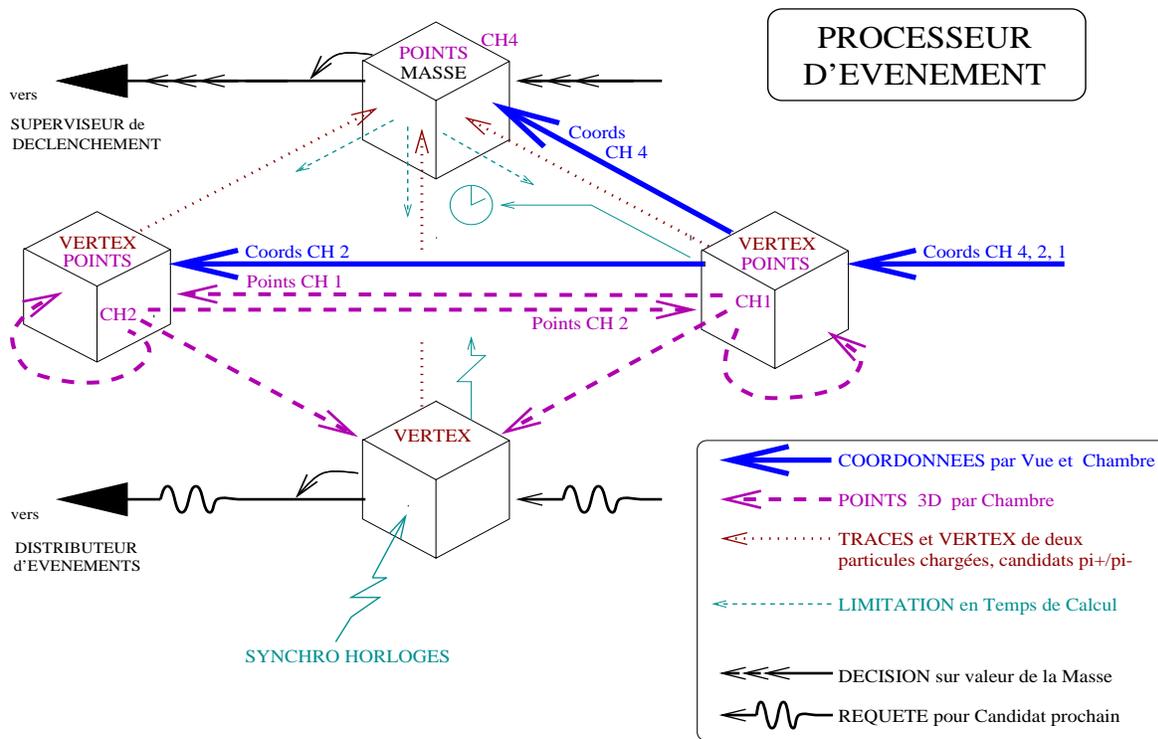


FIG. 7.2 – Flux de données entre les tâches exécutées par les quatre processeurs (NORD, SUD, EST, OUEST) au sein d'un Processeur d'Événement.

Avant le début d'un événement, les quatre processeurs d'un Processeur d'Événement sont en état d'attente. Le Processeur d'Événement est libre, son identification est dans la file d'attente des Processeurs d'Événement libres dans le Distributeur d'Événement. Le Processeur d'Événement reste en attente jusqu'à ce que son identification arrive en première position dans cette file d'attente.

Au prochain événement, le Distributeur d'Événement commence alors à transmettre ses paquets de coordonnées en provenance des Cartes A&B à destination du port d'entrée du processeur EST configuré à les recevoir. La tâche SEND se réveille dans EST, et redistribue d'abord les coordonnées de la chambre 4 à NORD, ensuite celles de la chambre 2 à OUEST avant de recevoir et de garder celles de la chambre 1 pour le processeur EST lui-même. A ce stade les flux de données circulant de EST à NORD et OUEST sont donc des paquets de coordonnées. Finalement chaque processeur EST, OUEST et NORD aura accumulé dans sa mémoire propre les coordonnées de la chambre qui l'intéresse, et commence à exécuter la tâche XYUV. Le départ de ces tâches parallèles n'est pas synchronisé. Chaque processeur commence sa tâche aussi vite que possible, c'est-à-dire dès qu'il a reçu toutes les coordonnées pour sa chambre. Ces tâches produisent des points dans l'espace (impacts des points reconstruits). Ces impacts reconstruits sont expédiés à travers les liens à des processeurs destinataires, et on assiste à un flux d'impacts organisé selon le schéma suivant. La tâche XYUV-1 d'EST redistribue les impacts reconstruits de la chambre 1 aux processeurs SUD et OUEST, et en garde aussi une copie en interne pour elle-même. La tâche XYUV-2 de OUEST redistribue les points de la chambre 2 aux processeurs SUD et EST, et en garde également une copie en interne. La tâche XYUV-4 dans le processeur NORD ne redistribue pas ses impacts de la chambre 4, mais les accumule en interne pour une utilisation ultérieure.

Le processeur SUD est jusque-là en attente. Mais dès que les premiers impacts depuis XYUV-1 et XYUV-2 lui parviennent, il entame déjà sa partie de combinatoire dans la tâche VRTX-M. Les processeurs EST et OUEST, dès qu'ils ont terminé les tâches XYUV-1 et XYUV-2 commencent à leur tour à exécuter les tâches VRTX-A1 et VRTX-A2. Les trois processeurs exécutant les tâches VRTX ont à ce stade connaissance progressive des impacts des chambres 1 et 2, soit parce qu'ils les ont gardés en local s'ils les ont produits eux-mêmes, soit parce qu'ils les reçoivent du producteur voisin. Par conséquent la combinatoire s'effectue partiellement en parallèle dans le système multi-processeur. Tous les vertex possibles formés à partir de 2 traces avant l'aimant sont examinés. Dans le cas d'un vertex acceptable le calcul de masse doit s'effectuer.

Ici il a été judicieux de ne pas effectuer le calcul de masse à la suite d'un vertex acceptable, dans le même processeur. En effet ceci aurait ralenti le parcours de la combinatoire, dans le cas où la masse n'est pas bonne. On aurait perdu un temps précieux permettant de terminer la combinatoire et de rejeter l'événement ou trouver un autre vertex acceptable. Par conséquent la philosophie suivante a été adoptée. Quand l'une des tâches VRTX trouve un vertex acceptable, seule une requête de calcul de masse est envoyée à la tâche MASS du processeur NORD. Celui-ci, dès qu'il a terminé XYUV-4, entre en attente d'une telle requête en provenance de SUD, EST et OUEST dans la tâche MASS. La requête contient simplement les ingrédients dont MASS a besoin pour calculer la masse (les extrapolations dans le plan de la chambre 4 des deux traces formant un bon vertex ainsi que leur angle d'ouverture), en utilisant les impacts dans la chambre 4, dont il a connaissance, suite à XYUV-4. Pour le calcul du temps de vol du kaon, une variable supplémentaire ( $A - B$ , cf. 5.2.5 p.83) est transmise.

Ensuite le processeur NORD exécute la tâche TRIG et s'il s'agit d'un événement acceptable (après coupure en masse et temps de vol), envoie le mot de décision et mémorise qu'il l'a déjà envoyé. Il s'interdit alors de l'envoyer une deuxième fois pour le même événement.

Les autres processeurs continuent librement à terminer leur combinatoire et les flux de données prennent naturellement fin. Le processeur MASS est aussi averti lorsqu'une tâche VRTX a pris fin et arrête d'attendre des requêtes de calcul de masse depuis la source en question. Quand les trois sources VRTX se sont éteintes et que la réponse n'a pas encore été envoyée, elle ne peut être que négative, l'événement est à rejeter, aucune combinaison ne permet de lui trouver une bonne masse. TRIG se charge alors de répondre également dans ce cas.

Les processeurs qui avaient exécuté les tâches XYUV vont ensuite exécuter la purge des tables UTable et VTable utilisées dans XYUV. Cette purge est effectuée hors section critique, une fois que la réponse a été donnée par TRIG, et n'entre donc pas dans le budget temporel utilisé pour la prise de décision. Cependant il faut aussi se dépêcher à ce stade, et libérer au plus vite le Processeur d'Événement pour un nouvel événement. Pour cela une fois toutes leurs tâches terminées, les processeurs autres que SUD envoient un mot de fin à SUD, resté en attente d'un tel signal en provenance de chacun de ses trois collègues. Quand tous ont signalé leur terminaison, SUD exécute la tâche FREW qui libère le Processeur d'Événement, en envoyant son identification dans la file d'attente du Distributeur d'Événement.

Les processeurs sont ensuite de nouveau en attente d'un prochain événement, dans la configuration dont nous sommes partis.

### Développement de l'algorithme et optimisation de ses performances temporelles

Lors du développement de l'algorithme partagé entre quatre processeurs, des mesures de durée de traitement des différentes sections du code ont été effectuées.

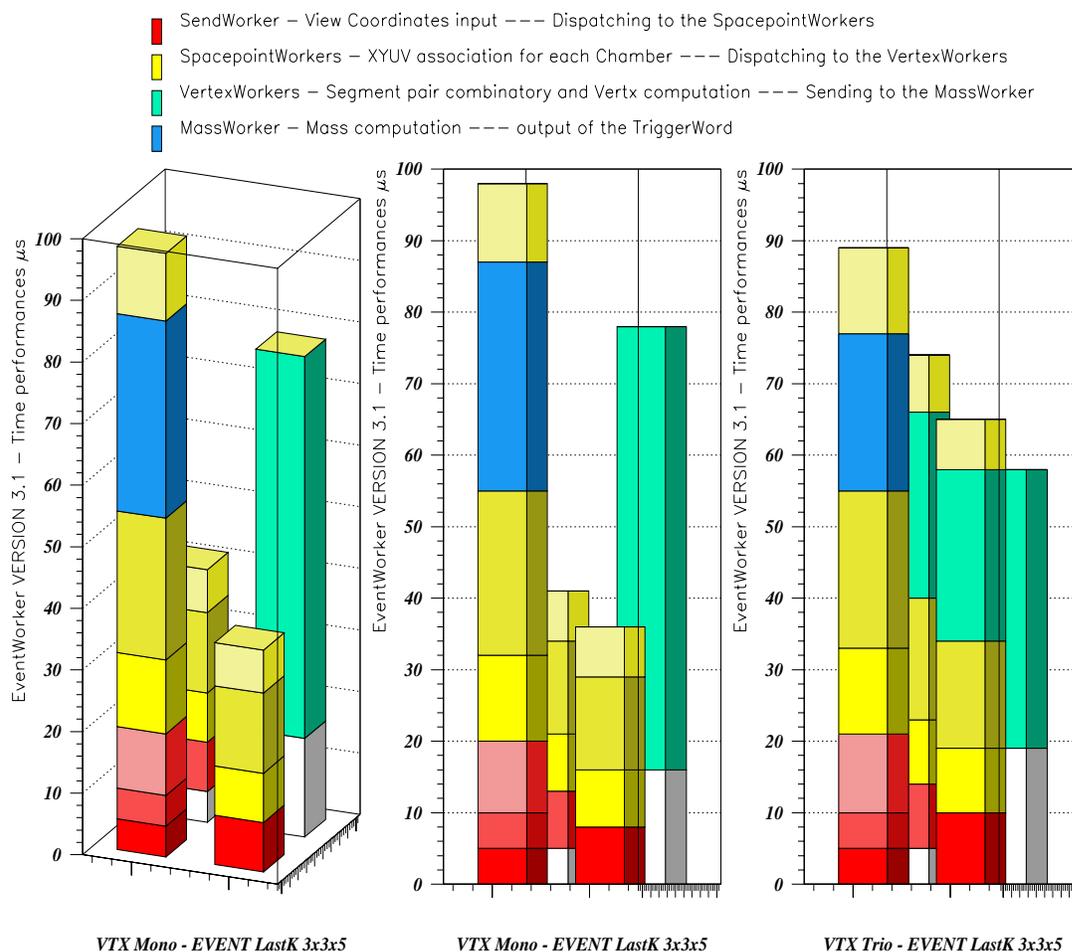


FIG. 7.3 – Durée des étapes de traitement d'un événement.

Ceci a permis de démontrer que l'utilisation des liens de communication entre processeurs est plus rapide que l'utilisation de communications par la mémoire globale de la carte (gain de  $12 \mu s$  sur le calcul d'un événement  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^-$  propre). Au lieu de placer le code de chaque processeur dans la mémoire

locale au processeur, celui-ci a été entièrement placé dans la mémoire cache interne au processeur (de 8 kByte), ce qui entraîne un gain net de  $15 \mu s$ . Découpler la tâche de calcul du vertex d'un calcul de masse à l'affilée, apporte également un gain de  $10 \mu s$  environ.

L'utilisation de 3 processeurs pour le parcours de la totalité de la combinatoire permet de traiter des événements de combinatoire complexe dans le temps disponible au calcul : un événement avec une trace accidentelle est traité en  $77 \mu s$  au lieu de  $87 \mu s$  sur une carte à 40 MHz, comme le montre la figure 7.3 pour un événement avec 3 coordonnées dans les chambres 1 et 2, et 5 coordonnées dans la chambre 4. Les processeurs NORD, EST, OUEST et SUD sont représentés sur la figure par un ensemble de quatre colonnes, allant de gauche à droite dans l'ordre. Le gain de temps d'une combinatoire répartie entre EST, OUEST et SUD est visible (figure de droite) par rapport à SUD seul (figures de gauche). La tâche SEND est ici exécutée par NORD, qui envoie vers OUEST et EST les coordonnées de la chambre 1 et 2 et garde celles de 4 en local, contrairement à la configuration finale décrite ci-dessus.

Cependant, pour un événement simple comportant 2 traces (une seule combinaison), l'utilisation de 3 processeurs ralentit le traitement de  $5 \mu s$  sur un total de  $47 \mu s$ , par rapport à l'utilisation d'un processeur seul, à cause du surplus de communication entre les processeurs.

#### La répartition de la combinatoire sur plusieurs processeurs

Le traitement de la combinatoire de calcul du vertex se fait en utilisant le tableau des Blocs  $N \times P$  (voir 5.2.2 p.72). Pour cela chaque processeur qui participe au calcul du vertex dispose d'un tableau initialisé au début de l'exécution du programme, qui précise pour chaque combinaison de points dans la chambre 1 et 2 la partie de la combinatoire associée. Ce tableau doit être rempli de telle sorte que la charge de calcul de chaque processeur soit équitable, au fur et à mesure que les points sont produits par l'algorithme XYUV.

Considérons pour cela le nombre total de combinaisons de paires de segments à évaluer entre  $n$  points de la chambre 1 et  $p$  points de la chambre 2 :  $C(n, p) = n(n-1)p(p-1)/4$  (en considérant comme une seule combinaison une paire de segments et sa paire croisée associée, obtenue en échangeant les points de la chambre 2 par exemple). Cette charge de calcul est à répartir sur  $m$  processeurs. Pour cela on effectue la division entière  $C = mQ + R$  de quotient  $Q$  et de reste  $R$ . On affecte la partie  $C_i = Q$  de la combinatoire à  $m-1$  des processeurs et la partie  $C_i = Q + R$  au processeur restant, dont la charge de calcul sera plus élevée que celle des autres, de façon minimale. Ces processeurs utilisent chacun une table des Blocs  $N \times P$ , dont le nombre de combinaisons  $\delta C_i(n, p)$  dans le bloc  $(n, p)$  comporte toute la combinatoire  $C_i(n, p)$  à effectuer, sauf celle déjà contenue dans les blocs de numéros  $n$  ou  $p$  inférieurs. Le nombre de combinaisons à effectuer par le processeur  $i$ , inscrites dans le bloc  $(n, p)$ , vaut donc :

$$\delta C_i(n, p) = C_i(n, p) - C_i(n-1, p) - C_i(n, p-1) + C_i(n-1, p-1) \quad (7.1)$$

Par conséquent on sait répartir le total des  $\delta C(n, p) = (n-1)(p-1)$  combinaisons de paires de segments d'un Bloc  $N \times P$ , décrites dans 5.2.2 p.72 dans  $m$  processeurs, en attribuant les  $\delta C_1(n, p)$  premières combinaisons au processeur 1, ..., et les  $\delta C_m(n, p)$  dernières au processeur  $m$ .

Dans notre cas, nous utilisons  $m = 3$  processeurs, et nous choisissons le processeur SUD comme étant celui qui a la charge augmentée du reste de la division de la combinatoire par 3, puisqu'il est le processeur qui n'a pas d'autre calcul à faire. Les processeurs EST et OUEST assurent les autres parts. Le tableau 7.1 donne la répartition de la combinatoire obtenue.

### 7.3 Les flux de données au sein d'un Processeur d'Événement

#### Entrée des coordonnées dans le Processeur d'Événement

Les 12 Cartes A&B sont connectées en entrée du Distributeur d'Événement de telle sorte que les paquets

p=	SUD				EST,OUEST			
	2	3	4	5	2	3	4	5
n=2	1	0	1	2	0	1	1	1
n=3	0	2	2	2	1	1	2	3
n=4	1	2	3	4	1	2	3	4
n=5	2	2	4	6	1	3	4	5

TAB. 7.1 – Répartition de la combinatoire de calcul de vertex entre les processeurs SUD, EST et OUEST (nombre de combinaisons par processeur et par bloc  $(n, p)$ ).

de coordonnées des 12 vues d'un événement arrivent en entrée du Processeur d'Événement dans l'ordre suivant : 4x, 4y, 4u, 4v, 2x, 2y, 2u, 2v, 1x, 1y, 1u, 1v. Chaque paquet est formé de mots de 32 bits, comportant le compte de coordonnées en en-tête, et la liste des coordonnées, en regroupant deux coordonnées par mot de 32 bits. La connexion entre le Distributeur d'Événement et le Processeur d'Événement est réalisée par l'intermédiaire d'un connecteur en face avant de la carte Mizar, et respecte le protocole de transfert sur un lien de processeur DSP.

### Envoi et réception des coordonnées

Le processeur récepteur du flot de coordonnées (tâche SEND) décode l'en-tête de chaque paquet pour savoir à combien de coordonnées il doit s'attendre, et transfère celui-ci, ainsi que les coordonnées reçues vers les processeurs destinataires (tâches XYUV-4 et XYUV-2).

La réception des paquets de coordonnées redistribuées dans les tâches XYUV (1,2 et 4) se fait en suivant le même protocole. Les coordonnées reçues sont décodées, converties *flottants* et stockées dans les tableaux  $X []$ ,  $Y []$ ,  $U []$  et  $V []$  utilisés dans l'algorithme XYUV (cf. 5.2.1 p.66). On code également l'information si la coordonnée provient de la partie gauche ou droite de la vue par rapport au trou central.

Lors de la réception des quatre paquets X,Y,U et V d'une chambre au sein d'un processeur XYUV la cohérence des *étiquettes temporelles* des paquets est vérifiée, ce qui permet de détecter des pertes de paquets dans l'arborescence en amont du Processeur d'Événement. La vérification de la cohérence globale de tout l'événement est effectuée en fin de traitement de l'événement et signifiée dans un mot de contrôle, enregistré dans un message de fin de *burst*.

### Envoi et réception des impacts reconstruits

Les tâches XYUV-1 et XYUV-2 (dans EST et OUEST) produisent des points dans l'espace de chambres 1 et 2 à partir des coordonnées disponibles et envoient ces informations à travers les liens C40 aux tâches VRTX des processeurs EST, OUEST et SUD. Pour chaque point, l'information envoyée est de deux *flottants* (de 32 bits) pour les coordonnées  $x$  et  $y$  reconstruits. Pour informer les tâches VRTX de la fin de la reconstruction des points, les tâches XYUV utilisent un mot de 32 bits qui code pour une valeur illégale d'un *flottant*.

Puisqu'un lien utilisé monodirectionnellement permet de mémoriser au plus 15 *flottants*, avant de se bloquer, il ne peut y avoir plus de 7 points reconstruits par chambre et un marqueur de fin de paquet. Les tâches XYUV comptent le nombre de points reconstruits et signifient une erreur disponible dans le message de fin de *burst* lors d'un dépassement de capacité autorisé. Un lien supplémentaire à celui disponible sur la carte Mizar est branché en face avant et relie le processeur EST à OUEST, pour garantir que tous les liens comportent des flux de données monodirectionnels. En absence de ce lien, la profondeur de stockage des liens est diminuée à 7 mots, et un blocage intervient dès le quatrième point produit.

A la réception, les tâches VRTX scrutent alternativement l'état des liens en provenance de XYUV-1 et XYUV-2. Dès qu'un mot arrive sur l'un des liens, VRTX évalue s'il code pour une fin de paquet de points reconstruits dans la chambre 1 ou 2.

Si ce n'est pas le cas, il s'agit d'une coordonnées  $x$  d'un nouveau point et une coordonnée  $y$  doit suivre. Les coordonnées de la chambre 1 et 2 reçues sont mémorisées dans deux tables internes  $N[1..n]$  et  $P[1..p]$ . Si au moins deux coordonnées sont disponibles pour la chambre 1 et 2 ( $n \geq 2$  et  $p \geq 2$ ), chaque nouveau point  $n+1$  reçu de la part de XYUV-1 a pour conséquence que la combinatoire de vertex de toute la ligne ( $n+1, 2..p$ ) des Blocs  $N \times P$  est évaluée. Un nouveau point  $p+1$  en provenance de XYUV-2 provoque l'évaluation de la colonne ( $2..n, p+1$ ) des Blocs  $N \times P$ .

De cette manière, lors de l'apparition de la marque finale de production de points dans la liste  $N$  ou  $P$ , toute la combinatoire relative à ces points est déjà évaluée. Quand les marques en provenance de XYUV-1 et XYUV-2 sont toutes deux reçues, le parcours de la combinatoire totale est terminé.

#### Envoi et réception des requêtes d'évaluation de la masse

Si une bonne combinaison de paires de segments entre les chambres 1 et 2 est trouvée lors d'une évaluation de vertex par les tâches VRTX, un calcul de masse invariante (tâche MASS) incluant les points de la chambre 4 s'impose. Puisque le processeur NORD se charge de cette tâche, une requête doit lui être transmise par un lien de communication depuis la tâche VRTX concernée, exécutée dans un processeur différent de NORD. NORD utilise les impacts dans la chambre 4, dont il a connaissance à la suite de la tâche XYUV-4.

La requête de calcul comporte les informations qui manquent à NORD pour son évaluation de masse : le carré de l'angle d'ouverture  $\theta^2$  des traces retenues avant l'aimant et les points d'extrapolation des ces deux traces dans le plan de la chambre 4,  $(x_{X1}, y_{X1})$  et  $(x_{X2}, y_{X2})$ , ainsi que la variable intermédiaire  $A - B$ , obtenue dans l'évaluation du vertex (5.2.3 p.75), pour pouvoir également calculer le temps de vie du kaon dans NORD (cf. 5.2.5 p.83). En tout une requête de calcul de masse (et de temps de vie) nécessite le transfert de 6 flottants.

Une marque de fin de combinatoire (*flottant illégal*) est envoyée à MASS lorsque VRTX a terminé l'évaluation de sa partie de combinatoire. Lorsque MASS a reçu cette marque depuis toutes les trois tâches VRTX, toute la combinatoire a été évaluée.

#### Envoi des mots de décision

Lorsque aucune combinaison n'a donné de masse acceptable (suivie d'une valeur acceptable pour le temps de vie), une décision de rejet de l'événement est envoyée. Par contre une décision d'acceptation est émise dès la première requête d'évaluation de masse (et du temps de vie) se terminant avec succès.

La décision reprend l'étiquette temporelle nécessaire au L2TS pour identifier l'événement, ainsi que quatre configurations (lors des prises de données de 1995 et 1996) qui sont TRIG\_OK, VRTX\_OK, WDOG, FAIL, dont la présence signifie respectivement une décision favorable (masse et temps de vie corrects), au moins un vertex acceptable, un événement trop complexe pour lequel le temps de calcul disponible n'est pas suffisant (voir la suite), et une erreur fatale.

La décision est émise par le processeur NORD sur l'un de ses ports de sortie réservé à cet effet.

#### Libération du Processeur d'Événement

A la fin de leur traitement, les processeurs NORD, OUEST et EST effectuent les tâches de remise à zéro des tables utilisées par XYUV-4,2 et 1. Ensuite chacun émet un mot de contrôle vers le processeur SUD, contenant le cumul des erreurs qui ont pu se produire lors des traitements internes dans ces processeurs.

La tâche FREW de SUD détecte l'arrivée de ces trois mots, et envoie le cas échéant l'identification du Processeur d'Événement concerné dans un lien de sortie de SUD, destiné à cet effet.

## 7.4 La gestion du temps de calcul dans un Processeur d'Événement

Pour évaluer ses propres performances, le Processeur d'Événement a besoin du *temps de réception* du premier mot des données, du temps d'émission de la décision (*temps TRIG*) et du temps de libération (*temps FREW*). Il utilise pour cela les chronomètres des processeurs C40.

### La correction du temps par re-synchronisation des horloges

L'utilisation de chronomètres locaux à chaque C40, non synchrones à l'horloge globale de l'expérience, entraîne inévitablement des dérives du temps mesuré par deux processeurs entre eux, et par rapport au temps global. Nous avons déterminé une dérive de l'ordre de  $10^{-5}$  ( $20 \mu s$  par *burst*). Le principe de la re-synchronisation des chronomètres utilisée est maintenant décrit (voir *figure 7.4*).

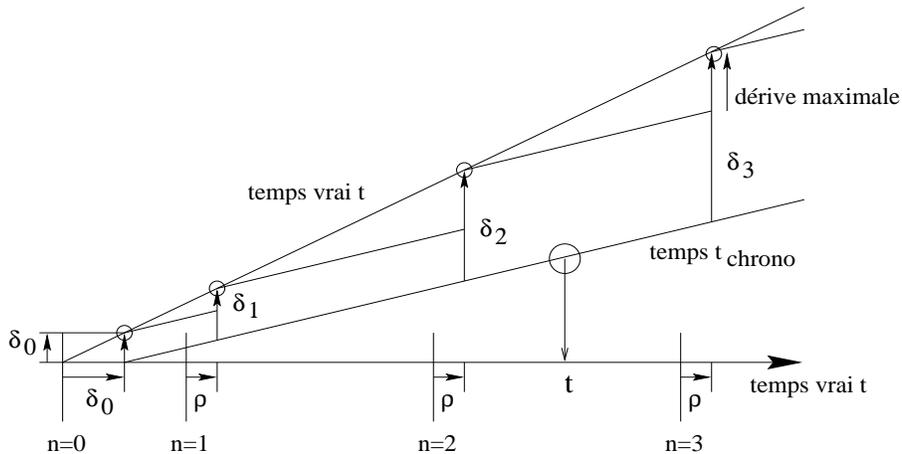


FIG. 7.4 – Principe de la correction du temps par re-synchronisation des horloges

A tout moment, la détermination du temps absolu  $t$  dans chaque processeur se fait en lisant la valeur  $t_{chronos}$  de son chronomètre, démarré au début du *burst*, puis en la corrigeant par :

$$t = t_{chronos} + \delta_n \quad (7.2)$$

Une correction initiale  $\delta_0 > 0$  est nécessaire, parce que le démarrage du chronomètre ne peut se faire qu'avec un retard par rapport au début de *burst* (le 0 de l'horloge globale), suite à la propagation du message de début de *burst*. La correction du temps mesuré  $t_{chronos}$  par  $\delta_n$  se fait ensuite à l'aide d'impulsions de re-synchronisation, de période  $\Delta$  absolument fixée, dont la première ( $n = 1$ ) arrive exactement un temps  $\Delta/2$  après le début du *burst*. Ces impulsions sont donc émises aux temps absolus :

$$t_n = \Delta/2 + (n - 1)\Delta \quad (7.3)$$

Le processeur resynchronisé prend connaissance des impulsions avec un retard  $\rho$  lié à la propagation de l'information, si bien que la valeur de la correction  $\delta_n$  se déduit de son temps chronométré lors de la réception de l'impulsion et de  $\rho$  :

$$\delta_n = t_n + \rho - t_{chronos} \quad (7.4)$$

Cette correction est ensuite applicable jusqu'à la prochaine re-synchronisation, qui la remet à jour. La période de re-synchronisation est choisie de façon à limiter la dérive des horloges à moins de  $1 \mu s$  pendant cette période. Une vingtaine de re-synchronisations pendant les 2.5 s du *burst* suffisent en pratique.

La valeur de  $\rho$ , difficile à déterminer avec précision, est de l'ordre de  $3\mu s$ . La valeur de  $\delta_0$  se déduit par extrapolation des valeurs de  $\delta_n$  (en fonction de  $t_n + \rho$ ) au temps  $t_0 = 0$ .

### Réalisation de la re-synchronisation des horloges

La remise en temps des horloges internes aux Processeurs d'Événement avec l'horloge globale de l'expérience est effectuée par l'émission de commandes de "début de burst", de "fin de burst" et de "re-synchronisation" à intervalles de temps réguliers depuis la MISC aux Processeurs d'Événement de la ferme, par l'intermédiaire du Distributeur d'Événement qui se charge de leur retransmission au processeur SUD d'un Processeur d'Événement, en utilisant des ports prévus à cet effet. Lors de la réception d'un mot sur ce lien, le processeur SUD d'un Processeur d'Événement, entre dans une procédure d'interruption, dans laquelle il décode le mot.

Dans le cas d'un "début de burst", SUD dépose en mémoire globale un mot de contrôle qui signifie à tous les C40 d'une même carte que le début de *burst* vient d'arriver, et quitte rapidement l'interruption. Tous les processeurs sont en attente de ce mot de contrôle, et entrent, dès son arrivée, dans un mécanisme de synchronisation mutuel à double acquittement, dont ils sortent simultanément, à quelque 200 ns près, pour démarrer chacun leur chronomètre local de mesure du temps dans le *burst* ( $t_{\text{chrono}}$ ). Ils disposent à ce moment-là de la correction initiale du temps,  $\delta_0$ , pré-chargée en mémoire. Dans le cas d'une "re-synchronisation", SUD note le temps du chronomètre local où elle est reçue, incrémente son numéro  $n$ , et calcule la correction  $\delta_n$ , qu'il dépose en mémoire globale, à la disposition de tous les processeurs de la même carte, qui l'utilisent pour la correction d'un temps local mesuré à n'importe quel moment. Un signal "fin de burst" arrête les chronomètres.

### La limitation du temps de calcul par *watch dog*

En se servant de l'étiquette temporelle, codée dans les données de chaque événement, un processeur peut connaître le temps de l'événement  $t_{\text{evt}}$ , et utiliser le *temps de réception* des données  $t_{\text{in}}$ , pour en déduire le temps qu'il lui reste au calcul, le *budget temporel*  $\delta t_{\text{budget}} = t_{\text{evt}} - t_{\text{in}} + 100\mu s$ , si la limite absolue de réponse est de  $100\mu s$ .

Le Processeur d'Événement programme un compteur à rebours avec ce *budget temporel*, permettant d'interrompre le traitement en cours quand le temps s'est écoulé (mécanisme de *watch dog* ou "chien de garde"). Dans ce cas il émet le mot TRIG dans la procédure d'interruption, en y mentionnant le fait qu'il n'a pas eu le temps d'effectuer le calcul jusqu'au bout. Ceci permet au L2TS de garder ces événements, si leur taux n'est pas trop important ou d'en garder une fraction seulement, pour pouvoir dire quelles sont les propriétés des événements perdus.

La réception des données est faite par le processeur EST, alors que l'émission du mot TRIG se fait par NORD. Par conséquent, EST décode l'étiquette temporelle pour calculer le *budget temporel* une première fois, et décide s'il n'y a aucune chance de traiter l'événement, auquel cas toutes ses données sont reçues depuis le Distributeur d'Événement, mais non retransmises en interne pour ne pas perdre de temps, et les processeurs NORD et SUD sont renseignés pour émettre les mots TRIG et FREW. S'il y a une chance de traiter l'événement, la distribution des données en interne est faite. Le processeur NORD réévalue le *budget temporel* à la fin de la réception et programme un compte à rebours qui va l'interrompre pour l'émission du mot TRIG au cas échéant. Deux traitements sont alors envisageables.

Le premier prévoit un mécanisme d'interruptions émises par NORD à tous les autres DSP du Processeur d'Événement, avec attente mutuelle, pour ensuite casser le flux normal des données (écrit en langage assembleur), vider les liens susceptibles de contenir des données non encore utilisées, effectuer la remise à zéro des tables utilisées par les algorithmes XYUV, et émettre rapidement le mot FREW, pour recommencer l'attente d'un nouvel événement. Suite à une particularité des processeurs C40, qui sont interruptibles lorsqu'ils sont en attente d'un mot sur un lien, il devient nécessaire dans ce cas de vérifier,

pour toute lecture de lien, la présence d'un mot dans le lien, avant de tenter sa lecture, pour ne pas risquer de blocage mutuel des processeurs (*dead lock*). Cette méthode ralentit le traitement des événements rapides à évaluer.

Le second traitement consiste à laisser simplement se terminer les flux de données à l'intérieur du Processeur d'Événement, sans interrompre le travail en cours, tout en interdisant une seconde émission du mot de décision TRIG. Ainsi, les calculs prennent naturellement fin, et le mot de libération FREW est émis. Ceci rallonge le traitement des événements complexes, mais ne perd pas de temps pour l'évaluation des événements simples, et conduit en moyenne à un gain de temps net.

## **7.5 L'interconnexion de la ferme de Processeurs d'Événement**

### **Schéma de la ferme de Processeurs d'Événement**

Une fois le schéma fonctionnel interne d'un Processeur d'Événement défini, et notamment ses entrées et sorties, il faut s'assurer que la connectique disponible entre différentes cartes est suffisante pour le réaliser, et dans le cas échéant le modifier. Le schéma présenté ci-dessus est le schéma définitif, qui permet de réaliser une ferme à base de cartes OCTAL et QUAD mixte. Dans 7.1 p.101 les connecteurs disponibles en face avant de chaque carte Mizar, ainsi que les liens internes ont été présentés. Les configurations normales des ports en face avant en entrée ou sortie doivent être respectées pour ne pas poser de problèmes lors de la mise sous tension.

Le schéma suivant a été adopté pour une ferme à base de deux cartes OCTAL (voir *figure 7.5*). Il existe quatre versions différentes de Processeur d'Événement, qui se distinguent par des codes exécutables différents, des numéros de processeurs différents mis en jeu, et dont les entrées/sorties diffèrent. Ces versions sont nommées d'après les "saisons" SPRING, SUMMER, AUTUMN et WINTER<sup>2</sup> puisque tout Processeur d'Événement supplémentaire n'est qu'une itération d'une des "saisons" précédentes (même code, même câblage, etc...).

Les Processeur d'Événement SPRING et WINTER se composent des DSP de numéros bas (0,1,2 et 3) des deux cartes OCTAL, alors que SUMMER et AUTUMN se composent des DSP de numéros élevés (4,5,6 et 7), auxquels sont attribués respectivement les "points cardinaux" SUD, NORD, EST et OUEST. D'un point de vue fonctionnel, SPRING et AUTUMN (resp. SUMMER et WINTER) sont identiques et ne diffèrent que par les numéros des DSP et ceux de leurs ports de communication utilisés. Les processeurs SUD de SPRING et de AUTUMN reçoivent tous deux des re-synchronisations des horloges de la part de la MISC, qu'ils redistribuent aux autres processeurs du même Processeur d'Événement, et à tous les DSP de Processeurs d'Événement voisins SUMMER et WINTER, qui ne sont pas reliés à la MISC.

Le port d'entrée en face avant (numéro 4) de chaque processeur EST reçoit les coordonnées en provenance d'un port de sortie du Distributeur d'Événement. Chaque DSP a connaissance de son identité dans la ferme (numéro de processeur et numéro de la carte OCTAL dans la ferme), codée par un commutateur sur la carte, lisible par VME. Un fichier de configuration précise à chaque Processeur d'Événement le numéro du port du Distributeur d'Événement dont il reçoit les données, et par conséquent l'identification à émettre pour l'abonnement aux événements.

Les flèches en gras sur la *figure 7.5* représentent les liaisons effectuées à l'aide des connecteurs en face avant des cartes. On voit notamment apparaître les liaisons supplémentaires entre EST et OUEST pour la distribution des points reconstruits.

### **Chaînes des mots de décision et de libération**

Les chaînes des mots de décision (TRIG) et de libération (FREW) des Processeurs d'Événement apparaissent sur le schéma. Elles sont constituées par les liaisons de tous les processeurs NORD et SUD

---

2. le développement de la ferme a nécessité plusieurs saisons de travail

respectivement. Ces chaînes ont été réalisées par DMA. Dans chacun de ces processeurs, un DMA a été configuré de telle sorte que tout mot qui apparaît sur un de ces lien, du côté entrant au processeur, est automatiquement transféré vers le côté sortant, dès que possible. Ceci garantit une bande passante maximale pouvant supporter sans problème le taux de réponse de 100 kHz attendu (soit 400 kByte/s par chaîne).

### **Le montage final**

La figure *figure 7.6* représente le câblage effectué dans le châssis *Massbox* avec 2 cartes OCTAL. Pour ajouter des cartes OCTAL supplémentaires, il suffit de répliquer le motif des deux cartes de droite.

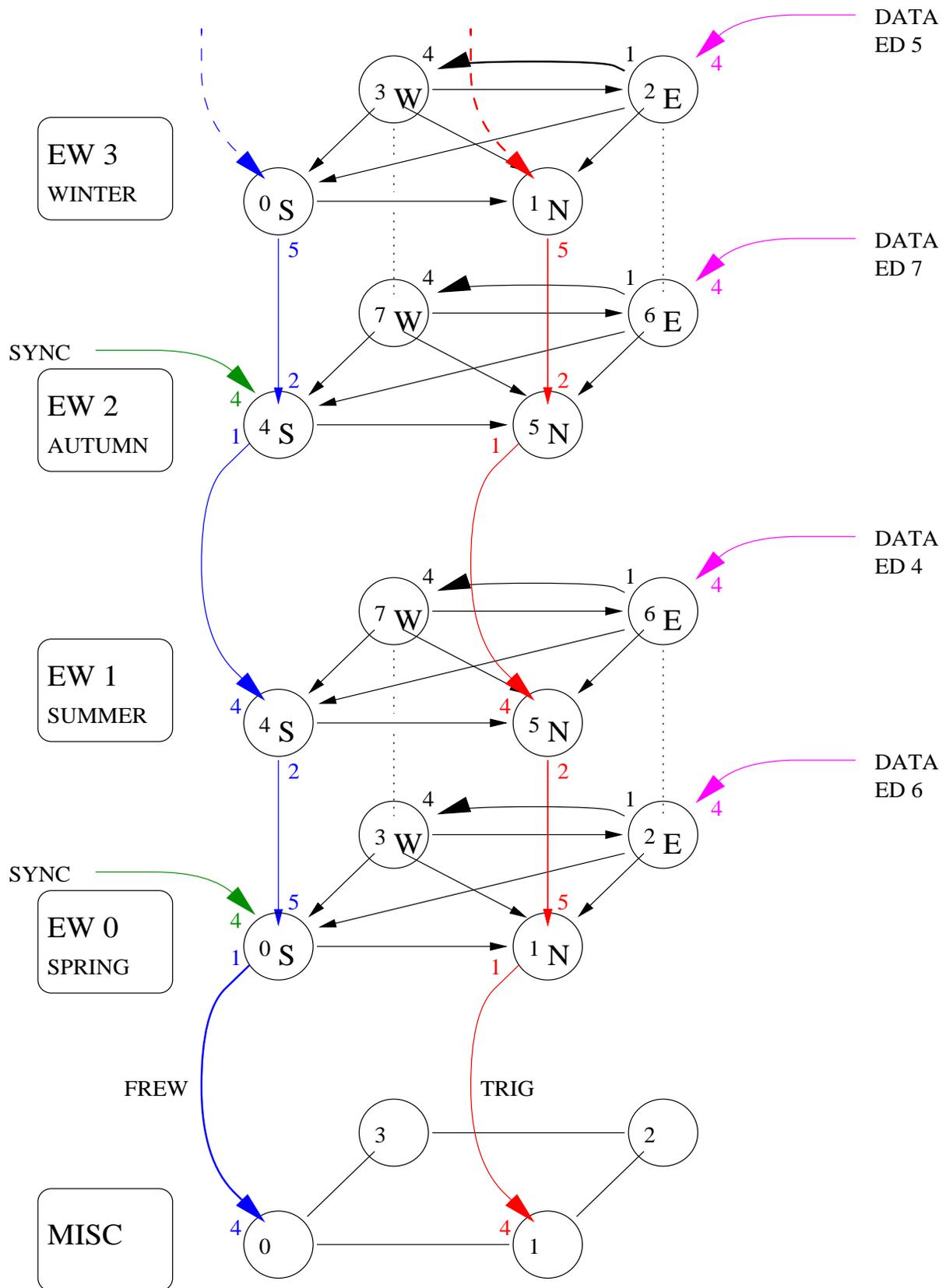


FIG. 7.5 – Schéma logique du système multi-processeur utilisé dans la Massbox pour la reconstruction des événements. Chaque boule représente un processeur DSP C40. Il est inter-connecté avec ses voisins par des ports de communication. Les câblages externes aux cartes sont portés en gras et leurs ports sont numérotés.

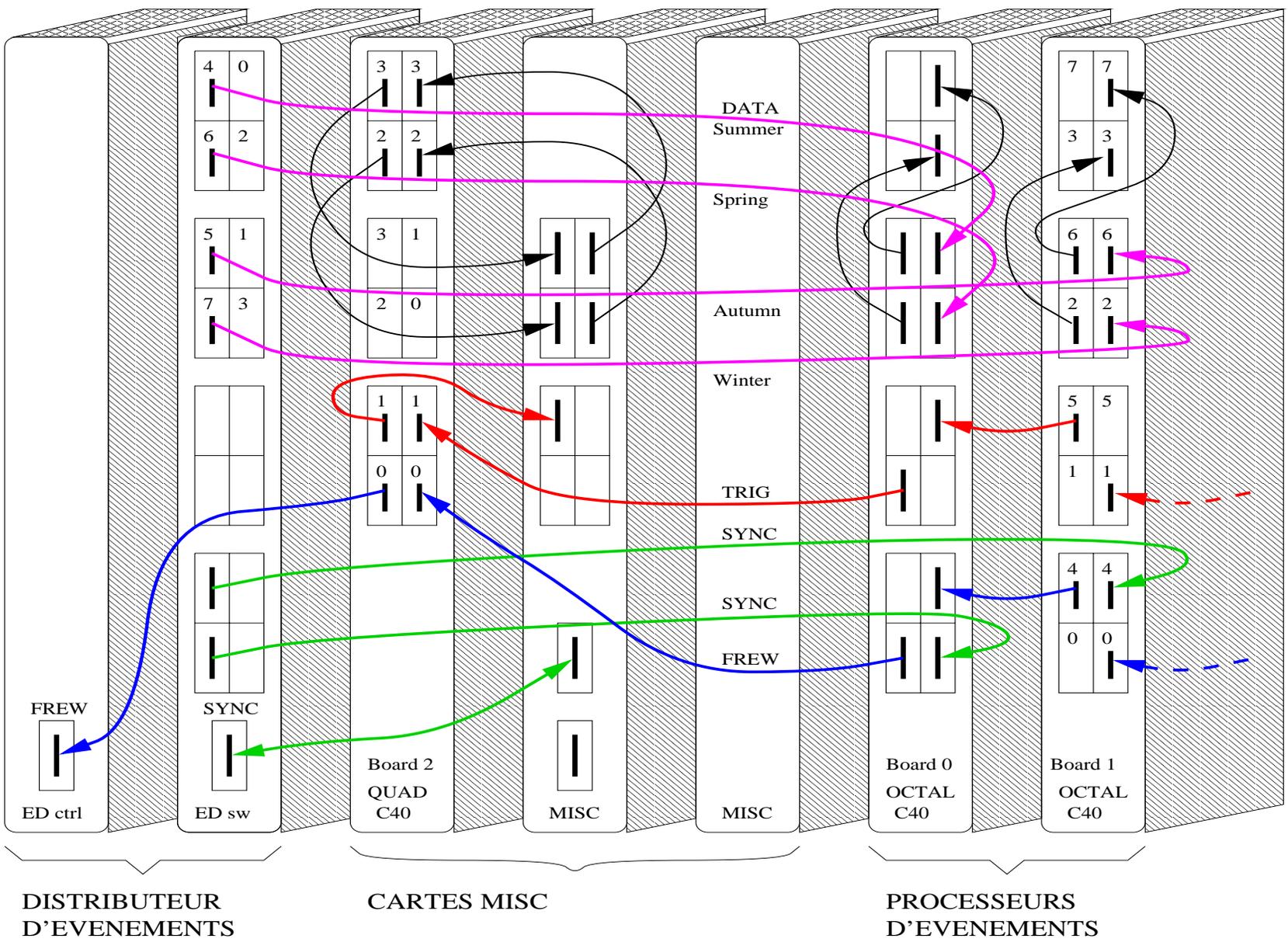


Fig. 7.6 – Câblage des modules VME présents dans le châssis Massbox - utilisé lors des prises de données en 1995 et 1996.

## Chapitre 8

# Les performances du L2C

Ce chapitre présente quelques performances du L2C, obtenues lors des prises de données de 1995 et 1996, ainsi que la configuration nécessaire pour la prise de données de  $\epsilon'/\epsilon$  qui débute en 1997.

### 8.1 Performances du fonctionnement en ligne du L2C en 1995 et 1996

#### Opérations en ligne du L2C

Le L2C a été utilisé en ligne en 1995 et en 1996, avec des données produites par le spectromètre. En 1995 les composantes du L2C, dont certaines étaient des prototypes (MISC et Distributeur d'Événement), ont été intégrées et testées en faisceau de kaons, ce qui a permis de détecter et de corriger certains dysfonctionnements du système.

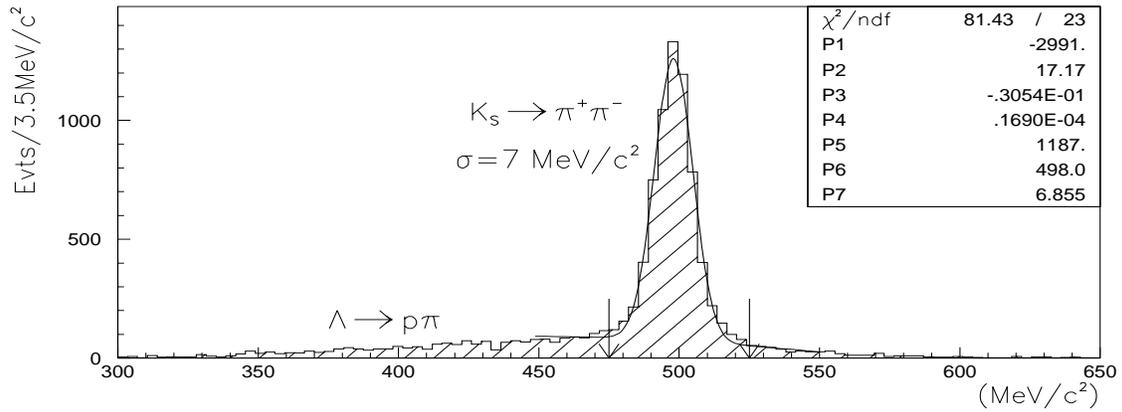
En 1996 les composantes définitives du L2C étaient disponibles, et la ferme de calcul équipée de 4 Processeurs d'Événement. Le système a fonctionné en faisceau de  $K_S$  et de  $K_L$ , avec enregistrement de ses réponses dans les PMB et dans des fichiers de contrôle du fonctionnement, d'abord sans intervenir pour la sélection d'événements, de façon à ajuster les paramètres d'alignement géométriques et temporels. Puis, pendant une période de 4 jours, à intensité nominale en faisceau mixte  $K_L + K_S$ , il a fonctionné pour la première fois comme déclencheur, sélectionnant des candidats  $K \rightarrow \pi^+\pi^-$ .

#### Évaluation des performances des Processeurs d'Événement, histogrammes en ligne

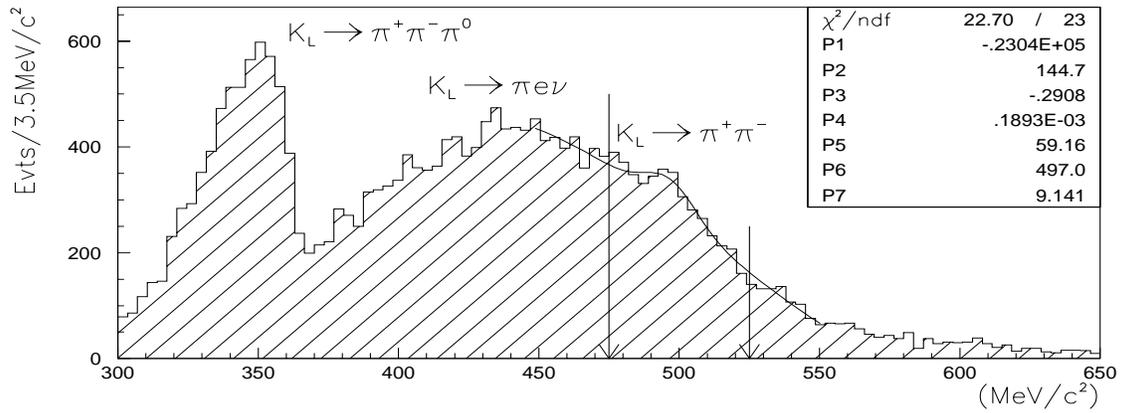
Pour évaluer les performances en ligne de leur algorithme, les Processeurs d'Événement sauvegardent pour chaque événement traité (ou pour 1 parmi N, si le taux d'événement est trop important) des données clés concernant le traitement effectué. Ainsi on dispose non seulement de la réponse de sélection et du temps de l'événement (*étiquette temporelle*), mais aussi des temps de réception de la première coordonnée en entrée, d'émission de la réponse (TRIG), et de libération (FREW) du Processeur d'Événement, ainsi que de la masse invariante calculée et d'un certain nombre d'autres grandeurs importantes. Ces données sont accumulées dans la mémoire locale de chaque DSP d'un Processeur d'Événement pendant le *burst*, puis émises pendant l'*inter-burst* via VME vers un tampon situé dans le contrôleur de châssis (SBC0), avant d'être sauvegardées dans des fichiers pour effectuer les analyses des performances de la ferme de calcul.

#### Masse invariante en ligne

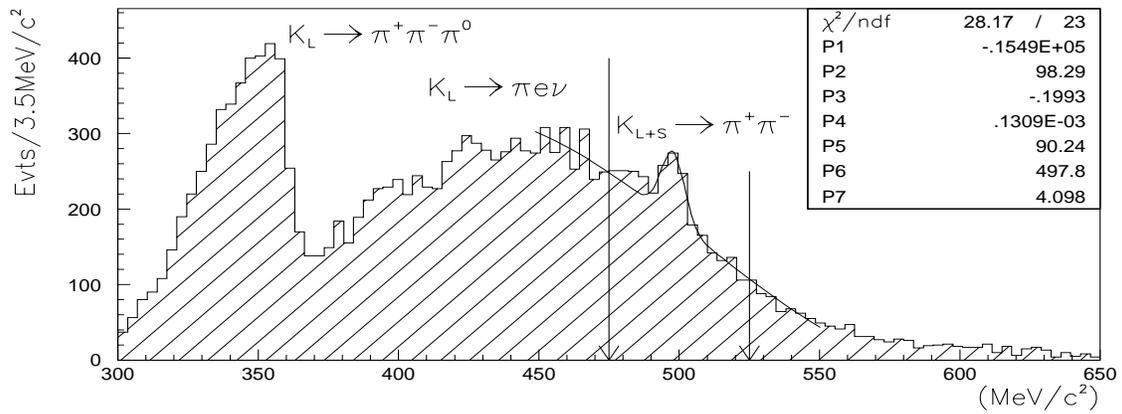
La *figure 8.1* montre des histogrammes de la masse invariante  $\pi^+\pi^-$  reconstruite en ligne par un Processeur d'Événement de la ferme. En haut se situe l'histogramme du pic de masse du kaon en faisceau  $K_S$  (le bruit de fond provient de  $\Lambda \rightarrow p\pi$ ). La résolution obtenue en ligne est de  $7 \text{ MeV}/c^2$ . Une



faisceau  $K_S$  - masse invariante  $\pi^+\pi^-$  - en ligne



faisceau  $K_L$  - masse invariante  $\pi^+\pi^-$  - en ligne



faisceau  $K_L + K_S$  - masse invariante  $\pi^+\pi^-$  - en ligne

FIG. 8.1 – Masse invariante reconstruite en ligne dans un Processeur d'Événement, en faisceau  $K_S$ ,  $K_L$  et  $K_L + K_S$ .

fois le temps fin de l'étiquette temporelle disponible (ce qui n'était pas le cas en 1996) on s'attend à une résolution en ligne de  $5 \text{ MeV}/c^2$ . La coupure employée pour la sélection du signal ( $\pm 5\% m_K$ ) est indiquée par les flèches. La figure du milieu montre la distribution de la masse invariante obtenue en faisceau  $K_L$ , où la réjection totale du bruit de fond  $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  par la coupure en masse apparaît, ainsi que la réjection d'une bonne partie des  $Ke3$ . La figure du bas montre le même histogramme en faisceau mixte  $K_L + K_S$ .

### Temps de traitement des événements dans un Processeur d'Événement

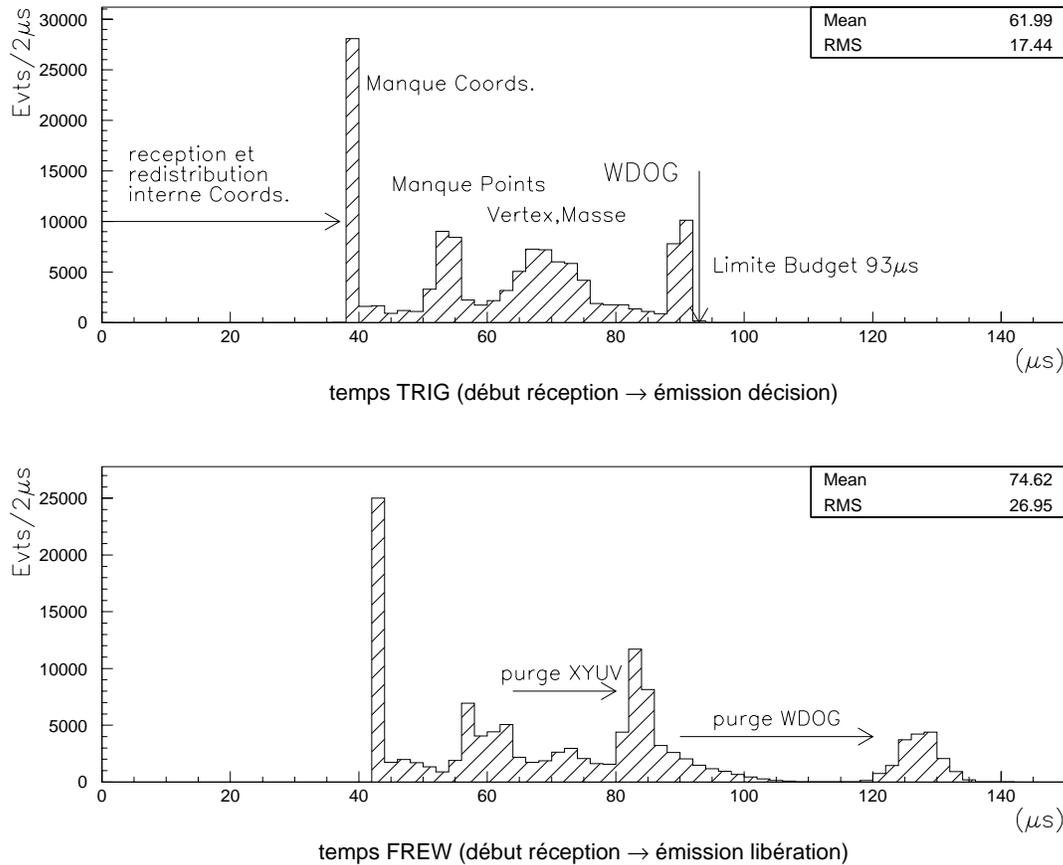


FIG. 8.2 – Histogramme du temps de traitement des événements en provenance du détecteur dans un Processeur d'Événement.

La figure 8.2 du haut montre une distribution typique du temps de traitement des événements (ici en faisceau  $K_S$ ), i.e. la durée entre la réception de la première coordonnée par un Processeur d'Événement et l'émission de sa décision. On constate que la réception, la redistribution interne, l'évaluation du nombre de coordonnées en interne, et la réjection des événements dont le compte de coordonnées est trop important dure au moins  $40 \mu s$ . Des réponses émises à d'autres étapes du calcul sont également visibles. Les réponses marquées *Wdog* correspondent à des événements pour lesquels le budget temporel s'est écoulé. Pour ces événements la réponse est émise avant la limite maximale programmée à  $93 \mu s$ .

La figure 8.2 du bas montre la distribution du temps d'occupation d'un Processeur d'Événement, i.e. la durée entre la réception de la première coordonnée et l'émission du mot de libération. Ce temps est supérieur au temps de traitement, à cause des purges nécessaires avant de libérer le Processeur d'Événement. Une durée d'occupation moyenne de  $75 \mu s$  conduit à la nécessité d'avoir 10 Processeurs d'Événement

dans une ferme supportant un taux d'entrée de 80 kHz, dans laquelle les files d'attente d'événements qui se forment par fluctuations statistiques ont tendance à se résorber avec le temps (correspondant à une occupation simultanée de 60% des Processeurs d'Événement). De plus, une simulation Monte-Carlo simple [72] montre que pour cette même durée d'occupation moyenne, avec 10 Processeurs d'Événement et un taux d'entrée de 70 kHz, le temps mort est inférieur à 1%, si le système demande l'introduction de temps mort dès que les files d'attente comportent plus de 2 événements.

Temps d'attente d'un Processeur d'Événement

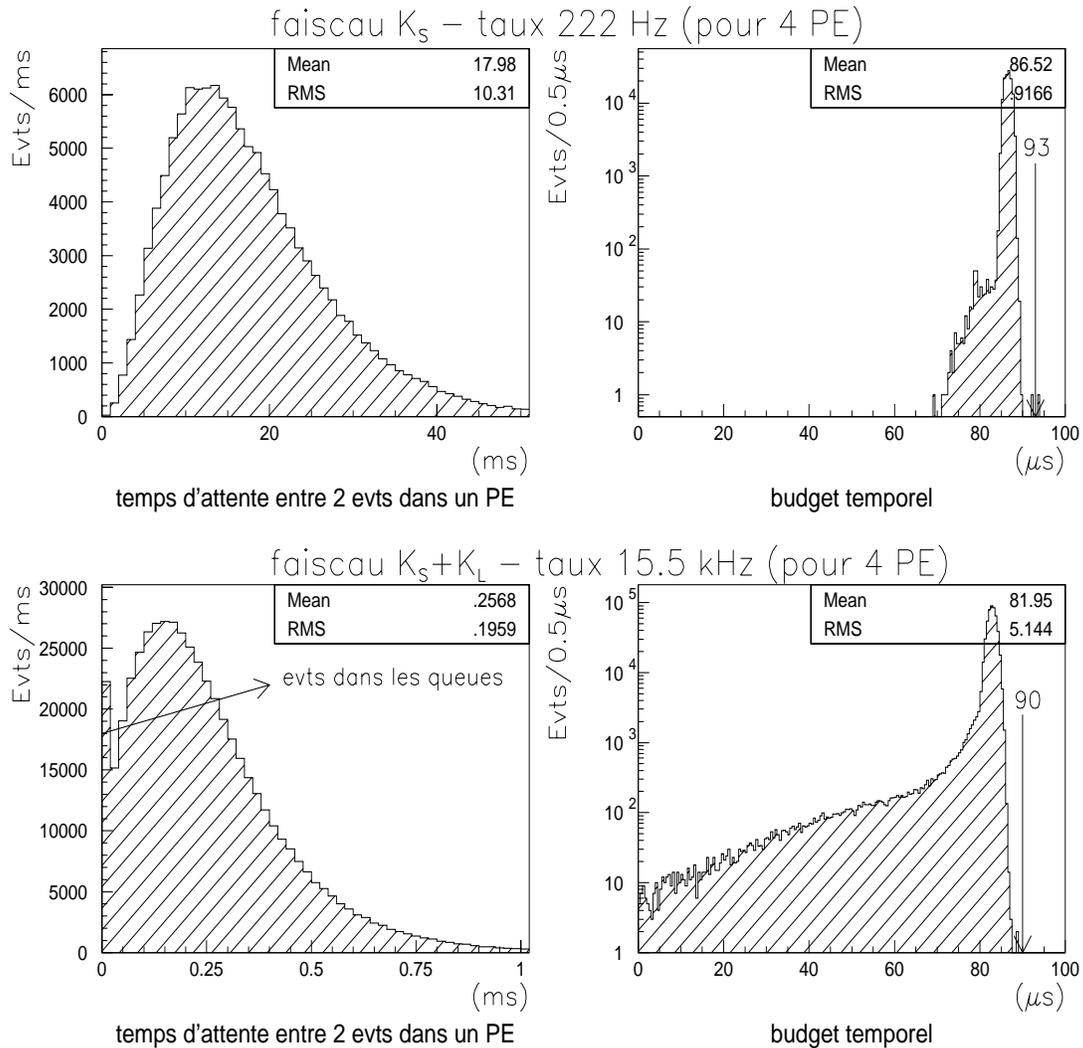


FIG. 8.3 – Temps d'attente entre deux événements dans un Processeur d'Événement d'une ferme en comportant 4, et budget temporel disponible à leur évaluation. La limite maximale du budget est indiquée par les flèches.

La figure 8.3 montre le temps d'attente entre deux événements traités par un Processeur d'Événement de la ferme (en comportant 4). Pour un faisceau d'intensité nominale de  $K_S$  (en haut à gauche) le temps d'attente moyen est de 18 ms par Processeur d'Événement, conformément au taux d'entrée dans le L2C de 510 événements/burst. Pour un faisceau  $K_L + K_S$  à intensité nominale, et un taux de 30000/burst en entrée du L2C, des queues commencent à se former dans le système, comme le montre la figure en bas à gauche.

Ceci est également visible (figure 8.3 à droite) sur les distributions du budget temporel des événements traités. Ce budget se calcule en fixant pour chaque événement un budget maximal (indiqué par les flèches de  $93\mu s$  en faisceau  $K_S$ , et de  $90\mu s$  en faisceau  $K_L + K_S$  nominal), puis en diminuant cette valeur du retard accumulé dans les étages antérieurs au Processeur d'Événement (de  $8\mu s$  en moyenne). Après ce délai calculé, la réponse doit être émise par le Processeur d'Événement pour qu'elle arrive à temps au L2TS. En 1996 le mécanisme de détection de l'état des files d'attente et d'introduction de temps mort n'a pas été opérationnel, et ne permettait par conséquent pas de limiter les longueurs des queues qui se formaient à haute intensité, ce qui avait pour conséquence que le budget temporel était parfois considérablement réduit (voir figure en bas à droite).

### Taux de comptage et facteur de réjection en ligne

Le tableau 8.1 résume les taux d'entrée et la proportion d'événements acceptés en sortie du L2C pour diverses combinaison de faisceaux et conditions de présélection du L1.  $VtxOk$  signifie qu'un vertex acceptable a été trouvé entre 121 et 162.6 m de la cible  $K_L$  avec une distance de meilleure approche de moins de 5 cm.  $\pi\pi Ok$  signifie que l'événement est sélectionné: il a passé les coupures demandant un vertex acceptable, une masse dans le domaine  $\pm 5\%$  de la masse du kaon, et un temps de vie inférieur à  $4\tau_S$ .  $Wdog$  signifie que le budget temporel disponible pour l'évaluation a été dépassé.

faisceau	int.	condition L1	taux	$\pi\pi Ok$	$VtxOk$	$Wdog$
$K_S$	$i$	$Q_x \cdot \overline{1\mu} \cdot E_{HAC}(180mV)$	380	19%	30%	13%
$K_S$	$i$	$Q_x \cdot \overline{1\mu} \cdot E_{HAC}(80mV)$	510	17%	27%	13%
$K_L$	$0.1i$	$Q_x \cdot \overline{1\mu} \cdot E_{HAC}(500mV)$	6300	2.3%	29%	11%
$K_{L+S}$	$0.1i$	$Q_x \cdot \overline{1\mu} \cdot E_{HAC}(500mV)$	6500	2.4%	29%	12%
$K_{L+S}$	$i$	$Q_x \cdot \overline{1\mu} \cdot E(30 GeV) \cdot 1/2$	30000	2.5%	31%	16%

TAB. 8.1 – Performances du L2C en 1996 en fonction du faisceau ( $i$  désigne l'intensité nominale) et du taux d'entrée du L2C (en événements par burst, ajusté par la condition du pré-déclenchement L1).

Un facteur de réjection de 40 a donc été obtenu en faisceau  $K_L + K_S$  en 1996 (correspondant à  $\pi\pi Ok = 2.5\%$ ). Il pourra être amélioré lorsqu'une meilleure résolution sur la masse invariante reconstruite sera disponible, grâce à un temps d'événement plus précis.

Le taux important d'événements non résolus par manque de temps pourra être réduit en utilisant des Look-Up-Tables fines dans les Cartes A&B pour corrélérer les temps de dérive des fils A et B. Ceci n'était pas possible en 1996, puisque le temps de dérive n'était pas connu à moins de 25 ns près, également par absence du temps d'événement précis. Une fraction de ces événements non résolus devra être enregistrée pour mesurer ces pertes.

## 8.2 Les performances obtenues par analyse hors ligne

### Efficacité de la reconstruction du L2C

L'efficacité de la sélection d'événements  $K_{L,S} \rightarrow \pi^+\pi^-$  par l'algorithme du L2C a été étudiée [73]. Pour cela des données prises en 1995 en faisceau  $K_S$  et en faisceau  $K_L + K_S$  proche de l'intensité nominale ( $1.2 \times 10^{12}$  protons/burst sur la cible  $K_L$ ) ont été traitées avec le programme de reconstruction du spectromètre, pour en sélectionner un lot purifié de  $K \rightarrow \pi^+\pi^-$ . Ensuite les données temporelles des événements retenus ont été converties dans le format d'entrée des Cartes A&B, passées par le simulateur des Cartes A&B, le Distributeur d'Événement, pour être injectées par le générateur d'événements dans un Processeur d'Événement du L2C. Pour simuler des conditions approchant le réalité, un budget

temporel fixe de  $95 \mu s$  a été attribué à chaque événement (des fluctuations du budget temporel n'ont pas été simulées). Pour les données  $K_S$ , l'efficacité obtenue est  $\pi\pi Ok = 98.5\%$ , et le taux d'événements non résolus par manque de temps est  $Wdog = 0.3\%$ . En faisceau d'intensité presque nominale, l'efficacité estimée s'élève à  $\pi\pi Ok = 95.6\%$  ( $Wdog = 0.6\%$ ). Des études sont en cours pour comprendre les raisons de ces inefficacités.

#### Facteur de réjection du L2C

En utilisant toutes les données enregistrées en faisceau  $K_L + K_S$ , sans effectuer de sélection, et en les injectant de la même manière dans un Processeur d'Événement, le facteur de réjection peut être calculé hors ligne. La proportion d'événements ainsi acceptés est  $\pi\pi Ok = 1.2\%$  (et  $Wdog = 7.5\%$ ). Compte tenu d'un taux d'entrée de 70 kHz au L2C, lorsque ces données ont été enregistrées, ceci donne un taux de sortie du L2C de 1 kHz d'événements acceptés, et par conséquent un facteur de réjection de 70. Ce facteur de réjection, déterminé hors ligne est le double de celui observé en 1996, et le taux de  $Wdog$  en est la moitié, puisque le temps de l'événement précis donné par le spectromètre a été utilisé pour les données rejouées hors ligne (25/16 ns), contre une étiquette temporelle précise de 25 ns seulement lors des prises de données. Cette précision a permis d'ajuster les LUT des Cartes A&B pour se placer dans la configuration finale attendue.

## 8.3 Conclusions

L'efficacité de reconstruction et le facteur de réjection de l'algorithme sont acceptables, mais disposent encore d'un potentiel d'amélioration. Le nombre attendu d'événements non résolus par manque de temps est de 7.5% en configuration finale, cependant seuls 0.6% des bons événements sont alors non résolus. Il suffit donc d'enregistrer un faible pourcentage (environ 5%) de ces événements, pour mesurer les pertes avec une précision suffisante. Cette opération sera effectuée dans le L2TS au vu de la réponse donnée par le L2C.

Les performances temporelles du système vont être améliorées grâce à 6 nouveaux Processeurs d'Événement, dotés de processeurs à 50 MHz, donc 25% plus rapides que les anciens. La ferme complète sera donc formée de 10 Processeurs d'Événement, capables de supporter un taux d'entrée de l'ordre de 70 kHz avec un temps mort inférieur à 1 %.

#### Évolution du L2C, étude d'une future ferme de calcul

Une étude est actuellement en cours concernant l'évaluation d'une ferme de Processeurs d'Événement dotée de nouvelles machines, avec des processeurs plus modernes et plus rapides (PowerPC à 200 MHz, ou Alpha à 300 MHz), dont chacun effectuerait le travail des 4 DSP d'un Processeur d'Événement présenté ici. L'algorithme pour une telle machine a déjà été développé, en effaçant simplement toutes les communications inter-processeur utilisées dans les Processeurs d'Événement actuels. Des tests ont montré qu'un temps moyen de traitement de  $12 \mu s$  par événement est réalisable, en supposant les données déjà présentes en son sein. La réception des données devrait également être plus rapide que les  $40 \mu s$  actuelles, puisqu'une redistribution interne entre différents processeurs n'est pas nécessaire. Ces machines permettraient donc de s'affranchir du grand nombre d'événements non résolus par manque de temps. Suite à ces simplifications, le code de reconstruction serait beaucoup plus faciles à maintenir, à faire évoluer, et à transposer dans le programme de simulation général de NA48, puisqu'il est écrit pour un seul processeur.

La réalisation de cette nouvelle ferme nécessite l'achat d'environ 5 cartes mono-processeurs, et la fabrication d'une interface par carte mono-processeur, destinée à la connexion aux sorties du Distributeur d'Événement. Puisque ces nouveaux processeurs ne sont pas des DSP, et ne disposent pas des capacités

d'entrée/sortie des C40 pour recevoir les données, l'interface permet la réception des données du Distributeur d'Événement sous le protocole de transfert des C40, et dépose les coordonnées directement dans la mémoire centrale de ces machines. Elle permet également l'insertion et la propagation des réponses TRIG et FREW dans ces deux chaînes, et comporte un compteur connecté à l'horloge globale de l'expérience, permettant au Processeur d'Événement de disposer du temps exact dans le *burst*.

La puissance de calcul des processeurs actuels dépasse largement celle des processeurs disponibles il y a 4 ans, quand l'utilisation des DSP C40 offrait la solution la plus performante du marché.

---

## Troisième partie

**La mesure de  $Br(K_L \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma)$  et  
l'étude de  $Br(K_L \rightarrow \mu^+ \mu^- e^+ e^-)$**



---

## Chapitre 9

# La prise de données de 1995

Cette partie est destinée à la mesure du rapport d'embranchement de  $K_L \rightarrow \mu\mu\gamma$ . Les données pour cette analyse ont été enregistrées en septembre de l'année 1995 avec le détecteur en phase d'assemblage. Dans ce qui suit les objectifs de cette prise de données ainsi que les composantes du détecteur utilisées sont présentées. On remarquera l'absence d'un certain nombre de composantes présentées dans le paragraphe 3 p.29, dont l'influence sur la méthode de mesure sera discutée.

### 9.1 Objectifs de la prise de donnée de 1995

Cette prise de données était destinée à la mise en service du spectromètre magnétique et à la qualification du système d'acquisition de données.

A la suite de ce test, il restait une semaine de faisceau pendant laquelle les données destinées aux mesures suivantes ont été enregistrées :

- La mesure du rapport d'embranchement de  $K_L \rightarrow \mu\mu\gamma$ .
- Mesures utilisant  $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-$ ,  $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ ,  $K_L \rightarrow \pi\mu\nu$  et  $K_L \rightarrow \pi e\nu$  (par exemple  $|\eta_{+-}|$  [64]). Ces données ont été enregistrées en parallèle à celles du canal précédent.
- La mesure du rapport d'embranchement de  $K_L \rightarrow \pi\mu\nu\gamma$  pour laquelle une partie du temps disponible était réservée exclusivement.

### 9.2 La configuration de détecteurs utilisés

Les composantes suivantes du détecteur étaient présentes lors de la prise de donnée de 1995 :

- le spectromètre magnétique (comprenant 3 chambres à dérive).
- l'hodoscope pour les désintégrations chargées (doté d'un prototype d'électronique de lecture).
- le calorimètre hadronique (HAC, avec une électronique de lecture provisoire).
- les compteurs à muons (couplés au système de lecture du HAC).
- les anti-compteurs autour de l'enceinte à vide.
- le détecteur de protons en amont de la cible  $K_S$ .

- le système de déclenchement comportant le superviseur de niveau 1 et un prototype du superviseur de niveau 2.
- un prototype du système de déclenchement chargé de niveau 2 a été mis au point. Il n'a pas été utilisé pour sélectionner des données.
- un prototype du *Data Merger*.
- le système de gestion du flot de données comportant les stations de travail *Front-End* et la connexion au centre de calcul du CERN pour l'enregistrement final des données sur bande.

Trois des quatre chambres du spectromètre magnétique étaient installées, deux chambres situées en amont de l'aimant (en position 1 et 2) pour l'identification de vertex chargés et une troisième chambre (en position 4), permettant la mesure de l'impulsion des traces.

Le calorimètre électromagnétique n'était pas encore installé en 1995. Pour la détection du photon de la désintégration  $K_L \rightarrow \mu\mu\gamma$  le calorimètre hadronique fut utilisé. L'influence de la mauvaise résolution en position et en énergie de ce dernier sera discutée dans la suite.

Pour la lecture du calorimètre hadronique et des compteurs à muons, une électronique provisoire à base de convertisseurs analogiques/numériques conventionnels (FERA-ADC LeCroy) a été utilisée en 1995. Ces convertisseurs procèdent à l'intégration des signaux analogiques pendant l'ouverture d'une porte temporelle de 200 ns [74], suite à un signal de déclenchement. Les données sont ensuite transférées dans une mémoire d'où elles sont extraites sur commande du L2TS. Après chaque signal de déclenchement un temps mort, réglé entre 50 et 200  $\mu s$ , est introduit pour assurer qu'aucun autre événement n'interfère avec le processus de traitement en cours.

Un prototype d'électronique était utilisé pour la lecture de l'hodoscope, des anti-compteurs et l'enregistrement des informations de déclenchement. Le nombre de PMB (*cf.* 4.2.4 p.58) à canaux analogiques était limité et seul le premier plan de l'hodoscope a été lu avec cette électronique. Les autres signaux ont été enregistrés dans des PMB numériques. Ainsi pour chaque événement, et pour une période de 16 intervalles de 25 ns consécutifs recouvrant le temps de l'événement, on dispose de l'information numérique précisant une activité dans les canaux suivants :

- activité de chaque plan (nommés  $\mu_1$ ,  $\mu_2$  et  $\mu_3$ ) des compteurs à muons (1 bit/plan).
- activité d'une condition de déclenchement (1 bit/condition).
- activité du deuxième plan de l'hodoscope (1 bit).
- activité de chaque anneau d'anti-compteurs (1 bit/anneau).

### 9.3 Les conditions de déclenchement

Les signaux rapides suivants étaient disponibles pour la formation de conditions de déclenchement. Ces signaux ont été enregistrés dans des canaux de PMB numériques :

- **hodoscope :**
  - $Q_x$  = deux quadrants diamétralement opposés touchés (3.6 p.41).
  - $Q_2$  = sélection d'au moins deux traces chargées (3.6 p.41).

– **calorimètre hadronique :**

$E_L(HAC)$  = Un dépôt d'énergie supérieur à un seuil bas active cette condition. Ce seuil correspond à  $7 GeV$  pour une calibration électromagnétique des énergies. Une efficacité supérieure à 98% est atteinte à partir de  $10 GeV$  [74].

$E_H(HAC)$  = Dépôt d'énergie supérieur à un seuil haut qui correspond à  $35 GeV$  et devient efficace (>98%) à partir de  $45 GeV$  [74].

– **compteurs à muons :**

$1\mu$  = cette condition est vérifiée si une latte scintillatrice au moins est touchée dans le premier plan (horizontal), ainsi que dans le second plan (vertical).

$2\mu$  = cette condition signifie que dans chacun des deux premiers plans au moins deux lattes ont été touchées.

$\mu_1, \mu_2, \mu_3$  = au moins une latte touchée dans le premier, deuxième et troisième plan respectivement.

– **moniteur d'intensité de faisceaux :**

$rnd$  = déclenchement aléatoire (3.11 p.46).

A l'aide de ces signaux, les conditions de déclenchement suivantes ont été formées pour la sélection d'événements ( $\times$  dénote le ET logique,  $+$  le OU logique et  $\bar{x}$  la négation de  $x$ ):

–  $\mu\mu\gamma = Q_2 \times E_L(HAC) \times 2\mu$  : pour la sélection des candidats  $K_L \rightarrow \mu\mu\gamma$ .

–  $minb = Q_2 \times E_L(HAC)$  : déclenchement de "biais minimal" qui sélectionne les désintégrations avec au moins deux traces, dont  $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ ,  $K_{e3}$ ,  $K_{\mu 3}$  et  $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-$ .

–  $\pi\pi = Q_x \times E_H(HAC) \times \bar{1\mu}$  : pour une sélection plus sévère de  $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-$ .

–  $K_{\mu 3}\gamma = Q_2 \times E_H(HAC) \times 1\mu$  : pour la sélection des candidats  $K_L \rightarrow \pi\mu\nu\gamma$ .

Ces conditions ont été combinées par OU logique pour produire la condition de déclenchement finale  $T$ . Cependant le taux d'événements acceptés était limité à environ 3000 événements par *burst* par le temps mort introduit par l'électronique de lecture du calorimètre hadronique. Par conséquent avant la formation du OU logique chacun des signaux considérés a été réduit d'un facteur d'échantillonnage  $D$  (pour *downscaling*) pour choisir la proportion de chacun dans la décision finale.

$$T = \mu\mu\gamma + \frac{1}{D_{\pi\pi}}.\pi\pi + \frac{1}{D_{minb}}.minb + \frac{1}{D_{rnd}}.rnd \quad (9.1)$$

#### Utilisation des conditions de déclenchement dans l'analyse

Dans les sélections effectuées lors de l'analyse qui sera présentée dans les chapitres suivants, on demandera parfois à ce que des événements aient été enregistrés avec une condition de déclenchement précise. Dans ce cas seul un événement pour lequel le décodage du contenu des PMB a pu être réalisé sera pris en compte (condition qui sera nommée PCAT\_ok). On considérera la condition demandée comme active pour cet événement si et seulement si elle a été active dans l'un au moins des 16 intervalles temporels associés, enregistrés par les PMB.

### Intensité des faisceaux et taux de comptage du déclenchement

Lors de la prise de données l'intensité du faisceau  $K_L$  était de  $6.0 \times 10^{11}$  protons sur la cible  $K_L$  par *burst* (pendant 2/3 du temps disponible, phase I) et de  $7.2 \times 10^{11}$  (phase II), soit entre 40% et 50% de l'intensité nominale.

Les taux de comptage des différentes conditions de déclenchement ainsi que leur facteur d'échantillonnage sont résumés dans le tableau suivant pour la phase I et la phase II (entre parenthèses) :

nom	condition	réduction $D$	taux réduit [ $1/burst$ ]
$\mu\mu\gamma$	$Q_2 \times E_L(HAC) \times 2\mu$	1	2400 (2900)
$minb$	$Q_2 \times E_L(HAC)$	256	440 (540)
$\pi\pi$	$Q_x \times E_H(HAC) \times \overline{1\mu}$	128 (64)	220 (535)
$rnd$	<i>random</i>	16	150(180)
$T$	déclenchement (total)		3210 (4155)

Le nombre d'événements retenus est de  $2420/burst$ , ce qui correspond à un temps mort de 25% (pendant la phase I).

---

## Chapitre 10

# La reconstruction des événements

Les programmes de reconstruction, détaillés dans la suite, permettent d'acquérir une vision d'ensemble d'un événement pour l'analyse, en combinant les informations enregistrées par les canaux des détecteurs.

Nous présentons comment, à l'aide de ces programmes, une première sélection grossière des événements est effectuée en vue de réduire leur nombre et de produire des données plus compactes. Le calcul de grandeurs physiques à partir des données compactes est présenté ensuite. C'est sur ces grandeurs que se basera la sélection des événements pour l'analyse proposée dans les chapitres ultérieurs.

### 10.1 Les programmes de reconstruction des données primaires

Pour chaque détecteur il existe un programme de reconstruction des données qui décode les informations primaires pour en produire des grandeurs physiques locales au détecteur (traces dans le spectromètre et gerbes dans le calorimètre) qu'il faudra ensuite combiner.

#### 10.1.1 La reconstruction des traces du spectromètre

La reconstruction des traces dans le spectromètre [75] a pour but de déterminer le nombre de particules chargées qui ont traversé le détecteur, leur charge, leur impulsion, ainsi que leur point de passage et direction de vol avant et après l'aimant.

Le programme utilisé ici ne fonctionne pas sur le modèle de celui employé dans le système de déclenchement chargé, où il s'agissait de produire d'abord les points d'impacts en 3 dimensions dans les chambres et de les associer ensuite pour former les traces (voir chapitre 5.2 p.65). La philosophie employée ici est de produire d'abord les projections en 2 dimensions des traces dans tout le spectromètre pour ensuite les combiner en traces tridimensionnelles. Cette reconstruction s'effectue en deux étapes. D'abord aucune information sur les temps de dérive n'est utilisée et on essaie uniquement de reconstruire des traces à l'aide des fils touchés ce qui permet de réduire rapidement la combinatoire. Ensuite seulement on choisit à l'aide des temps de dérive les meilleures traces. Le procédé est le suivant :

1. Lors du décodage des données primaires, les temps de dérive pour chaque fil touché sont calculés, filtrés autour du temps de l'événement (fenêtre entre -40 ns et +160 ns), et mémorisés.
2. Ensuite les fils touchés de chaque vue X, Y, U ou V sont regroupés en groupements de fils consécutifs dénommés *clusters* qui contiennent des fils successifs touchés dans les plans A et B de la vue.

3. Les centres de gravité des *clusters* de la chambre 1 et 2 sont ensuite regroupés pour former des *segments* qui représentent par conséquent la projection dans la vue X, Y, U ou V d'une trace. Seuls les *segments* dont la pente est plus petite que 45 mrad sont conservés (ce qui implique une coupure basse en impulsion du kaon de l'ordre de 18 GeV).
4. Ensuite les *segments* des quatre projections sont réunis pour former des *traces* entre les chambres 1 et 2.
5. Pour la chambre 4 on reconstruit les *impacts* des particules en formant toutes les combinaisons possibles entre les *clusters* des quatre projections dans la chambre.
6. Ensuite on extrapole les *traces* entre les chambres 1 et 2 dans le plan de la chambre 4 et on y associe les *impacts* de la chambre 4 qui se situent dans le voisinage de la trace extrapolée, défini par les intervalles angulaires suivants : 120 mrad pour la projection x, 5 mrad pour y (l'aimant ne provoque pas de déviation dans la direction y ce qui justifie une sélection fine en y), 89 mrad pour u et 89 mrad pour v. Le résultat de ces associations est un ensemble de *traces* joignant les chambres 1,2 et 4. Ces coupures angulaires sont telles que toute *trace* d'une particule d'impulsion  $p > 3 \text{ GeV}$  subsiste.
7. Pour chacune de ces *traces* on forme ensuite un ensemble de *mini-traces* en tenant compte des temps de dérive des fils et des multiplicités des *clusters* qui sont en jeu.
8. On choisit ensuite parmi les *mini-traces* associées à chaque *trace* celle qui minimise les fonctions  $\chi^2$  de la distribution des points trouvés dans son voisinage. On autorise des *traces* acceptées à avoir des points d'impact ou des *segments* en commun avant l'aimant, mais pas après l'aimant.
9. Pour chaque *mini-trace* qui subsiste, on détermine finalement la charge et l'impulsion en calculant l'intégrale du champ magnétique vu par la trace. La dépendance spatiale du champ est connue et paramétrée.

### 10.1.2 La reconstruction des gerbes dans le calorimètre hadronique

La reconstruction des gerbes dans le calorimètre [74] a pour objectif de calculer le nombre, l'énergie et la position des gerbes dans le calorimètre.

Ici le problème de la reconstruction des gerbes provient de la géométrie du calorimètre. Un module (avant ou arrière) du calorimètre est composé des vues *haut* et *bas* (avec des empilements de lattes scintillatrices verticales) ainsi que *gauche* et *droite* (avec des empilements horizontaux) détaillées sur la *figure 10.1*. Pour la reconstruction des gerbes il faut savoir associer les lattes horizontales aux lattes verticales touchées et en déduire l'énergie et la position de la gerbe.

Selon le type de gerbe à reconstruire, produite pas une particule chargée ou non, il existe des programmes de reconstructions différents. On distingue deux programmes que nous allons discuter maintenant.

#### Énergie déposée par des particules chargées

Pour la mesure de gerbes produites par des particules chargées dans le calorimètre, il est avantageux d'utiliser l'information du spectromètre pour extrapoler les traces chargées dans le plan d'entrée du premier module du calorimètre. Ceci donne la position de l'empilement de lattes horizontal et vertical touché par la particule considérée auxquels on associe les deux empilements horizontaux et verticaux voisins. L'énergie de la gerbe dans le module avant est obtenue en sommant les énergies de ces lattes. L'énergie totale de la gerbe est la somme de l'énergie dans le module avant et arrière.

Cette énergie  $E$  peut être comparée à l'impulsion de la trace chargée  $p$  mesurée par le spectromètre. La variable  $E/p$  ainsi obtenue peut servir d'identification de particules, comme le montre la *figure 10.2*.

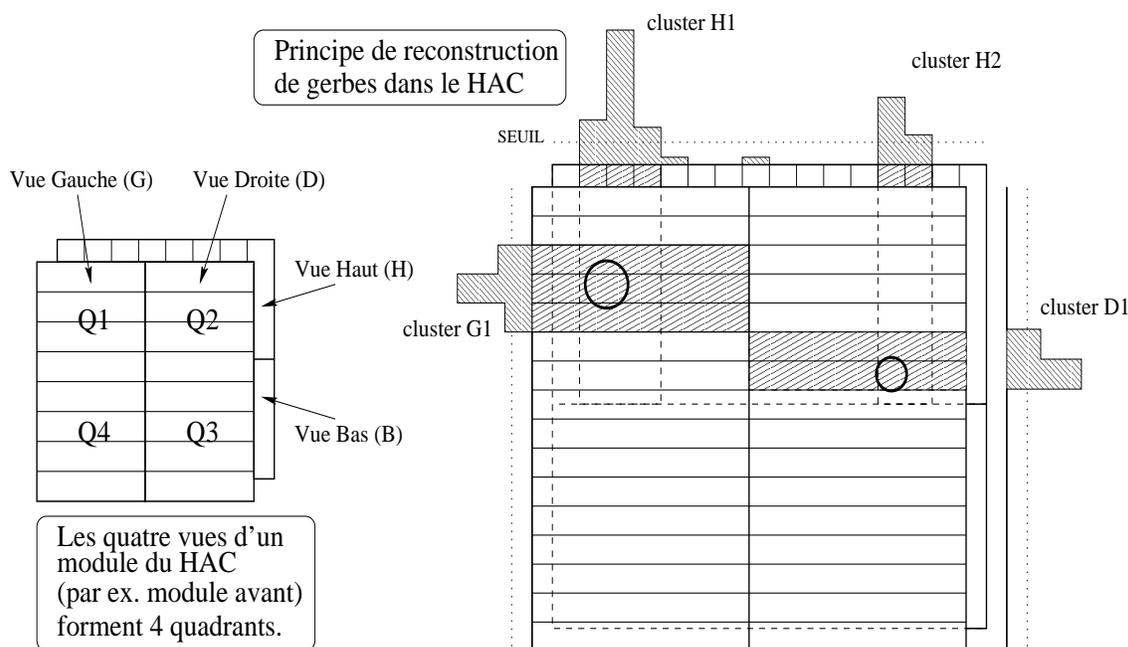


FIG. 10.1 – Géométrie d'un module de calorimètre hadronique, et reconstruction de gerbes à partir de clusters dans ses quatre vues.

Pour les données de 1995 les énergies  $E$  de chaque latte du calorimètre hadronique ont été calibrées individuellement à l'aide de ce programme avec des électrons d'impulsions  $p$  issus de désintégrations  $K_{e3}$  pour obtenir une distribution  $E/p$  centrée en 1.

Avec cette calibration, la valeur la plus probable de la variable  $E/p$  vaut 1.0 pour des électrons et 0.7 pour des pions. Les muons sont des particules au minimum d'ionisation et déposent une énergie approximativement constante de  $E=1.4$  GeV dans le calorimètre, et leur contribution décroît par conséquent comme  $1/p$ . La queue de la distribution aux hautes valeurs de  $E/p$  provient des  $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  pour lesquels l'énergie d'un photon s'ajoute à celle d'un pion.

### Énergie déposée par des photons

La reconstruction de l'énergie des photons ne peut pas se faire avec l'algorithme précédent, puisque les photons ne sont pas détectés par le spectromètre. L'algorithme adopté dans ce cas est décrit dans la suite. Il peut également servir à la reconstruction de gerbes produites par des particules chargées.

Dans chacune des quatre vues du module avant du calorimètre on recherche des groupements monodimensionnels d'empilements, appelés *clusters* (voir figure 10.1). Un *cluster* est formé du maximum possible d'empilements consécutifs dont l'énergie par empilement est supérieure à 0.5 GeV et pour lequel la somme des énergies calibrées est supérieure à 3 GeV. Ainsi les *clusters* sont séparés par des lattes d'énergies inférieures à 0.5 GeV.

Ensuite les *clusters* sont regroupés pour former des objets bidimensionnels, les gerbes (voir figure 10.3). Pour cela tous les *clusters* d'un quadrant sont considérés. Les *clusters* horizontaux et verticaux sont associés deux à deux dans l'ordre décroissant des énergies (voir quadrants Q1 et Q2), s'il y a autant de *clusters* horizontaux que verticaux. Les cas particuliers où il y a deux *clusters* dans une projection et un seul dans l'autre (cas  $2 \times 1$ , voir quadrant Q4) sont résolus en formant deux gerbes auxquelles on attribue l'énergie du *cluster* solitaire proportionnellement aux énergies des deux *clusters* de l'autre projection. Le cas  $3 \times 2$  (voir Q3) est résolu en formant d'abord une gerbe avec les *clusters* d'énergie

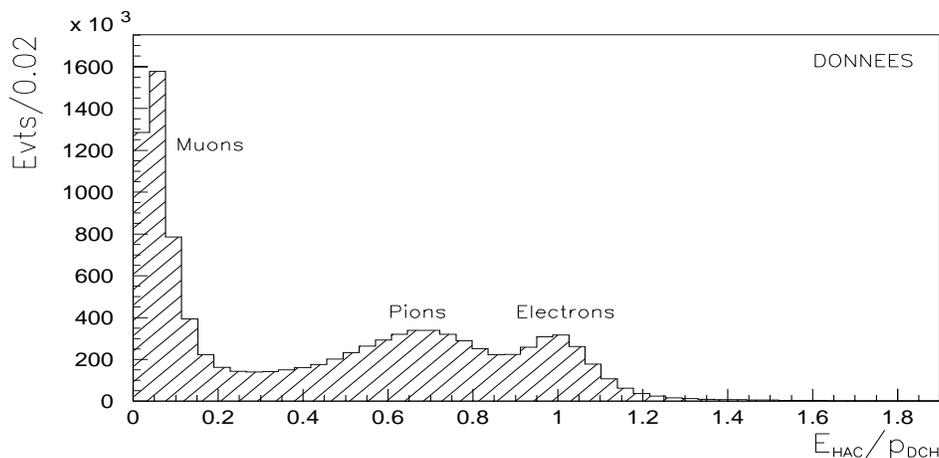


FIG. 10.2 – Distribution  $E/p$  obtenue pour des particules chargées.  $E$  est l'énergie reconstruite dans le module avant du HAC en calibrage électromagnétique.  $p$  est l'impulsion mesurée par le spectromètre.

la plus proche dans chaque vue, puis on se reporte au cas  $2 \times 1$ . Le cas d'un *cluster* recouvrant une frontière de quadrants (figure 10.3 de droite) n'est résolu que dans le cas où c'est le seul dans toute sa vue associée. Dans un autre cas, une condition d'erreur *HAC\_error* est signifiée pour l'événement.

L'énergie d'une gerbe associée à deux *clusters* de lattes horizontales et verticales est la somme des énergies contenues dans toutes ces lattes. La coordonnée  $C$  ( $X$  ou  $Y$ ) de la gerbe est calculée à partir de la coordonnée du centre des lattes considérées  $C_i$ , pondérées par l'énergie déposée  $E_i$  dans chaque latte de la vue :

$$C = \left( \sum_i E_i \cdot C_i \right) / \left( \sum_i E_i \right) \quad (10.1)$$

### Combinaison de ces algorithmes

L'énergie obtenue par ces deux algorithmes est corrigée pour tenir compte de la perte de signal lumineux dans les scintillateurs lors de sa propagation depuis le point reconstruit de la gerbe vers l'extrémité des lattes. Les deux algorithmes décrits peuvent se dérouler l'un après l'autre. Pour la sélection de  $K_L \rightarrow \mu\mu\gamma$  ceci a été envisagé dans un premier temps. Cependant on se rend compte que si l'on reconstruit d'abord les gerbes des particules chargées (ici les muons pour tenter une identification de muons à l'aide du critère  $E/p$ ) il se peut très bien que le photon tombe à la verticale ou à l'horizontale d'un muon dans un même quadrant, et se trouve donc comptabilisé dans sa "croix" de comptage des énergies. Il contribue par conséquent à l'énergie du muon, ce qui dérange l'identification du muon. Pire encore, il ne restera plus qu'une projection non utilisée pour l'énergie du photon, et celui-ci ne peut plus être reconstruit dans la deuxième étape. Si on change l'ordre des algorithmes, le même type de problèmes se pose.

### Le choix pour la sélection des $K_L \rightarrow \mu\mu\gamma$

Seul l'algorithme des *clusters* est utilisé pour la sélection des  $K_L \rightarrow \mu\mu\gamma$  ainsi que le processus  $K_{\mu 3}$  qui servira à la normalisation du rapport d'embranchement. Il est également utilisé pour les autres processus dont il sera question dans cette analyse.

De plus dans les énergies des gerbes reconstruites seules les lattes du module avant ont été comptabilisées puisque la gerbe électromagnétique du photon est entièrement absorbée dans ce module (dont la

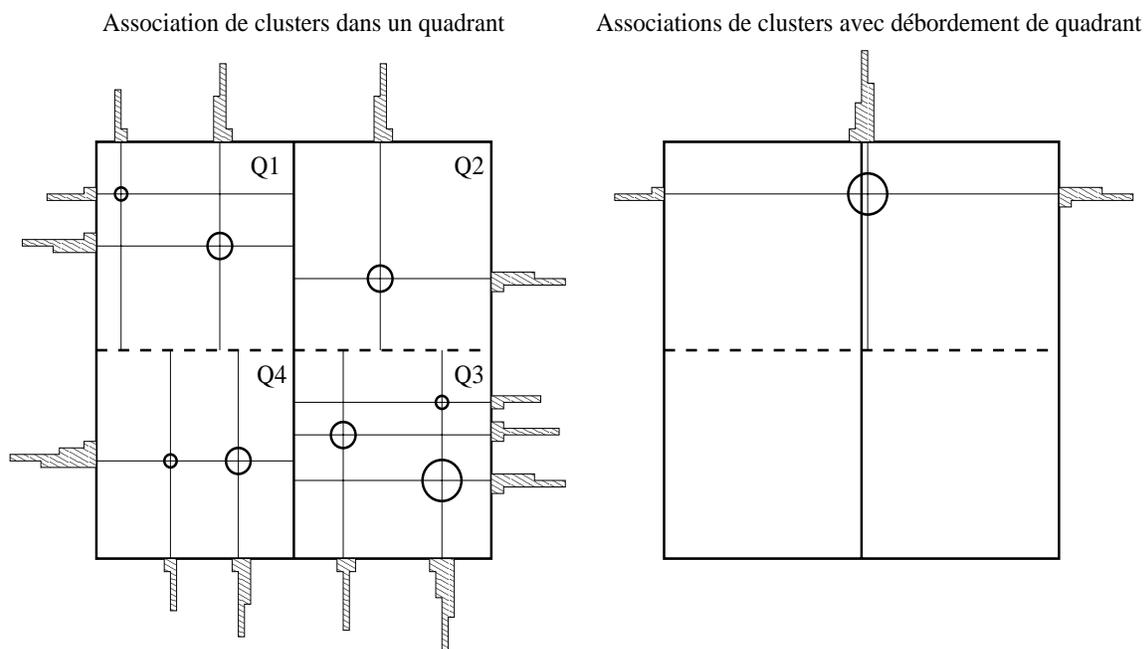


FIG. 10.3 – Toutes les configurations de gerbes résolues par le programme de reconstruction des gerbes dans le calorimètre hadronique.

profondeur correspond à 34 longueurs de radiation). Ceci permet d'obtenir une meilleure résolution en énergie, en n'ajoutant pas le bruit dans le module arrière.

En procédant ainsi, les muons (d'énergie 1.4 GeV en moyenne) n'ont pas de gerbe reconstruite à cause de la coupure à 3 GeV dans chacune des projections, qui implique une coupure basse à 6 GeV par gerbe reconstruite. De cette manière l'identification par la mesure de  $E/p$  est impossible et on considérera que chaque trace sans gerbe associée dans le calorimètre est un candidat de muon.

L'énergie reconstruite du photon doit être corrigée en lui ajoutant une valeur constante de 0.8 GeV. Ceci résulte du fait que la calibration a été faite à l'aide des  $K_{e3}$  en utilisant la reconstruction de la gerbe de l'électron par la méthode d'extrapolation de la trace, décrite ci-dessus. Suite à cette calibration, l'énergie comptabilisée pour l'électron dans le calorimètre est trop élevée, de 0.8 GeV en moyenne, à cause du bruit additionnel du module arrière (dans lequel l'électron ne dépose pas d'énergie), ainsi que des deux empilements voisins à celui contenant le point d'impact de l'électron, puisqu'une gerbe électromagnétique est souvent contenue entièrement dans la largeur d'un seul empilement. La correction de **0.8 GeV** a été choisie de telle sorte que le maximum de la distribution  $E/p$  soit obtenu à  $E/p = 1$  pour des électrons reconstruits avec l'algorithme de formation des *clusters*. Cette correction définit la "calibration électromagnétique" des énergies. Nous allons la vérifier dans la suite à l'aide de la reconstruction du  $\pi^0$  dans  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$  (voir 11.4 p.154).

## 10.2 Réduction du volume de données par présélection

Pour l'analyse de  $K_L \rightarrow \mu\mu\gamma$  les données primaires ont été accumulées par le détecteur pendant une petite semaine de prises de données (106 h). Le volume total à analyser représente environ **250 GByte** d'informations (21768 fichiers, un fichier pour chaque *burst*, inscrits sur 30 bandes magnétiques de type DLT).

En analysant une petite partie de ces données on constate que 20% d'entre elles seulement correspondent à des événements pour lesquels au moins deux traces sont reconstruites dans le spectromètre par le programme de reconstruction. Une grande partie du reste correspond à des événements pour lesquels les différents paquets en provenance des sous-détecteurs sont incohérents, ou pour lesquels le système d'acquisition des chambres a signalé un dépassement de capacité. Nous les considérerons comme inutilisables pour l'analyse.

### La sélection des événements à deux traces et *rnd*

Pour que le temps de traitement ne soit pas dominé par le temps de lecture des bandes, les données ont été dans un premier temps filtrées, en retenant les événements reconstruits avec plus de deux traces, et en leur adjoignant tous les événements enregistrés avec le déclenchement aléatoire *rnd*.

### La production de données compactes

Pendant la phase de développement du programme d'analyse, il était nécessaire d'utiliser de multiples fois un même événement. A chaque utilisation il était inutile de procéder à son traitement en partant du format primaire, c'est pourquoi un format intermédiaire a été défini, appelé format des "données compactes" (reposant sur le format NTUPLE-CWN de la bibliothèque CERNLIB), qui comprend toutes les informations nécessaires à l'analyse, issues des structures produites par la reconstruction primaire (raw007) :

- Le nombre de traces qui composent l'événement et leur propriétés : charge, impulsion reconstruite, points d'impact dans la chambre 1 et 4, pentes en x et en y de la trace aux points d'impact, temps de la trace (i.e. la structure RDTK, résultat du programme de reconstruction des traces du spectromètre).
- Le nombre et les propriétés des gerbes sont sauvegardées : énergie de la gerbe, position en x et y, le nombre d'empilements regroupés dans les *clusters* des directions x et y, la taille transversale de la gerbe (valeur quadratique moyenne de la largeur du dépôt d'énergie en x et y), énergie déposée dans le module arrière (i.e. la structure RHAC, produite par le programme de reconstruction des gerbes du calorimètre). De plus la valeur du dépôt total d'énergie dans le calorimètre pour l'événement est sauvegardé.
- Le nombre et les coordonnées (abscisse resp. ordonnée) des lattes horizontales et verticales touchées des compteurs à muons (i.e. la structure RMUV).
- Les informations des PMBs concernant l'événement (issues de la structure PCAT. On dispose ainsi de toutes les conditions de déclenchement présentes durant 16 intervalles consécutifs de 25 ns, autour du temps de l'événement.
- Le numéro de la prise de donnée (*run*), le numéro du *burst* dans la prise de données, le numéro de l'événement dans le *burst*, ainsi que le temps de l'événement donné par l'hodoscope (depuis la structure EVT).

Les opérations de filtrage des données primaires, de reconstruction pour la production des "données compactes", suivi d'une compression sans perte d'information (programme *gzip*), ont été réalisées en utilisant pendant une semaine la puissance de calcul de 20 microprocesseurs de l'ordinateur parallèle Meiko-CS2 du CERN. Le volume total des données est réduit à 1.7 GB par ce procédé, et tient en totalité sur l'un de nos disques disponibles à Saclay, sans nécessiter de manipulation de bande.

#### Format des données simulées

La simulation du détecteur NA48 que nous allons décrire dans 11 p.145 produit des données directement utilisables comme s'il s'agissait de données en provenance du détecteur. Elles sont traitées pas les mêmes programmes de reconstruction que précédemment, pour produire toutes les informations des "données compactes" décrites ci-dessus, en leur ajoutant les informations concernant le kaon simulé et ses produits de désintégration. Pour chaque particule on aura connaissance de : son type ( $K_L, K_S, \pi, \mu, p, e, \gamma$ , etc), la position (x,y,z) de son vertex de production et de désintégration (si elle s'est désintégrée), et le vecteur impulsion avec laquelle elle a été produite (i.e. la structure PART).

#### Analyse itérative des données compactes

Le programme d'analyse utilise les "données compactes" pour calculer des grandeurs physiques et procéder aux sélections finales des événements. Ces événements retenus, sont enregistrés sous le même format de "données compactes", en ajoutant les grandeurs physiques créées pendant l'analyse pour les mémoriser. Ceci permet de réutiliser les événements sélectionnés comme entrée à une nouvelle analyse et de travailler avec un lot d'événements de plus en plus petit, dont on a une connaissance de plus en plus raffinée. Les "données compactes" peuvent être visualisées avec le programme PAW++ de la CERNLIB.

### 10.3 L'identification des particules

Nous allons décrire maintenant comment sont différenciés les pions, les muons et les photons des états finals de désintégrations de  $K_L$  envisagés dans la suite :

$$\mu^+ \mu^- \gamma, \quad \pi \mu \nu, \quad \pi^+ \pi^-, \quad \pi^+ \pi^- \pi^0 \quad (10.2)$$

Les électrons ne sont pas différenciés des pions dans cette analyse.

#### Identification de particules avec le calorimètre HAC

Nous avons vu dans 10.1.2 p.132 que les muons déposent trop peu d'énergie dans le HAC pour pouvoir générer des gerbes susceptibles d'être reconstruites avec l'algorithme utilisé. Par conséquent l'identification des particules avec le HAC sera la suivante.

Pour les désintégrations envisagées, les traces chargées sont soit des  $\pi$ , soit des  $\mu$ . Toute trace reconstruite dans le spectromètre qui peut être associée à une gerbe reconstruite dans le HAC est considérée comme "candidat pion". Si l'association est impossible (par manque de gerbe proche), la trace sera un "candidat muon", et les gerbes non associées seront des "candidats photons".

En pratique l'association se fait en considérant l'une après l'autre chaque gerbe  $G$ . On calcule ensuite pour chaque trace  $T$  la distance entre son point d'extrapolation dans le plan d'entrée du HAC, de coordonnées  $(X_{HAC}(T), Y_{HAC}(T))$ , et le centre de la gerbe  $G$   $(X_{HAC}(G), Y_{HAC}(G))$  (ces notations seront utilisées dans la suite):

$$D_{HAC}(T - G) = \sqrt{(X_{HAC}(T) - X_{HAC}(G))^2 + (Y_{HAC}(T) - Y_{HAC}(G))^2} \quad (10.3)$$

La trace  $T_G$  pour laquelle  $D_{HAC}(T - G)$  est minimal, c'est-à-dire la plus proche de  $G$ , est envisagée pour être associée à  $G$ .  $T_G$  est dite "associée à la gerbe"  $G$  si  $D_{HAC}(T - G) < 12 \text{ cm}$ . Dans le cas contraire la trace est "non associée à la gerbe"  $G$ . Cette dernière est alors considérée comme **candidat photon**, puisqu'il n'existe aucune trace qui lui soit assez proche.

Finalement toute trace "associée à une gerbe" est considérée comme **candidat pion**, et toute trace "non associée" comme **candidat muon**.

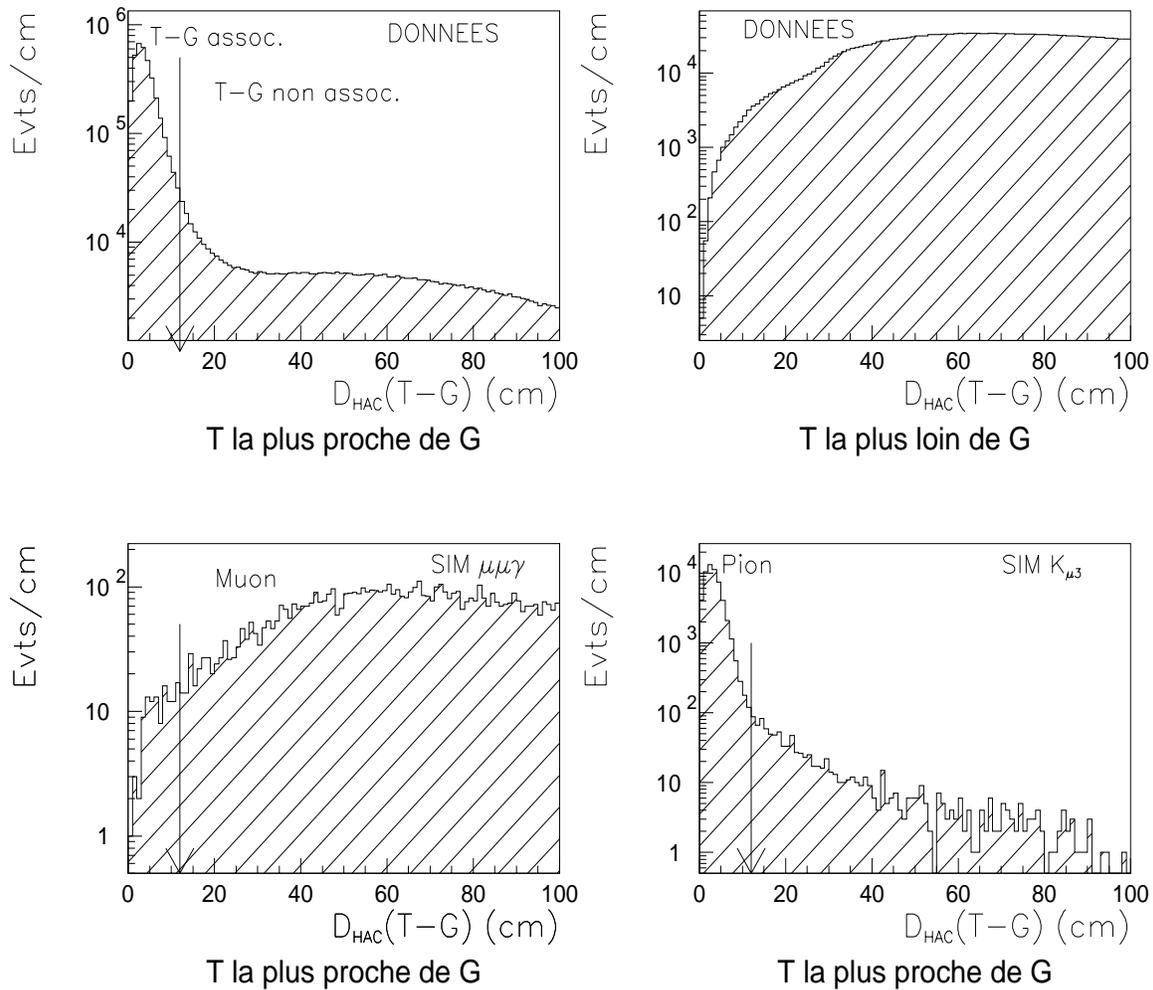


FIG. 10.4 – La distance entre une gerbe  $G$  et la trace  $T$  la plus proche permet de classer les particules chargées en "candidats pions" et "muons", et de définir les gerbes des "candidats photons".

Cette classification est illustrée sur la *figure 10.4*, pour les données ainsi que la simulation des événements  $K_L \rightarrow \mu\mu\gamma$  et  $K_{\mu 3}$ . On a considéré ici tous les événements à deux traces de charges opposées et une gerbe reconstruites. Ceci sera la première étape de sélection des événements  $\mu\mu\gamma$  et  $K_{\mu 3}$  (cf. 12 p.162). Pour les données, l'histogramme des distances entre la gerbe et la trace la plus proche est représenté en haut à gauche. En haut à droite on a le même histogramme pour la trace la plus éloignée de la gerbe. La trace la plus proche est considérée comme pion si elle est associée à la gerbe (à gauche de la flèche), et comme muon si elle n'est pas associée à la gerbe auquel cas la gerbe est considérée comme photon. La trace la plus éloignée de la gerbe est considérée comme muon dans tous les cas.

Dans la simulation  $\mu\mu\gamma$  (en bas à gauche), il apparaît que 1.3% des muons tombent trop près des gerbes de photons et sont faussement identifiées comme "pions", ces événements sont par conséquent perdus. La simulation  $K_{\mu 3}$  montre que 1.9% des traces de pions ne sont pas assez proches de leur gerbe et sont identifiés comme "muons".

La valeur de 12 cm correspond approximativement à la largeur d'une latte de scintillateur dans le HAC. C'est également cette granularité qui limite la résolution du spatiale du HAC. La *figure 10.5* montre l'effet de cette granularité sur la résolution de la position d'une gerbe classifiée comme "photon" selon

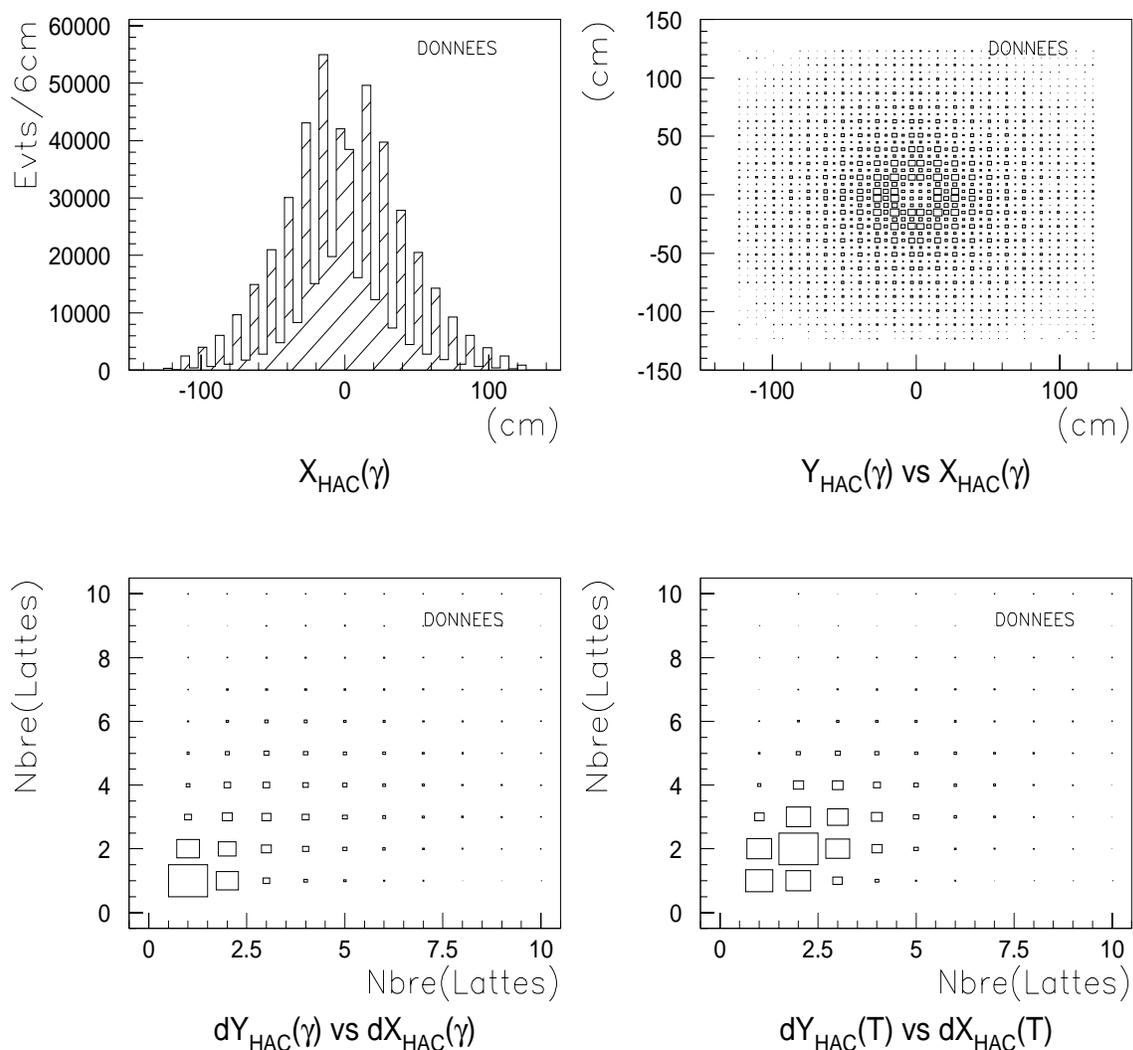


FIG. 10.5 – Position et largeur des gerbes reconstruites de "photons" et de "pions" (en bas à droite). La mauvaise résolution spatiale du HAC pour les gerbes électromagnétiques apparaît.

le schéma précédent pour les données et une simulation  $\mu\mu\gamma$ . En haut à droite la distribution des "photons" sur la surface sensible du calorimètre n'est pas uniforme pour les données (on obtient la même distribution avec la simulation). La projection de cette distribution en  $x$ ,  $X_{HAC}(\gamma)$ , montre que la position reconstruite du "photon" dans le HAC n'est pas précisément déterminée par l'algorithme de reconstruction, et on voit apparaître une structure de période 12 cm, la largeur des lattes.

La distribution des tailles de gerbes dans les directions Y et X ( $dY_{HAC}(\gamma)$  vs  $dX_{HAC}(\gamma)$ ) en bas à gauche) montre que 72.2% des "photons" forment une gerbe dont la largeur est d'une seule latte dans au moins une des projections X ou Y. Pour les photons simulés, (en bas à droite) le nombre correspondant est même de 86.7% (les "photons" des données comportent encore des gerbes qui ne sont pas de réels photons). Or lorsqu'une coordonnées doit être formée à partir de la connaissance d'une seule latte touchée, l'algorithme de reconstruction ne peut lui assigner que le milieu de la latte, d'où une très mauvaise résolution sur la position des photons. Il faut noter que le HAC n'est pas un calorimètre électromagnétique et n'est en principe pas prévu pour la mesure de gerbes de photons. On verra dans la suite comment

contourner cette imprécision de mesure.

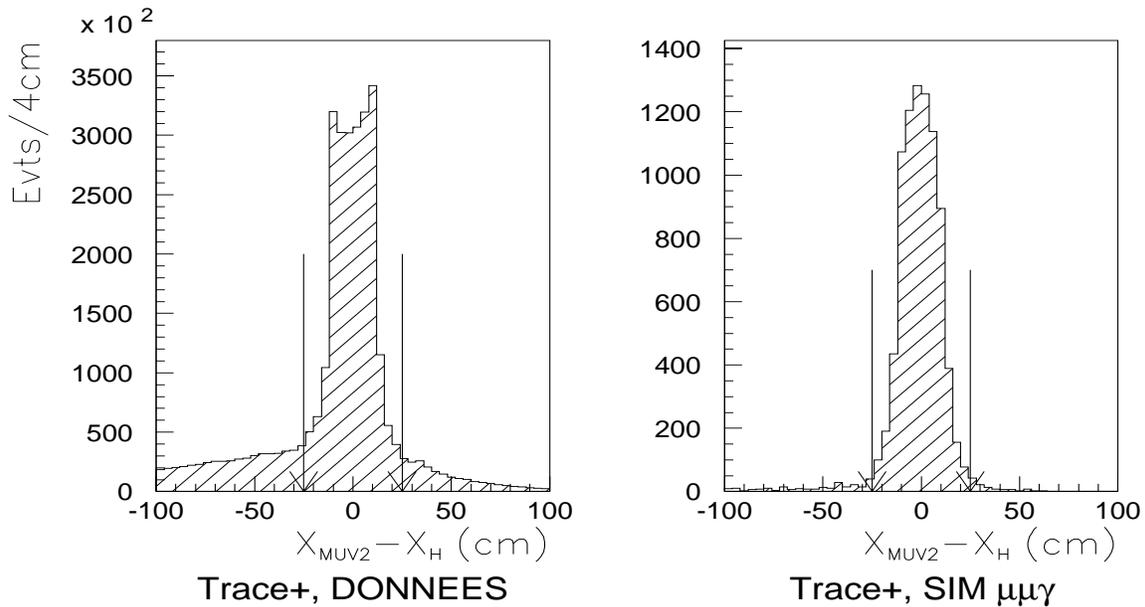


FIG. 10.6 – Distance entre l’extrapolation d’une trace positive dans le plan MUV2 des compteurs à muons et la latte verticale la plus proche.

### Identification de particules avec les compteurs à muons MUV

Pour une meilleure réjection des bruits de fond, notamment lors de la sélection des événements  $\mu\mu\gamma$ , les informations des compteurs à muons seront utilisées.

L’identification des muons se fait comme suit. La trace reconstruite d’une particule chargée est d’abord extrapolée dans le premier plan des compteurs à muons, puis dans le second. Seules les coordonnées  $Y_{MUV1}$  et  $X_{MUV2}$  sont intéressantes ici puisque le plan MUV1 comporte des lattes horizontales et le plan MUV2 des lattes verticales. On cherche la latte horizontale dont la coordonnée  $Y_H$  approche le mieux la valeur  $Y_{MUV1}$ , et la latte verticale dont la coordonnée  $X_V$  approche le mieux  $X_{MUV2}$ . La particule est identifiée comme ”muon” dans le cas où deux telles lattes ont été trouvées qui vérifient de plus la condition de compatibilité avec l’extrapolation :

$$|Y_{MUV1} - Y_H| < 25 \text{ cm} \quad \text{et} \quad |X_{MUV2} - X_V| < 25 \text{ cm} \quad (10.4)$$

Dans le cas contraire elle est identifiée comme candidat ”pion” par les compteurs à muons.

La figure 10.6 montre la distribution de  $X_{MUV2} - X_H$  obtenue pour toutes les données formées de deux traces et une gerbe, et les événements  $K_L \rightarrow \mu\mu\gamma$  simulés, ainsi que la coupure appliquée. Le fond présent dans les données provient de particules autres que des muons. La figure montre cette distribution pour des traces positives. Elle n’est pas symétrique autour de 0 à cause de l’influence du champ magnétique. La distribution  $Y_{MUV1} - Y_V$  est semblable, mais symétrique autour de 0. La valeur de 25 cm correspond à la largeur d’une latte.

## 10.4 Le calcul des grandeurs cinématiques utilisées dans la suite

### Le référentiel utilisé

Le référentiel  $(x, y, z)$  utilisé dans l'analyse forme un repère cartésien direct. L'axe du faisceau de  $K_L$  porte l'axe des  $z$ , dirigé dans le sens de vol des kaons. La position  $z = 0$  est définie à hauteur de la cible  $K_S$ , la cible  $K_L$  se trouve par conséquent à  $z = -120 \text{ m}$ , le dernier collimateur  $K_L$  est situé à  $z = 4.8 \text{ m}$ , ce qui définit le début de la zone de désintégration utilisée dans l'analyse. Celle-ci se termine à  $z = 90 \text{ m}$  avant le début de la fenêtre en kevlar. En regardant dans le sens des  $z > 0$ , le vecteur unitaire de l'axe  $x$  pointe vers la gauche (vers le Jura) et celui de  $y$  vers le haut.

### Le vertex chargé

Nous étudions des désintégrations chargées de kaons, dont l'état final est formé d'au moins deux particules chargées de charges opposées. Considérons les traces droites des deux particules avant l'aimant. La droite perpendiculaire à la fois à l'une et à l'autre de ces traces définit un segment  $[AB]$ . Le vertex  $V$  de la désintégration est défini par le milieu du segment  $[AB]$  de meilleure approche entre ces traces. La distance de meilleure approche  $cda$  (pour *closest distance of approach*) est définie par la longueur de  $[AB]$ .

### Combinaison des impulsions des particules

Dans les données compactes, pour chaque trace chargée sont connues son impulsion  $\underline{p}$  et les pentes avant l'aimant  $dx/dz$  et  $dy/dz$ , ce qui permet de définir son vecteur directeur  $\vec{N} = (dx/dz, dy/dz, 1)$ . Le vecteur directeur normé est  $\vec{n} = \vec{N}/|\vec{N}|$ . La quadri-impulsion de la particule chargée de masse  $m$  est par conséquent :

$$\underline{p} = (E, \vec{p}) = (\sqrt{p^2 + m^2}, p \vec{n}) \quad (10.5)$$

Pour un photon, cette quadri-impulsion se calcule en utilisant comme impulsion  $p$ , l'énergie mesurée  $E$  de sa gerbe ( $m = 0$ ) et comme direction de vol  $\vec{n}$ , la direction de la droite qui joint le vertex chargé à la position de la gerbe.

La quadri-impulsion totale  $\underline{p}$  d'un sous-ensemble  $\Omega$  quelconque de particules de l'état final est la somme des quadri-impulsions de ces particules :

$$\underline{p} = (E, \vec{p}) = \sum_i \underline{p}_i = \left( \sum_i E_i, \sum_i \vec{p}_i \right) \quad (10.6)$$

Leur masse invariante totale de  $\Omega$  s'obtient à partir du carré de cette dernière :

$$m = \sqrt{\underline{p}^2} = \sqrt{E^2 - \vec{p}^2} \quad (10.7)$$

La direction de vol du kaon est définie par la droite qui joint la cible  $K_L$  au vertex  $V$ , de vecteur directeur normé :  $\vec{k}$ .

La valeur de l'impulsion totale longitudinale de  $\Omega$  (parallèle à la direction de vol du kaon) est :

$$p_L = \vec{p} \cdot \vec{k} \quad (10.8)$$

Le carré de l'impulsion transverse totale de  $\Omega$  est par conséquent :

$$p_T^2 = \vec{p}^2 - p_L^2 \quad (10.9)$$

**Masse invariante totale corrigée pour  $K_L \rightarrow \mu\mu\gamma$** 

Nous avons vu dans 10.3 p.137 que les positions des photons dans le calorimètre ne sont pas reconstruites avec une bonne précision. Par conséquent la résolution obtenue sur la masse invariante totale  $m_{\mu\mu\gamma}$  est médiocre. Tentons donc d'améliorer la résolution sur cette grandeur qui sera cruciale pour l'analyse.

Pour un événement  $K_L \rightarrow \mu\mu\gamma$ , l'impulsion transverse totale de l'ensemble des les particules de l'état final  $\Omega = \{\mu\mu\gamma\}$  doit être nulle aux résolutions du détecteur près. Supposons que la mauvaise résolution spatiale du calorimètre domine toutes les autres sources contribuant à la résolution sur cette grandeur. Dans ce cas on peut modifier la position de la gerbe dans le calorimètre de sorte à obtenir une impulsion transverse identiquement nulle.

Ceci revient à recalculer le vecteur directeur du photon  $\vec{n}_\gamma$  de telle sorte que l'impulsion totale de  $\mu\mu\gamma$ ,  $\vec{p}$ , soit parallèle à la direction de vol du kaon,  $\vec{k}$ , en utilisant l'impulsion de la paire de muons  $\vec{p}_{\mu\mu}$  :

$$\vec{p} = \vec{p}_{\mu\mu} + E_\gamma \vec{n}_\gamma \quad (10.10)$$

Pour cela, complétons  $\vec{k}$  en une base orthonormée directe  $(\vec{i}, \vec{j}, \vec{k})$  en posant :

$$\vec{j} = \vec{k} \times \vec{p}_{\mu\mu} / |\vec{k} \times \vec{p}_{\mu\mu}| \quad (10.11)$$

$$\vec{i} = \vec{j} \times \vec{k} \quad (10.12)$$

Le nouveau vecteur directeur du photon  $\vec{n}_\gamma$  s'exprime par ses composantes dans la base  $(\vec{i}, \vec{j}, \vec{k})$  :

$$\vec{n}_\gamma = a\vec{i} + b\vec{j} + \sqrt{1 - a^2 - b^2}\vec{k} \quad (10.13)$$

$$a = \vec{n}_\gamma \cdot \vec{i} = -\vec{p}_{\mu\mu} \cdot \vec{i} / E_\gamma \quad (10.14)$$

$$b = \vec{n}_\gamma \cdot \vec{j} = -\vec{p}_{\mu\mu} \cdot \vec{j} / E_\gamma \quad (10.15)$$

A partir de l'énergie totale  $E$  de  $\mu\mu\gamma$ , de la nouvelle valeur de  $\vec{n}_\gamma$ , et en utilisant l'équation (10.10), on obtient une nouvelle valeur pour la quadri-impulsion  $\underline{p} = (E, \vec{p})$ , dont le carré est la masse invariante carrée corrigée  $m_{COR}^2(\mu\mu\gamma)$ .

Une simulation d'événements  $K_L \rightarrow \mu\mu\gamma$  montre que la résolution sur la masse reconstruite est fortement améliorée par cette méthode: on passe de  $\sigma = 11.7 \text{ MeV}/c^2$  avant correction à  $\sigma = 5.2 \text{ MeV}/c^2$  après correction, comme le montre la figure 10.7.

**Reconstitution d'un événement dont on a une connaissance partielle**

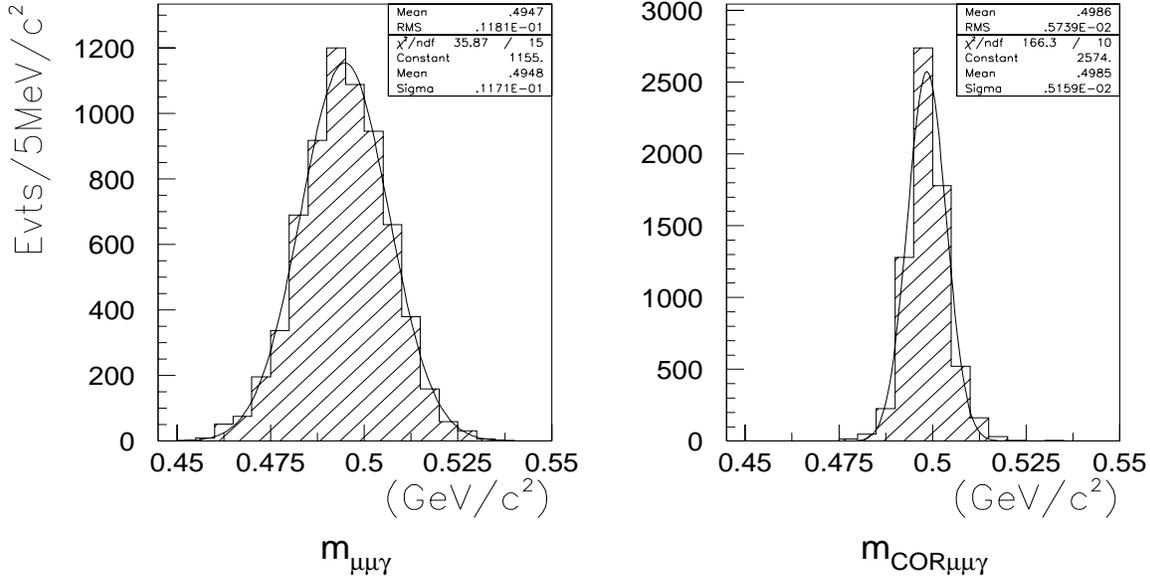
On se propose ici de résoudre le problème de la reconstruction d'un événement pour lequel seul une partie des produits de désintégration est visible, l'autre n'ayant pas été détectée. Ce cas s'applique par exemple à  $K_L \rightarrow \pi\mu\nu$  pour lequel le neutrino est invisible. Un autre exemple est  $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  que l'on se propose d'étudier à partir de la seule détection des pions chargés par le spectromètre.

On suppose que la désintégration étudiée provient d'un kaon (de masse  $m_K$ ), dont le vertex et par conséquent la direction de vol  $\vec{k}$  sont connus. On a connaissance de la quadri-impulsion totale  $\underline{p}_v$  de la partie visible des produits de désintégration.

L'impulsion totale du kaon  $\vec{p} = \vec{p}_{Lv} + \vec{p}_{Li}$  se compose des impulsions longitudinales de la partie visible et invisible. L'impulsion transverse totale est nulle, si bien que l'impulsion transverse de la partie invisible est connue et vaut:  $\vec{p}_{Ti} = -\vec{p}_{Tv}$ . On se propose de déterminer l'impulsion longitudinale des produits de désintégration manquants  $\underline{p}_{Li}$  (dont la direction est  $\vec{k}$ ). C'est la variable manquante à la connaissance de l'impulsion du kaon initial.

La conservation de l'énergie-impulsion lors de la désintégration  $K \rightarrow i + v$  impose :

$$\underline{p}^2 = m_K^2 = (\underline{p}_i + \underline{p}_v)^2 = m_i^2 + m_v^2 + 2\underline{p}_i \cdot \underline{p}_v \quad (10.16)$$


 FIG. 10.7 – Masse invariante  $m_{\mu\mu\gamma}$  reconstruite pour des événements simulés avant et après correction.

Définissons la quantité A suivante :

$$A := m_K^2 - m_i^2 - m_v^2 \quad (10.17)$$

Avec (10.16), A s'évalue successivement à :

$$A = 2\vec{p}_i \cdot \vec{p}_v \quad (10.18)$$

$$= 2[(E_i E_v) - (\vec{p}_i \cdot \vec{p}_v)] \quad (10.19)$$

$$= 2[\sqrt{m_i^2 + p_{Tv}^2 + p_{Lv}^2} \sqrt{m_v^2 + p_{Tv}^2 + p_{Lv}^2} - (p_{Li} p_{Lv} - p_{Tv}^2)] \quad (10.20)$$

$$(10.21)$$

En regroupant les termes puis en élevant au carré pour faire disparaître les racines carrées on a :

$$[A + 2p_{Li} p_{Lv} + 2p_{Tv}^2]^2 = 4(m_i^2 + p_{Tv}^2 + p_{Lv}^2)(m_v^2 + p_{Tv}^2 + p_{Lv}^2) \quad (10.22)$$

En développant et en simplifiant on obtient l'équation du second degré d'inconnue  $p_{Li}$  suivante :

$$\begin{aligned} & 4 p_{Tv}^2 (p_{Li}^2 + p_{Lv}^2) + 4 m_v^2 p_{Li}^2 + 4 m_i^2 p_{Lv}^2 \\ & + p_{Li} p_{Lv} (8 p_{Tv}^2 - 4 A) \\ & + 4 m_i^2 m_v^2 + 4 p_{Tv}^2 m_K^2 - A^2 = 0 \end{aligned} \quad (10.23)$$

Elle peut être résolue et on trouve deux solutions possibles pour  $p_{Li}$  et donc pour l'impulsion totale du kaon. Il est physiquement impossible de dire laquelle de ces deux solutions est la bonne. Ce choix provient du fait que les particules manquantes peuvent être parties dans le sens  $z > 0$  ou  $z < 0$  dans le référentiel où  $p_{Lv} = 0$ .

Néanmoins cette équation est utilisée dans les deux cas suivants :

– cas  $K_{\mu 3}$  :

Le neutrino est la particule invisible, de masse  $m_i = 0$ . Les deux solutions pour l'impulsion reconstruite du kaon,  $p_{K\nu lo}$  et  $p_{K\nu hi}$  pour la plus petite et la plus grande d'entre elles, seront utilisées dans l'analyse.

– cas  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$  :

On définit la variable  $p'_0{}^2$  [76] dans l'hypothèse  $\pi^+ \pi^- \pi^0$  comme étant le carré de l'impulsion du kaon dans le référentiel dans lequel l'impulsion longitudinale de la paire de pions chargés  $p_{Lv}$  est nulle.

Par conséquent  $p'_0{}^2$  est aussi le carré de l'impulsion longitudinale des produits invisibles  $p_{Li}$ . Dans ce cas l'équation (10.23) devient :

$$4p_{Li}^2(m_v^2 + p_{Tv}^2) + 4m_i^2 m_v^2 - A^2 + 4p_{Tv}^2 m_K^2 = 0 \quad (10.24)$$

Par conséquent il existe une solution unique pour  $p'_0{}^2$  qui vaut :

$$p'_0{}^2 = p_{Li}^2 = \frac{(m_K^2 - m_i^2 - m_v^2)^2 - 4m_i^2 m_v^2 - 4p_{Tv}^2 m_K^2}{4(m_v^2 + p_{Tv}^2)} \quad (10.25)$$

Ici  $m_i^2$  est la masse du  $\pi^0$ ,  $m_v^2$  la masse invariante de la paire de pions chargés et  $p_{Tv}^2$  leur impulsion transverse carrée. La variable  $p'_0{}^2$  doit être positive pour obtenir des solutions réelles pour l'impulsion du kaon. Dans ce cas, dans le référentiel considéré, on obtient deux solutions pour l'impulsion du kaon,  $\pm |p'_0|$ , parmi lesquelles on ne saura pas choisir la bonne (l'avantage du choix de ce référentiel est que les deux solutions possèdent le même carré). Par conséquent une valeur négative reconstruite pour  $p'_0{}^2$  indique que le processus observé est incompatible avec l'hypothèse  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ . Cette variable sera utilisée dans la suite de l'analyse pour sélectionner ou rejeter des candidats  $\pi^+ \pi^- \pi^0$ .

---

## Chapitre 11

# La simulation Monte-Carlo de l'expérience

Le but d'une analyse est d'interpréter correctement les mesures effectuées par l'appareillage afin de pouvoir en déduire les lois physiques qui sont à la base des phénomènes observés. Or les réponses des détecteurs, c'est-à-dire les grandeurs mesurées en fonction des grandeurs physiques vraies, ne sont en général pas des fonctions simples à déterminer ni faciles à calculer analytiquement. Par conséquent la méthode retenue est d'engendrer un grand nombre d'événements suivant une loi de désintégration supposée être correcte, et de simuler le plus précisément possible la manière dont ils se comportent dans le détecteur. Ensuite la comparaison avec les données expérimentales obtenues avec le détecteur réel indique si les hypothèses sur les lois étaient justifiées d'une part, et si la compréhension que nous avons du détecteur d'autre part, exprimée par le programme de simulation, était correcte.

Dans l'analyse présente la simulation Monte-Carlo des désintégrations  $K_L \rightarrow \mu\mu\gamma$  et  $K_{\mu 3}$  permet de calculer les acceptances du détecteur et les efficacités des coupures effectuées sur les grandeurs géométriques et cinématiques employées pour la sélection de ces canaux. La connaissance de ces nombres est nécessaire pour le calcul du rapport d'embranchement de  $K_L \rightarrow \mu\mu\gamma$ . La simulation s'emploie aussi lors de l'optimisation des ces coupures. En simulant d'autres canaux on peut savoir de quels processus se compose le bruit de fond pour mieux l'éliminer.

### Le programme utilisé

Il existe deux programmes de simulation Monte-Carlo du détecteur NA48 : NASIM et NMC.

Le comportement de toutes les particules générées par NASIM est complètement simulé sur leur passage dans tous les milieux physiques qui composent le détecteur, dont la géométrie est décrite dans les moindres détails. On y trouve notamment la simulation du développement complet d'une gerbe dans les plans Fe/Scintillateur successifs qui composent le calorimètre hadronique. NASIM est basé sur le programme GEANT de la bibliothèque CERNLIB. Cette simulation détaillée est coûteuse en temps.

NMC est une simulation rapide destinée à produire une grande statistique, au détriment de la précision. La géométrie du détecteur y est décrite de manière simplifiée. Notamment le développement des gerbes dans le calorimètre n'est pas simulé. Les gerbes sont choisies au hasard dans une bibliothèque préfabriquée (avec NASIM).

Pour cette analyse, qui ne nécessite pas une grande statistique d'événements simulés, NASIM est utilisé pour bénéficier d'une bonne précision concernant la simulation du photon dans le calorimètre hadronique.

## Le fonctionnement de la simulation NASIM

La simulation d'un événement de désintégration d'un  $K_L$  dans le détecteur se décompose en plusieurs étapes :

1. Génération d'un  $K_L$ . Pour cela on choisit au hasard (à l'aide d'un générateur aléatoire) le point de création du kaon dans le volume de la cible  $K_L$ . Ensuite on choisit la valeur de son impulsion initiale  $p_K$  et sa direction, donnée par les angles  $\theta_K$  et  $\phi_K$  par rapport au faisceau de protons primaire, selon une loi de probabilité fixée.
2. Simulation des collimateurs du faisceau. On évalue si la direction initiale donnée au kaon fait passer celui-ci à travers tous les collimateurs de faisceau.
3. Vertex de désintégration du kaon. On choisit un point de désintégration sur la trajectoire du kaon à une distance  $l_0$  de la cible en suivant la loi  $P(l > l_0)$ , qui exprime la probabilité d'une désintégration de kaon après  $l_0$  ( $\tau_K$  est le temps de vie des  $K_L$ ):

$$P(l > l_0) = \exp\left(-\frac{l_0}{c \tau_K p_K / m_K}\right) \quad (11.1)$$

4. Mode de désintégration du kaon. Selon le mode de désintégration choisi, on crée les particules issues de la désintégration du  $K_L$  selon la loi physique probabiliste qui la régit.
5. Suivi des particules de désintégration. L'une après l'autre les particules de l'état final sont suivies avec GEANT dans leur parcours à travers l'appareillage en simulant les interactions avec la matière. On peut retenir les principaux effets suivants: désintégration au vol (des pions chargés par exemple  $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ ) avec suivi des particules secondaires, production du rayonnement de freinage, diffusion multiple des particules chargées (dans les gaz du spectromètre par exemple), diffusion Compton des photons, production de paires  $e^+ e^-$ , production d'électrons  $\delta$ , simulation de la perte d'énergie dans la matière et simulation des interactions hadroniques avec production et suivi de la cascade de particules secondaires. Le développement de la gerbe dans le calorimètre se fait par suivi de toutes les particules dont l'énergie excède 1 MeV.
6. Simulation des réponses des détecteurs. On peut mentionner ici collection de lumière dans les scintillateurs, et la simulation des temps de dérive des électrons dans les chambres à dérive.
7. Reconstruction des événements. Les données de simulation sont produites sous un format identique à celui des données enregistrées, pour pouvoir les utiliser dans les mêmes programmes de reconstruction et d'analyse.

## 11.1 Simulation de la production et de la désintégration de $K_L$

### Production du $K_L$

La valeur  $p_K$  et l'angle solide  $\Omega_K$  de la direction de l'impulsion du  $K_L$  initial sont choisies selon la distribution :

$$\frac{d^2 N}{dp_K d\Omega_K} = \frac{1}{4} f_{K^+} + \frac{3}{4} f_{K^-} \quad (11.2)$$

où  $f_{K^+}$  et  $f_{K^-}$  sont des spectres de production empiriques de mésons  $K^+$  et  $K^-$  par un faisceau de protons en incidence sur une cible de béryllium ( $p N \rightarrow K^\pm X$ ), déterminés par Atherton et al. [79] :

$$f_i = a_i b_i c_i \frac{p_K^2}{\pi p_{prot}} \exp\left(-b_i \frac{p_K}{p_{prot}} - c_i p_K^2 \theta_K^2\right) \quad (11.3)$$

Ici  $p_{prot} = 450 \text{ GeV}/c$  est l'impulsion du proton initial et  $\theta_K$  est l'angle de production du kaon par rapport à la direction du faisceau de protons. Le kaon sera collimaté ensuite pour avoir  $\theta_K \simeq 2.4 \text{ mrad}$ . Les constantes  $a_i$ ,  $b_i$  et  $c_i$  valent :

	$a_i$	$b_i$	$c_i$
$i = K^+$	0.16	8.5	3.0 GeV/c <sup>2</sup>
$i = K^-$	0.10	13.0	3.5 GeV/c <sup>2</sup>

### Les désintégrations

Toutes les désintégrations de kaons sont d'abord simulées dans le référentiel du centre de masse du kaon, puis traduites dans le référentiel de l'expérience par transformation de Lorentz en utilisant l'impulsion  $p_K$ .

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

Cette désintégration est simulée comme désintégration simple à deux corps en utilisant la conservation de l'énergie-impulsion.

#### La désintégration $K_L \rightarrow \mu \mu \gamma$

Pour simuler cette désintégration, on engendre une désintégration à trois corps dans le système du centre de masse du kaon en choisissant les impulsions des particules  $\mu^+$ ,  $\mu^-$  et  $\gamma$ , et en calculant l'élément d'espace de phase  $W_\phi$  correspondant. Ensuite on calcule les variables cinématiques  $x$  et  $y$  (décrites dans la partie 2.4 p.16) à l'aide des impulsions des trois particules en jeu. De cette manière  $x$  et  $y$  peuplent tout l'espace de phase qui leur est ouvert, sans tenir compte d'un facteur de forme pour la désintégration.

Le passage par l'état intermédiaire avec photon virtuel, saturé par une résonance  $\rho$ , est simulé en utilisant comme facteur de forme celui de la transition QED combiné à celui associé à la résonance  $\rho$  (voir 2.4 p.16) :

$$W(x, y) = W_\phi \times \frac{(1-x)^2}{x} \left(1 + \frac{g}{x} + y^2\right) / (1-x m_K^2/m_\rho^2)^2 \quad (11.4)$$

L'événement simulé est retenu si  $W(x, y) \leq W_{max} \cdot RND$ , où  $RND$  est un nombre aléatoire choisi, distribué uniformément entre 0 et 1, et  $W_{max}$  est la valeur maximale de la fonction  $W(x, y)$  dans tout le domaine de variation de  $x$  et  $y$ . Une désintégration de kaon incompatible avec le facteur de forme est rejetée, à la suite de quoi une autre est engendrée pour tenter de vérifier à nouveau sa compatibilité avec le facteur de forme. Ce procédé d'intégration est appelé "méthode Monte-Carlo".

#### La désintégration $K_L \rightarrow \mu^+ \mu^- e^+ e^-$

Une désintégration d'un kaon en deux muons et deux électrons est engendrée pour peupler d'abord un espace de phase uniforme, d'élément  $W_\phi$ . Un changement de variables permet d'obtenir à partir des quadri-vecteurs des quatre particules :

$$q = p_{\mu^+} + p_{\mu^-} \quad q' = p_{e^+} + p_{e^-} \quad (11.5)$$

$$k = p_{\mu^+} - p_{\mu^-} \quad k' = p_{e^+} - p_{e^-} \quad (11.6)$$

En supposant que la désintégration s'effectue par l'état intermédiaire comportant deux photons virtuels d'impulsions  $q$  et  $q'$  (transition  $K_L \rightarrow \gamma^* \gamma^* \rightarrow \mu^+ \mu^- e^+ e^-$ ), l'élément de matrice obtenu par QED se calcule en fonction des variables précédentes et d'un facteur de forme  $F$  (ici choisi constant) de la transition faible au vertex  $K \gamma^* \gamma^*$  (calcul effectué par [80] en se basant sur l'article [81]):

$$\begin{aligned} \sum |A|^2 = & \frac{|F|^2}{m_K^2} \frac{1}{(q^2)^2} \frac{1}{(q'^2)^2} \left[ (16m_\mu^2 m_e^2 + q^2 q'^2 - (kk')^2) ((qq')^2 - q^2 q'^2) \right. \\ & + 4m_\mu^2 (qk')^2 q'^2 + 4m_e^2 (kq')^2 q^2 \\ & \left. + 2(kk')(kq')(qk')(qq') - (qk')^2 (kq')^2 \right] \end{aligned} \quad (11.7)$$

L'événement simulé est retenu si  $W \leq W_{max} \cdot RND$ , où  $W = W_\phi \cdot \sum |A|^2$ ,  $W_{max}$  est le maximum de  $W$  dans l'espace de phase, et  $RND$  est un nombre aléatoire uniforme entre 0 et 1.

### La désintégration $K_L \rightarrow \pi \mu \nu$

Cette désintégration est simulée à l'aide de l'amplitude de transition décrite dans [2]:

$$A \simeq f_+(t) [(\underline{p}_K^\rho + \underline{p}_\pi^\rho) \bar{e} \gamma_\rho (1 + \gamma_5) \nu] + f_-(t) [m_\mu \bar{e} (1 + \gamma_5) \nu] \quad (11.8)$$

Les constantes  $f_\pm$  sont des facteurs de forme qui dépendent du carré  $t$  de la quadri-impulsion transférée à la paire de leptons. Elles sont mesurées par d'autres expériences de kaons. On admet que  $f_-(t) = f_-(0)$  est constante, et  $f_+(t) = f_+(0)[1 + \lambda_+(t/m_\pi^2)]$ . Les valeurs suivantes des paramètres sont utilisées pour la simulation [2]:

$$\lambda_+ = 0.034, \quad f_-(0)/f_+(0) = -0.11$$

## 11.2 Les réponses des détecteurs

### La réponse du calorimètre hadronique

La simulation détaillée des gerbes dans le HAC attribue à chaque latte de scintillateurs la fraction d'énergie qui y est déposée, en tenant compte de la diminution du signal lumineux dans le scintillateur lors de sa propagation vers le photo-multiplicateur. Pour chaque empilement  $i$  de lattes regroupées sur un même photo-multiplicateur, les énergies déposées dans les lattes concernées sont additionnées. La valeur  $N_i$  obtenue ne correspond pas à l'énergie totale déposée par les particules dans l'empilement  $i$  à cause des pertes dans les couches de fer. Par conséquent une correction de  $N_i$  est nécessaire pour obtenir la valeur totale du dépôt d'énergie dans tout l'empilement  $E_i = C \cdot N_i$ .

Puisque l'on désire obtenir une calibration électromagnétique des énergies, on procède de la façon suivante: on crée 5 lots de 1000 événements ( $l = 1..5$ ), formés uniquement d'électrons, à des énergies fixées  $E'_l = 20, 40, 60, 80$  et  $100$  GeV. Pour chaque électron on simule l'énergie déposée dans la totalité des scintillateurs du calorimètre. Pour chaque lot  $l$ , on obtient ainsi une distribution de l'énergie déposée, dont on détermine la valeur moyenne  $N'_l$  et l'erreur sur  $N'_l$  ( $\sigma'_l/\sqrt{1000}$ ), représentés sur la figure 11.1 de gauche. La constante de conversion  $C$  est obtenue par un ajustement de la droite  $E'_l = C \cdot N'_l$  aux points  $(E'_l, N'_l)$  des cinq lots. Le résultat obtenu pour la calibration électromagnétique est:  $C = 34.9$ . La figure de droite montre aussi une calibration hadronique des énergies en utilisant des pions à la place des électrons.

On vérifie ensuite que le programme de reconstruction des gerbes appliqué à des événements simulés trouve bien la bonne valeur d'énergie. Puisque la reconstruction du photon du canal  $K_L \rightarrow \mu \mu \gamma$  nous

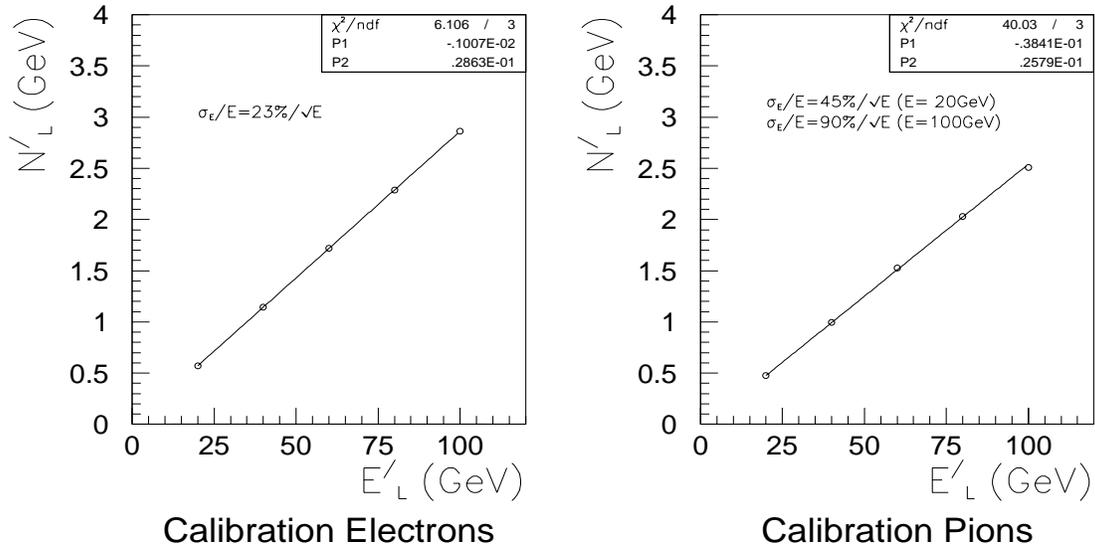


FIG. 11.1 – Calibration électromagnétique et hadronique de la réponse en énergie du HAC  $E'_L$  en fonction de l'énergie déposée dans les couches de scintillateurs  $N'_L$ .

intéresse ici particulièrement, on en simule un lot que l'on traite par le programme de reconstruction en sélectionnant les événements qui ont exactement deux traces de charge opposées et une gerbe reconstruites. Pour chaque événement l'énergie de la gerbe reconstruite  $E_{rec}$  est comparée à celle du photon simulé  $E_{sim}$ . La distribution  $E_{sim}/E_{rec}$  de la figure 11.2 montre que le résultat est cohérent.

#### La résolution simulée du spectromètre

Le vertex des désintégrations  $K_{\mu 3}$  simulées est connu et peut être comparé au vertex calculé par le programme de reconstruction des traces (voir figure 11.3), ce qui donne une idée de la résolution simulée du spectromètre. De même les impulsions simulées peuvent être comparées aux impulsions reconstruites, en associant les traces simulées et reconstruites de même charge. La résolution moyenne obtenue est  $\Delta p/p = 0.6\%$ .

### 11.3 Correction du spectre d'impulsion des kaons avec les données $K_{\mu 3}$

Pour acquérir une confiance dans la simulation, la méthode choisie ici est de produire trois lots d'événements avec le programme de simulation:  $K_L \rightarrow \pi\mu\nu$ ,  $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-$  et  $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ . Pour chaque lot on définit ensuite un jeu de coupures pour sélectionner les événements et rejeter des bruits de fond éventuels. Pour les événements de simulation acceptés on forme l'histogramme d'une grandeur physique quelconque  $G_{SIM}$ , pour les données on forme l'histogramme de la même grandeur  $G_{DONNEES}$ . La comparaison entre données et simulation est obtenue par la division d'histogrammes  $G_{DONNEES}/G_{SIM}$ .

Avec le spectre d'impulsion  $p_K$  d'origine, cité dans 11.1 p.146, adapté au domaine d'impulsions  $70 < p_K < 170 \text{ GeV}/c$  (le domaine d'étude pour  $\epsilon'/\epsilon$ ), un accord de plus en plus mauvais entre données et simulation est obtenu au fur et à mesure que l'impulsion du kaon est basse ( $< 50 \text{ GeV}/c$ ). La simulation ne prédit pas assez d'événements dans ce domaine. Ceci a pour conséquence que la simulation ne prédit pas assez des traces à basse impulsion (voir figure 11.4, pour lesquelles l'angle par rapport

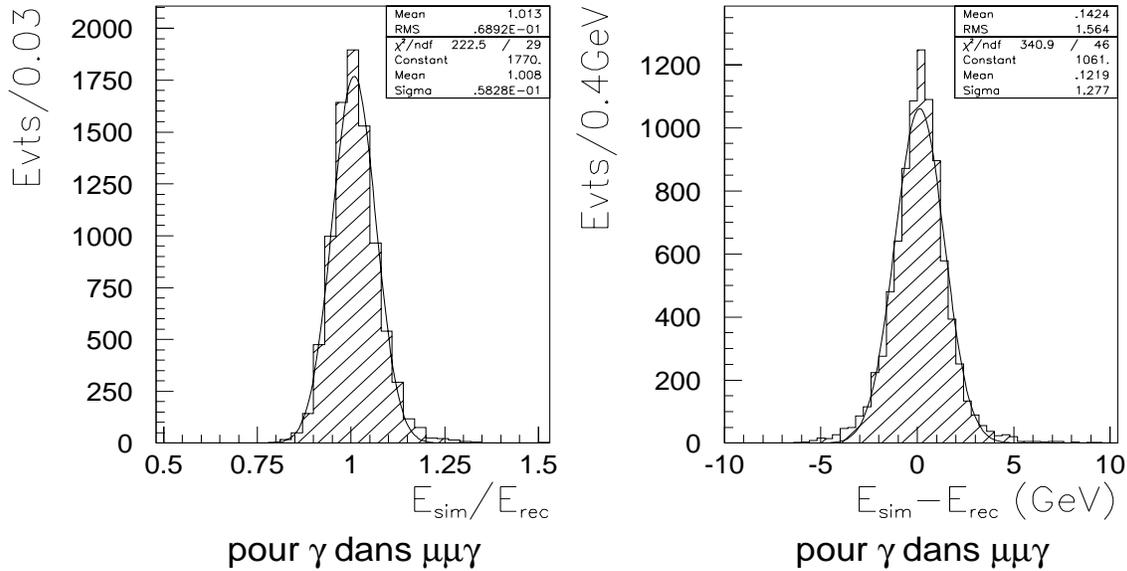


FIG. 11.2 – Comparaison entre l'énergie vraie  $E_{sim}$  du photon d'un événement simulé  $K_L \rightarrow \mu\mu\gamma$  et l'énergie reconstruite  $E_{rec}$  pour cet événement.

à l'axe du faisceau est grand, et qui touchent la chambre 1 loin du trou central (grandes valeurs de  $R_{DCH1}(T_i)$ ).

Le spectre d'impulsion  $p_K$  est mesuré dans la suite et corrigé à l'aide des désintégrations  $K_{\mu 3}$ , pour lesquelles la statistique disponible est supérieure à celle des autres canaux envisageables. Ces derniers seront ensuite utilisés pour vérifier la correction effectuée.

Nous avons vu dans 10.4 p.141 qu'il n'est pas possible de calculer l'impulsion du kaon qui s'est désintégré par le canal  $K_{\mu 3}$ . On obtient pour chaque événement deux solutions, parmi lesquelles nous avons appelé  $p_{K\nu lo}$  la plus petite et  $p_{K\nu hi}$  la plus grande. A l'aide de la simulation on vérifie que la distribution de  $p_{K\nu lo}$  approche le mieux celle de l'impulsion générée  $p_K$ , que l'on se propose de corriger maintenant.

Les coupures employées pour sélectionner les événements  $K_{\mu 3}$  sont présentées dans le *tableau 11.1*.

La *figure 11.5* présente la méthode de correction du spectre d'impulsion. En haut à gauche, se situe l'histogramme de  $p_{K\nu lo}$  pour les données acceptées après coupures, ainsi que celui de la simulation non pondérée. On voit le désaccord entre simulation et données. En bas à gauche, on a le résultat de la division *bin par bin* des histogrammes précédents dans le sens *Données/Simulation*. Un ajustement à cette distribution donne une première correction :

$$F_1(p_{K\nu lo}) = p_1 + \exp(p_2 + p_3 p_{K\nu lo}) \quad (11.9)$$

avec

$p_1 = 0.6348$	terme constant
$p_2 = 1.755$	terme multiplicatif
$p_3 = -0.05455 (GeV/c)^{-1}$	terme exponentiel décroissant

A partir de là il est possible de *pondérer* chaque événement de simulation, pour lequel on peut calculer  $p_{K\nu lo}$  (ce qui est le cas des  $K_{\mu 3}$ ), en lui affectant un poids dépendant de  $p_{K\nu lo}$  (donné par  $F_1(p_{K\nu lo})$ ),

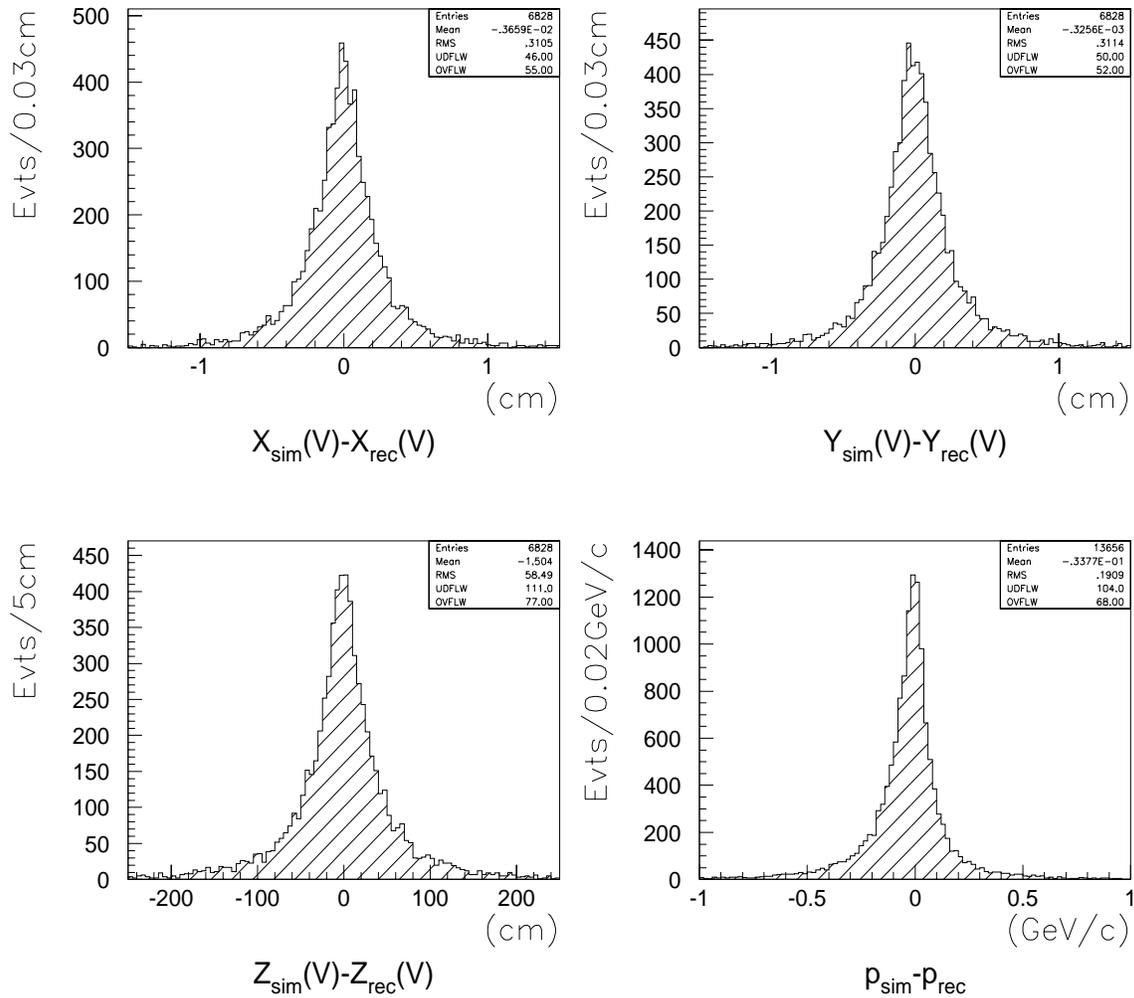


FIG. 11.3 – Résolution du spectromètre combinée à la précision du programme de reconstruction, obtenue pour des désintégrations simulées de  $K_{\mu 3}$ .

lors du remplissage de l'histogramme. Les histogrammes d'autres grandeurs simulées, pondérés de cette manière, deviennent alors compatibles avec les histogrammes des données (ceci sera illustré dans 12.4 p.177).

Pour pouvoir utiliser cette correction pour d'autres événements simulés que des  $K_{\mu 3}$ , il est nécessaire de transcrire la pondération obtenue en fonction de la variable  $p_K$ , l'impulsion générée pour le kaon. Pour cela le lot de  $K_{\mu 3}$  générés est divisé en deux parties. Pour l'une d'entre elles les événements ne sont pas pondérés par  $F_1$ , pour l'autre ils le sont. Sur la figure 11.5 en haut à droite se situent les distributions de la variable  $p_K$  pour ces deux parties. A partir de la division d'histogrammes *Pondérée/Non Pondérée* on obtient la distribution en bas à droite. Un nouvel ajustement donne la correction suivante :

$$F_2(p_K) = p'_1 + \exp(p'_2 + p'_3 p_K) \quad (11.10)$$

avec

$$\begin{aligned} p'_1 &= 0.5219 && \text{terme constant} \\ p'_2 &= 1.048 && \text{terme multiplicatif} \\ p'_3 &= -0.02806 \text{ (GeV/c)}^{-1} && \text{terme exponentiel décroissant} \end{aligned}$$

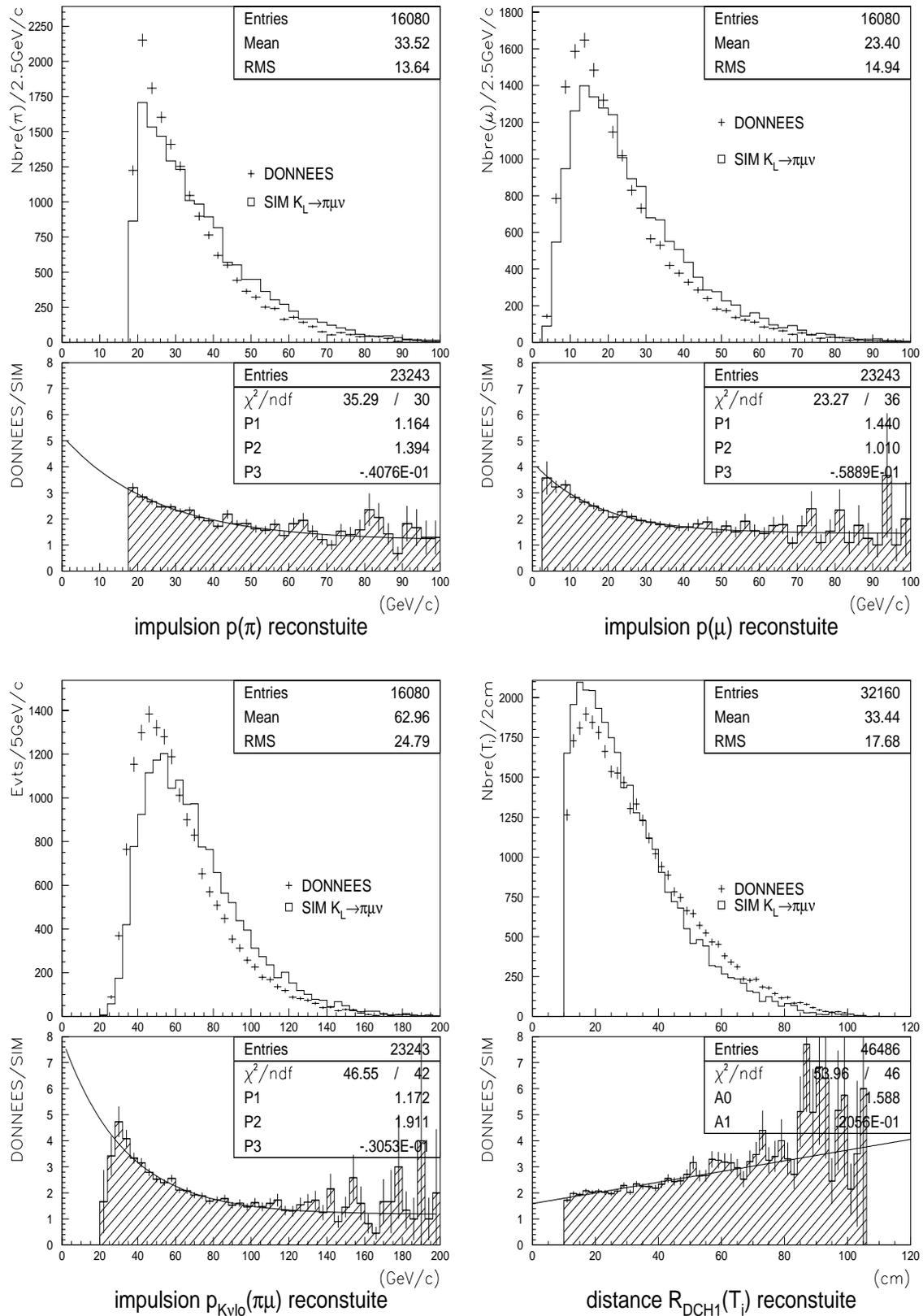


FIG. 11.4 – Avant correction du spectre des impulsions des kaon, on observe une incohérence Données/Simulation (ici pour des événements  $K_{\mu 3}$  de la présélection, reconstruits avec les coupures de la sélection finale cf. 12.4 p.177).

groupe	sélection effectuée
Lot de données	10% de la présélection ( $D_{soft} = 10$ )
Configuration	DCH: 2 Traces $T_i$ , de charges opposées HAC: 1 Gerbe $G$
Ident. particules	une Trace vue comme "pion" dans HAC et MUV : $T_\pi$ l'autre Trace comme "muon" dans HAC et MUV : $T_\mu$
Géométrie	$R_{DCH1}(T_i) > 12 \text{ cm}$ $R_{HAC}(T_i) > 13 \text{ cm}$ $ X_{HAC}(T_i)  < 110 \text{ cm}$ $ Y_{HAC}(T_i)  < 110 \text{ cm}$ $D_{HAC}(T_\pi - T_\mu) > 15 \text{ cm}$
Grand. physiques	$4.8 \text{ m} < z(V) < 90 \text{ m}$ (z vertex) $cda(V) < 2 \text{ cm}$ (qualité vertex) $p(T_i) > 8 \text{ GeV}/c$ $E(G) > 8 \text{ GeV}$ $p_0'^2 < -0.01 \text{ GeV}^2/c^2$
Déclenchement	condition $minb$

TAB. 11.1 – Coupures employées pour sélectionner des désintégrations  $K_{\mu 3}$  utilisées pour la correction du spectre d'impulsion des kaons.

Cette seconde pondération est une fonction de  $p_K$ , l'impulsion du kaon lors de la génération, qui est par conséquent indépendante du canal de désintégration choisi. Elle sera appliquée dans la suite à n'importe quel canal de désintégration choisi dans la simulation Monte-Carlo.

### Utilisation de la correction

Pour ne pas avoir à re-pondérer chaque événement simulé avec  $F_2(p_K)$  lors de l'analyse, on produit plus d'événements à bas  $p_K$  lors de la simulation, comme décrit ci-après, et on donnera un poids de 1 à chaque événement lors de l'analyse.

A l'étape de génération d'un kaon, après avoir produit  $p_K$  avec la formule empirique de 11.1 p.146, on vérifie si la relation suivante est valable :

$$F_2(p_K) \geq F_2(0) \cdot RND \quad (11.11)$$

Ici  $RND$  est un nombre aléatoire choisi au moment de la vérification, distribué uniformément entre 0 et 1, et  $F_2(0)$  est la valeur maximale de  $F_2(p_K)$  pour tout  $p_K \geq 0$ . Si cette relation n'est pas valable, la simulation crée un nouveau kaon pour lequel la validité de cette relation est à nouveau vérifiée. Si elle est valable, le kaon produit est accepté et sera disponible pour l'analyse.

Appliquer la correction  $F_2(p_K)$  au spectre de génération du kaon est une approximation, puisque la fonction de correction a été obtenue pour des événements désintégrés qui ont passé l'acceptance du détecteur et l'efficacité de la sélection particulière présentée ci-dessus. Cependant cette sélection a été faite aussi bien pour les événements simulés que pour les données, et lors de la division d'histogrammes, les corrections d'acceptances disparaissent en première approximation.

Nous allons voir dans la suite que cette pondération donne un résultat satisfaisant pour les autres canaux de désintégration. Les conditions de sélections des  $K_{\mu 3}$  qui vont servir à la normalisation du rapport d'embranchement que l'on propose de mesurer sont différentes de celles utilisées ici. Néanmoins la correction obtenue ici est encore satisfaisante avec de nouvelles conditions de sélection (comme nous allons le voir dans 12 p.162).

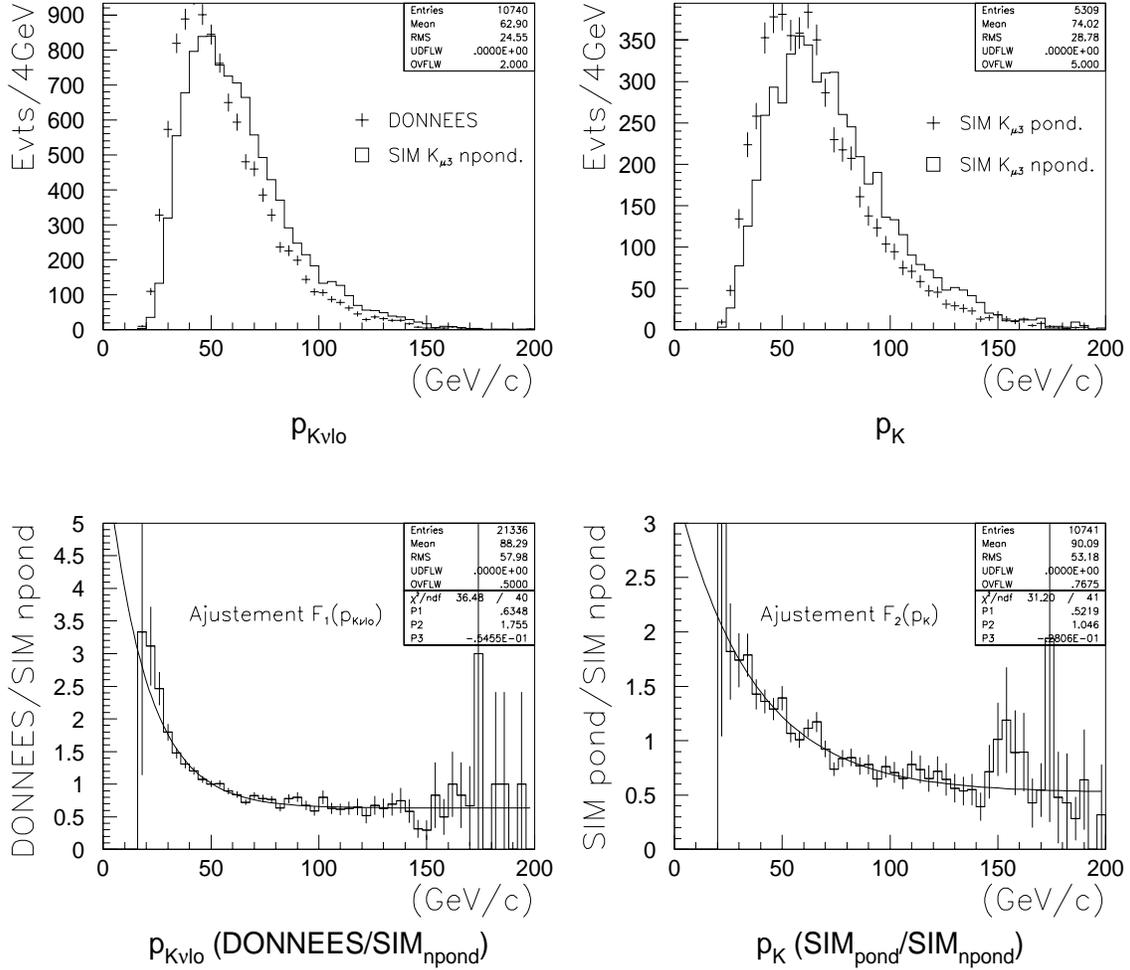


FIG. 11.5 – Procédé employé pour corriger le spectre des impulsions de kaons à l'aide des désintégrations  $K_{\mu 3}$ .

La correction effectuée est valable pour des impulsions  $p_K > 20 \text{ GeV}$  environ, puisqu'en-dessous l'efficacité des coupures utilisées est nulle.

## 11.4 Vérification de la simulation sur diverses désintégrations

### 11.4.1 Le canal $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^-$

On se propose ici de reconstruire le signal de violation de CP  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^-$  sélectionné avec la condition de déclenchement  $minb$ . Les coupures utilisées pour ce faire sont mentionnées dans le *tableau 11.2*.

Les pions sont identifiés par deux gerbes reconstruites (de plus de 6 GeV) associées à deux traces, ce qui place l'énergie dans le HAC au-dessus du seuil de la condition de déclenchement  $minb$ , qui sera demandée explicitement en fin de sélection. De ce fait la condition  $\pi\pi$ , dont le seuil est efficace à partir de 40 GeV seulement, n'est pas utilisée ici. Pour rejeter le bruit de fond  $K_{\mu 3}$ , les compteurs à muons sont

groupe	sélection effectuée
Lot de données	100% de la présélection
Configuration	DCH: 2 Traces $T_i$ , de charges opposées HAC: 2 Gerbes $G$
Ident. particules	HAC: chaque Trace pointe vers une Gerbe : $T_{\pi(1)}, T_{\pi(2)}$ MUV: aucune Trace vers une lattes horiz. ou vert. touchée
Géométrie	$R_{DCH1}(T_i) > 10 \text{ cm}$ $R_{HAC}(T_i) > 12 \text{ cm}$ $ X_{HAC}(T_i)  < 120 \text{ cm}$ $ Y_{HAC}(T_i)  < 120 \text{ cm}$ $D_{HAC}(T_{\pi(1)} - T_{\pi(2)}) > 12 \text{ cm}$
Grand. physiques	$4.8 \text{ m} < z(V) < 90 \text{ m}$ (z vertex) $cda(V) < 4 \text{ cm}$ (qualité vertex) $p(T_i) > 8 \text{ GeV}/c$ $p'_0 < -0.002 \text{ GeV}^2/c^2$ A $p_T^2(\pi\pi) < 5 \times 10^{-5} \text{ GeV}^2/c^2$ B $493 < m(\pi\pi) < 502 \text{ MeV}/c^2$
Déclenchement	C condition <i>minb</i>

TAB. 11.2 – Coupures employées pour sélectionner des désintégrations  $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-$  utilisées pour vérifier la correction du spectre d'impulsion des kaons.

utilisés. Les coupures géométriques sont définies pour assurer que les traces touchent la surface sensible du HAC et du MUV, de sorte que l'identification de particules à l'aide de ces détecteurs ait un sens. Un vertex de désintégration de bonne qualité est demandé dans la région après le dernier collimateur et avant l'enceinte à hélium. Une impulsion supérieure à  $8 \text{ GeV}/c$  pour chaque pion individuel est demandée, et l'impulsion du kaon sera donc supérieure à  $16 \text{ GeV}$ , avec une statistique négligeable dans la région entre  $16$  et  $20 \text{ GeV}$ . La sélection  $p'_0 < -0.002 (\text{GeV}/c)^2$  rejette la quasi-totalité du bruit de fond  $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ . La simulation montre que tous les  $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-$  ont des valeurs  $p'_0$  allant de  $-0.015$  à  $-0.020 (\text{GeV}/c)^2$ .

La figure 11.6 de droite montre les événements avant la sélection A, qui demande une impulsion transverse  $p_T^2(\pi\pi)$  nulle à la résolution du spectromètre près. Cette coupure est utilisée pour rejeter la plupart des  $K_{e3}$ , qui constituent à ce niveau l'essentiel du bruit de fond. Sur la figure de gauche apparaît la distribution de la masse invariante des deux traces dans l'hypothèse  $\pi^+\pi^-$  avant la coupure B qui sélectionne le signal.

Après la coupure sur la masse invariante  $\pi^+\pi^-$  (coupure B) on totalise 3070 événements avec un fond estimé de 5%, principalement des  $K_{e3}$  qui subsistent, puisqu'un pion n'est pas différencié d'un électron (par la méthode de  $E/p$  par exemple) dans la sélection présentée.

La coupure C sélectionne finalement les événements qui satisfont à la condition de déclenchement *minb*, dans le but d'être au dessus du seuil d'efficacité du HAC. Leur nombre s'élève à 1081. Parmi 50000 événements  $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-$  simulés, 3342 subsistent après ces coupures.

La figure 11.7 montre que les distributions des grandeurs reconstruites pour les données et la simulation sont compatibles, compte tenu de la statistique disponible.

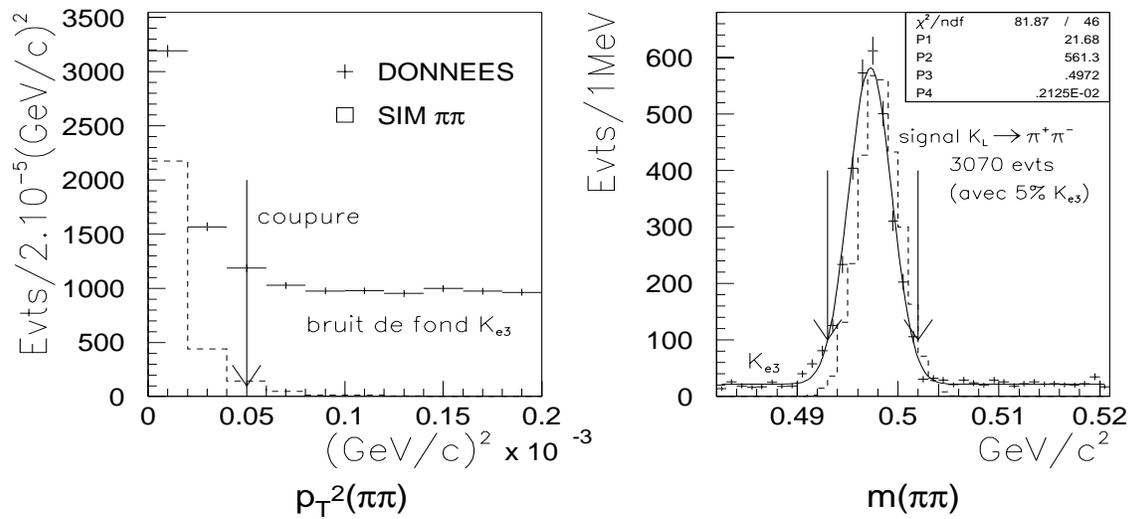


FIG. 11.6 – Le signal de violation de CP  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^-$ . La distribution de gauche est obtenue avant la coupure A, celle de droite avant B mentionnées dans la liste des coupures.

# 11.4. VÉRIFICATION DE LA SIMULATION SUR DIVERSES DÉSINTÉGRATIONS

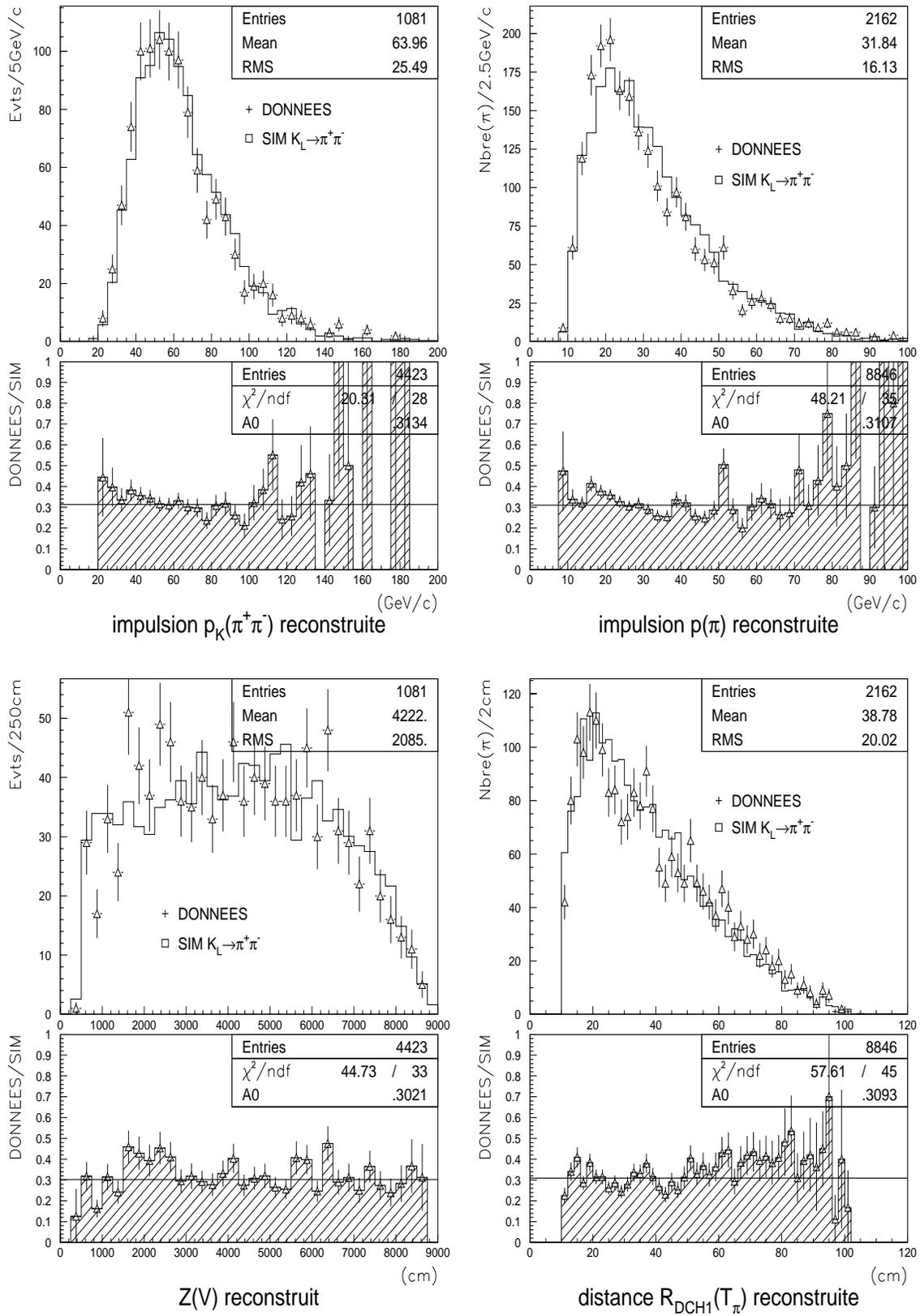


FIG. 11.7 – Vérification de la cohérence Données/Simulation pour des événements  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^-$

### 11.4.2 Le canal $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$

On se propose de reconstruire les désintégrations  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$  sélectionnées avec la condition de déclenchement  $minb$  et de les comparer aux prédictions de la simulation. Les coupures utilisées sont mentionnées dans le *tableau 11.3*.

groupe	sélection effectuée
Lot de données	70% de la présélection ( $run \geq 427$ )
Configuration	DCH: 2 Traces $T_i$ , de charges opposées HAC: 4 Gerbes $G_j$
Ident. particules	HAC: chaque Trace pointe vers une Gerbe : $T_{\pi(1)}, T_{\pi(2)}$ HAC: deux Gerbes non associées subsistent : $G_{\gamma(1)}, G_{\gamma(2)}$ MUV: aucune Trace vers une lattes horiz. ou vert. touchée
Géométrie	$R_{DCH1}(T_i) > 10 \text{ cm}$ $R_{HAC}(T_i) > 12 \text{ cm}$ $ X_{HAC}(T_i)  < 120 \text{ cm}$ $ Y_{HAC}(T_i)  < 120 \text{ cm}$ $D_{HAC}(T_{\pi(1)} - T_{\pi(2)}) > 12 \text{ cm}$
Grand. physiques	$p(T_{\pi(1,2)}) > 3 \text{ GeV}/c$ $E(G_{\gamma(1,2)}) > 8 \text{ GeV}$ $4.8 \text{ m} < z(V) < 90 \text{ m}$ ( $z$ vertex) $cda(V) < 4 \text{ cm}$ (qualité vertex)
Déclenchement	condition $minb$

TAB. 11.3 – *Coupures employées pour sélectionner des désintégrations  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$  utilisées pour vérifier la correction du spectre d'impulsion des kaons.*

Deux traces de charges opposées sont demandées ainsi que quatre gerbes, dont deux sont associées à des traces, et deux autres sont des candidats "photons". On rejette le bruit de fond des  $K_{\mu 3}$  en demandant qu'aucune trace ne soit associée à des lattes touchées dans les compteurs à muons. Les coupures géométriques garantissent que les traces pointent dans le région active du HAC. Un vertex de bonne qualité est demandé pour les deux traces chargées, qui sera également considéré comme vertex de la désintégration du  $\pi^0$  en deux photons, dont les directions des impulsions seront les droites qui lient le vertex aux points de leur gerbes dans le calorimètre. Les valeurs de leurs impulsions sont données par les énergies des gerbes. Ceci permet par conséquent de calculer la masse du  $\pi^0$  désintégré.

La *figure 11.8* montre la masse invariante obtenue des deux photons, dont la moyenne de  $134.1 \text{ MeV}/c^2$  est compatible avec la masse du  $\pi^0$  (à gauche) (avec une résolution de  $10 \text{ MeV}/c^2$ ). La masse invariante de la combinaison  $\pi^+ \pi^- \gamma \gamma$  (à droite) se situe à la masse du kaon, à  $497.6 \text{ MeV}/c^2$  de moyenne, avec une résolution de  $10 \text{ MeV}/c^2$  également, dominée par la résolution précédente sur la masse du  $\pi^0$ . Ceci montre que la calibration électromagnétique des énergies est correcte à la fois pour les données et la simulation. Pour la simulation cette calibration est décrite dans 11.2 p.148 et se trouve confirmée par cette masse invariante. Pour les données, la moyenne de cette masse invariante serait de  $127 \text{ MeV}/c^2$ , sans la correction des  $+0.8 \text{ GeV}$  des énergies calibrées, discutée dans 10.1.2 p.132.

La queue à basse masse dans la distribution de la masse invariante  $\gamma \gamma$  a été identifiée. Il s'agit de gerbes mal reconstruites par le programme de reconstruction du HAC. Dans le cas difficile, comme ici lorsqu'on lui demande de trouver quatre gerbes, il n'associe pas toujours correctement les *clusters* de ses différentes vues, et forme parfois des gerbes avec une énergie sous-estimée de moitié. Ce problème ne se pose pas dans le cas où l'on ne recherche qu'une gerbe, comme dans le processus  $K_L \rightarrow \mu \mu \gamma$  et la normalisation  $K_{\mu 3}$ . Ceci est l'une des raisons du choix de ce processus de normalisation. Il a la signature la plus simple possible dans le HAC, qui de plus est la même que celle du signal recherché : une unique gerbe.

La figure 11.9 montre que le carré de l'impulsion transverse reconstruite des particules  $\pi^+\pi^-\gamma\gamma$  issus de la désintégration du kaon en trois pions a une résolution approximativement dix fois moins bonne que celle de  $\pi^+\pi^-$  pour la désintégration du kaon en deux pions, à cause de la résolution médiocre du HAC sur la position reconstruite des photons.

Le nombre d'événements  $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  reconstruit dans les données avec les sélections présentées est de 1985. Pour 516535 événements simulés de ce type, on en reconstruit 1592. La figure 11.10 présente des comparaisons données/simulation effectuées avec ces événements. Compte tenu de la statistique, l'accord est acceptable lorsqu'on utilise le spectre d'impulsions corrigé pour la simulation.

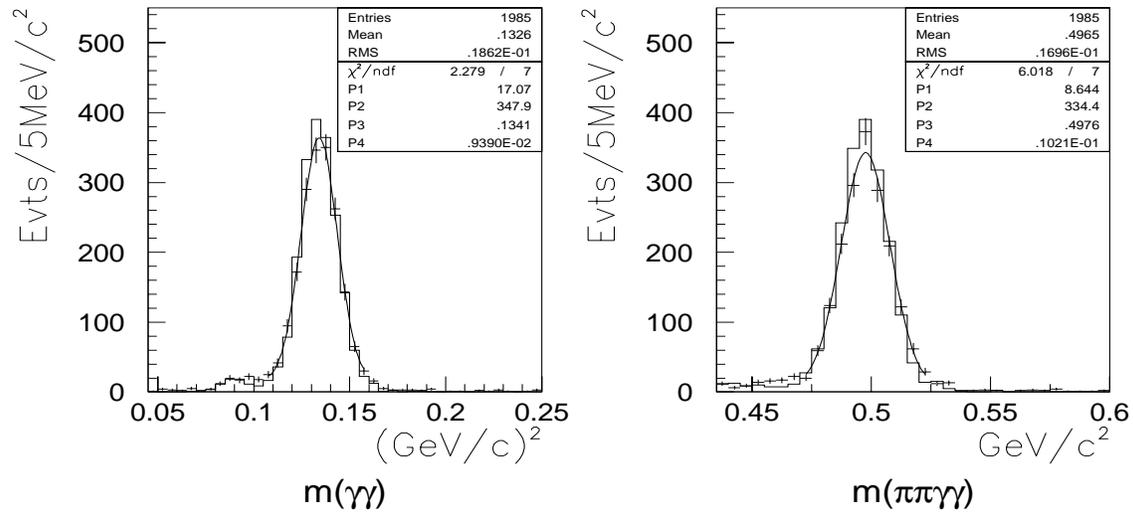


FIG. 11.8 – La masse reconstruite des deux photons et la masse reconstruite de  $\pi^+\pi^-\gamma\gamma$  dans la sélection des  $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ .

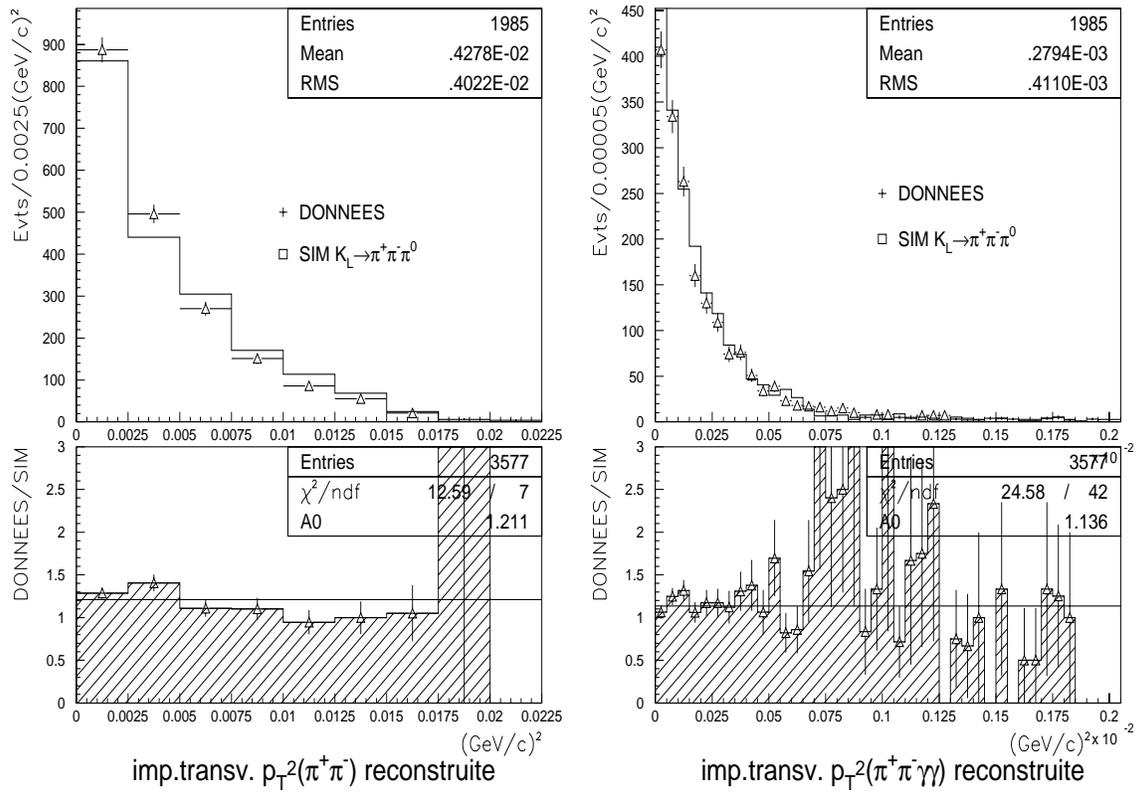


FIG. 11.9 – Vérification de la cohérence Données/Simulation pour des événements  $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$

# 11.4. VÉRIFICATION DE LA SIMULATION SUR DIVERSES DÉSINTÉGRATIONS

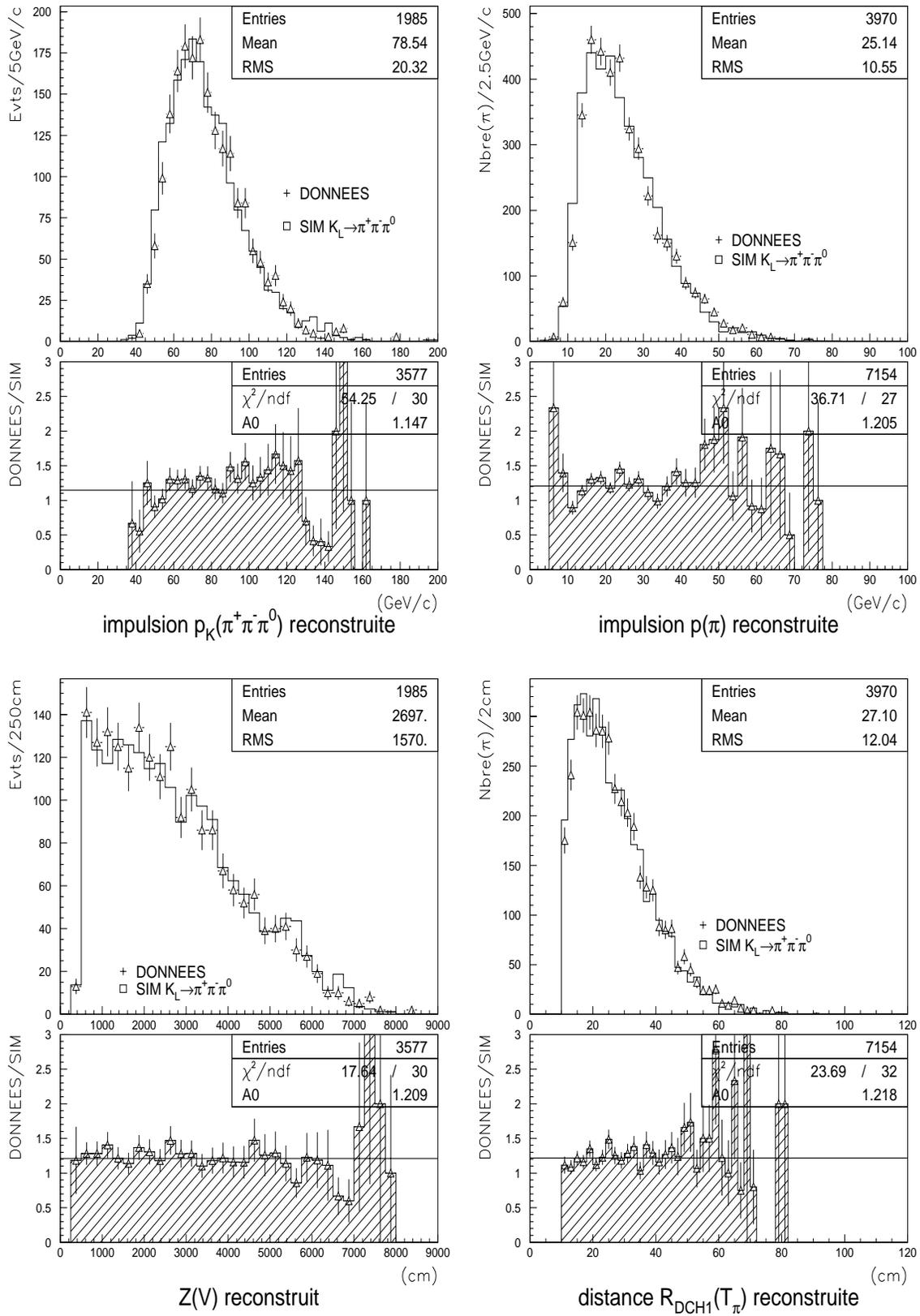


FIG. 11.10 – Vérification de la cohérence Données/Simulation pour des événements  $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$

## Chapitre 12

# La sélection des événements pour la mesure de $Br(K_L \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma)$

Dans ce chapitre sont discutées les coupures utilisées pour la sélection des candidats  $K_L \rightarrow \mu\mu\gamma$ , ainsi que des  $K_{\mu 3}$  utilisées pour la normalisation. On discutera des sources possibles de bruits de fond. Les acceptances et les efficacités des coupures sont calculées par simulation.

### 12.1 La sélection des candidats du signal $K_L \rightarrow \mu\mu\gamma$

Les candidats  $K_L \rightarrow \mu\mu\gamma$  sont d'abord sélectionnés parmi toutes les données disponibles, en utilisant les données compactes de la présélection (cf. 10.2 p.135). Le *tableau 12.1* précise les coupures employées pour faire apparaître le signal. Pour chacune d'elles sont donnés : le nombre d'événements qui subsistent après coupure  $N_{après}$  et le taux de réduction du nombre obtenu par la coupure :

$$\Delta N = \frac{N_{après} - N_{avant}}{N_{avant}} \quad (12.1)$$

Ces coupures ont été optimisées en employant une simulation du processus  $K_L \rightarrow \mu\mu\gamma$ . Pour cela 40000 désintégrations de ce type ont été produites, en générant des  $K_L$  dont l'impulsion est choisie dans le domaine  $p_K = 0$  à  $220 \text{ GeV}/c$ . La position en  $z$  du vertex de désintégration est autorisée à varier dans le domaine  $z(V_K) = 2$  à  $100 \text{ m}$ . Ces bornes définissent le "domaine L" (elles seront restreintes dans la suite au "domaine A", cf. 12.5 p.182). Le *tableau 12.1* précise l'inefficacité de chaque coupure employée (c'est-à-dire le pourcentage d'événements de simulation perdus à cause de la coupure,  $\Delta N$ ) ainsi que le nombre d'événements de simulation retenus après application de la coupure. Certaines de ces coupures sont nécessaires pour garantir que tous les événements retenus sont compris dans l'acceptance des détecteurs. Par conséquent l'efficacité d'une telle coupure est en fait le produit de l'acceptance du détecteur et de l'efficacité intrinsèque de la coupure.

#### Sélection des $K_L \rightarrow \mu\mu\gamma$

Dans la suite les coupures employées sont décrites. On commence par sélectionner tous les événements à deux traces de charges opposées pour lesquels une unique gerbe est reconstruite dans le calorimètre hadronique (coupure 1 à 5). La perte d'événements de simulation à ce niveau est essentiellement due à des particules qui n'entrent pas dans l'acceptance du spectromètre ou du HAC. Pour les données cette perte provient du fait que les événements de la présélection comportent, outre les événements à deux traces reconstruites, tous les événements *rnd*. Une grande partie des événements possède également plus d'une unique gerbe reconstruite (tels  $K_{e3}$  et  $K_L \rightarrow 3\pi$ ).

n	sélection effectuée	DONNEES		SIMULATION	
		$-\Delta N$ (%)	$N_{après}$ (évts.)	$-\Delta N$ (%)	$N_{après}$ (évts.)
<b>Lot de données</b>					
	désintégrations simulées (domaine L)				40000
	désintégrations simulées (domaine A)				=29733
	100% de la présélection		10.44M		
<b>Sélection primaire</b>					
1	DCH_lok (reconstruction structure RDTK)	11.1%	9.28M	48.0%	20788
2	2 Traces $T_i$	9.8%	8.36M	34.1%	13691
3	1 Trace positive ( $T_+$ ), 1 négative ( $T_-$ )	3.9%	8.04M	1.4%	13497
4	HAC_ok (reconstruction structure RHAC)	25.6%	5.99M	33.2%	9012
5	1 Gerbe $G$	34.4%	3.93M	0.5%	8965
6	0 Trace assoc. à $G$ ( $T_{\mu+}, T_{\mu-}$ )	86.2%	543.1k	1.3%	8847
<b>Géométrie</b>					
7	$ X_{HAC}(T_+)  < 120 \text{ cm}$	2.9%	527.6k	3.3%	8559
8	$ Y_{HAC}(T_+)  < 120 \text{ cm}$	0.4%	525.2k	0.6%	8511
9	$ X_{HAC}(T_-)  < 120 \text{ cm}$	2.9%	510.1k	3.0%	8259
10	$ Y_{HAC}(T_-)  < 120 \text{ cm}$	0.4%	507.8k	0.7%	8199
11	$R_{HAC}(T_+) > 12 \text{ cm}$	4.7%	483.8k	2.4%	8010
12	$R_{HAC}(T_-) > 12 \text{ cm}$	4.7%	461.2k	2.4%	7819
13	$D_{HAC}(T_+ - T_-) > 12 \text{ cm}$	0.2%	460.1k	1.8%	7677
14	$10 < R_{DCH1}(T_+) < 130 \text{ cm}$	0.8%	456.3k	0.5%	7641
15	$10 < R_{DCH1}(T_-) < 130 \text{ cm}$	0.6%	453.4k	0.3%	7621
16	condition $HAC\_error$ absente	29.1%	321.4k	6.7%	7104
<b>Cinématique</b>					
17	$p(\mu^+) > 3 \text{ GeV}/c$	0.5%	319.8k	0.3%	7083
18	$p(\mu^-) > 3 \text{ GeV}/c$	0.5%	318.3k	0.3%	7064
19	$E(G)_{calib.} > 8 \text{ GeV}$	4.4%	304.4k	2.6%	6879
20	$4.8 < z(V) < 90 \text{ m}$ (vertex z)	13.1%	264.5k	5.4%	6511
21	$cda(V) < 4 \text{ cm}$ (vertex dist.approche)	42.3%	152.7k	1.1%	6439
22	$p_0'^2 < -0.01(\text{GeV}/c)^2$	74.4%	39066	3.5%	6215
23	$T_{\mu+}$ assoc. à lattes MUV_horiz. et vert.	38.5%	24020	4.4%	5961
24	$T_{\mu-}$ assoc. à lattes MUV_horiz. et vert.	49.4%	12147	4.3%	5687
<b>Condition de déclenchement</b>					
25	géométrie $Q_2$ correcte	–	–	22.8%	4389
26	$MUV\_nhoriz \geq 2$ (nbre. lattes horiz.)	0.5%	12086	11.3%	3895
27	$MUV\_nvert \geq 2$ (nbre. lattes vert.)	0.1%	12067	7.2%	3614
<b>Sélection finale</b>					
28	$p_T^2(\mu\mu\gamma) < 0.002 (\text{GeV}/c)^2$	85.2%	1787	1.5%	3561
29	$p_T^2(\mu\mu\gamma)/p_T^2(\mu\mu) < 0.05$	77.5%	402	4.3%	3408
30	$485 < m_{COR}(\mu\mu\gamma) < 510 \text{ MeV}/c^2$	82.8%	69	4.0%	3271

 TAB. 12.1 – Sélection des candidats  $K_L \rightarrow \mu\mu\gamma$  avec efficacités des coupures permettant une comparaison données/simulation. Pour les nombres d'événements:  $1M=10^6$ ,  $1k=10^3$ .

La sélection suivante (coupure 6) demande qu'aucune des traces ne s'approche de plus de 12 cm de la gerbe, pour pouvoir identifier les muons et les gerbes de photons. Pour les événements simulés l'inefficacité de cette coupure est faible, par contre elle rejette la plupart des événements des données pour lesquels la gerbe provient d'une particule chargée.

La *figure 12.1* montre (en haut à gauche) que les coupures utilisées jusque là préservent des traces qui sont entrées dans le trou central du HAC et qui ne peuvent donc pas former de gerbes, et sont par conséquent faussement identifiées comme muons. Les coupures 7 à 13 garantissent que les particules entrent dans l'acceptance du HAC pour valider l'identification des particules. De plus on demande (coupure 14 et 15) à ce que les traces entrent dans l'acceptance de la chambre DCH1, pas trop près du trou central. L'inefficacité de ces coupures est raisonnable à la fois pour les données et la simulation.

On demande aussi (coupure 16) que la reconstruction de la gerbe s'est faite avec succès, pour garantir que sa position et son énergie sont bien mesurées. Ici il apparaît que beaucoup d'événements des données sont perdus, parce que le programme de reconstruction du HAC n'a pas pu reconstruire correctement la gerbe. Ceci est principalement dû à la présence de plusieurs gerbes, non séparables par l'algorithme employé. Les événements de simulation perdus sont dus à une gerbe de photon proche du trou central pour laquelle l'une des coordonnées ne peut être reconstruite correctement.

Les coupures suivantes agissent en utilisant des grandeurs cinématiques reconstruites, telle une coupure basse sur l'impulsion des traces (17,18). Une énergie de la gerbe supérieure à 8 GeV en calibration électromagnétique est demandée (coupure 19) pour se placer au-dessus du seuil d'efficacité de la condition de déclenchement  $E_L(HAC)$  (voir 12.2 p.171).

La région fiducielle est définie par un vertex de bonne qualité (coupures 20 et 21). Pour cela on rejette les couples de traces dont les segments avant l'aimant sont confondus et ne permettent pas le calcul d'un vertex précis (ce cas est repéré par une position  $z(V_K) = 97\text{ m}$  en dehors de la région fiducielle, voir *figure 12.1* en haut à droite). Les événements des données contiennent des muons qui sont issus de désintégrations de pions, et par conséquent la qualité de leur vertex (variable  $cd\alpha$ ) est moins bonne que celle des événements de simulation, comme le montre la *figure 12.1* en bas à gauche.

La coupure 22, employant la variable  $p_0'^2$ , rejette la majorité du bruit de fond (74.4%) provenant d'événements  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$  en ne perdant qu'une petite fraction du signal (3.5%), voir *figure 12.1* en bas à droite. Les bruits de fond simulés, mentionnés sur la figure,  $K\pi 3D$  et  $K\mu 3D$  ( $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$  et  $K_L \rightarrow \pi \mu \nu \gamma$  avec désintégrations de pions), seront discutés dans 12.3 p.173.

L'identification des muons en utilisant le HAC seul n'est pas suffisante. En effet la coupure en impulsion appliquée aux traces, de 3 GeV seulement, est très basse (pour ne pas perdre de signal). Il subsiste donc des pions, dont la gerbe n'est pas reconstruite dans le HAC à cause des seuils appliqués. Ils sont donc faussement identifiés comme muons. C'est pourquoi les coupures 23 et 24 demandent à ce que les deux traces soient également identifiées comme muons avec les compteurs à muons.

### Vérification de la condition de déclenchement $\mu\mu\gamma$

Les coupures 25,26 et 27 sont utilisées pour sélectionner des événements qui vérifient la condition de déclenchement  $\mu\mu\gamma$ , sans pour autant vérifier si cette condition a effectivement été enregistrée par le dispositif PMB (cf. 4.2.4 p.58). Les PMB ne sont pas utilisés puisqu'il est connu que pour les premières prises de données ils n'enregistraient pas correctement les conditions de déclenchement. Par conséquent on procède de la manière suivante. Les événements présents avant la coupure 25 se situent dans le domaine où  $E_L(HAC)$  est efficace (coupure 19) donc cette partie de la condition de déclenchement  $\mu\mu\gamma$  est vérifiée. De plus, pour les données, on estime que tout événement qui est présent avant la coupure 25 a été sélectionné avec la condition de déclenchement  $Q_2$ , puisque toutes les conditions de déclenchement incluent cette dernière, sauf la condition  $rnd$ . Or la probabilité qu'un événement  $\mu\mu\gamma$  soit sélectionné par  $rnd$  est extrêmement faible. On ne demande pas explicitement la condition  $Q_2$  dans le PMB, dont l'enregistrement avait été inefficace pour les premières prises de données. Par contre pour la simulation

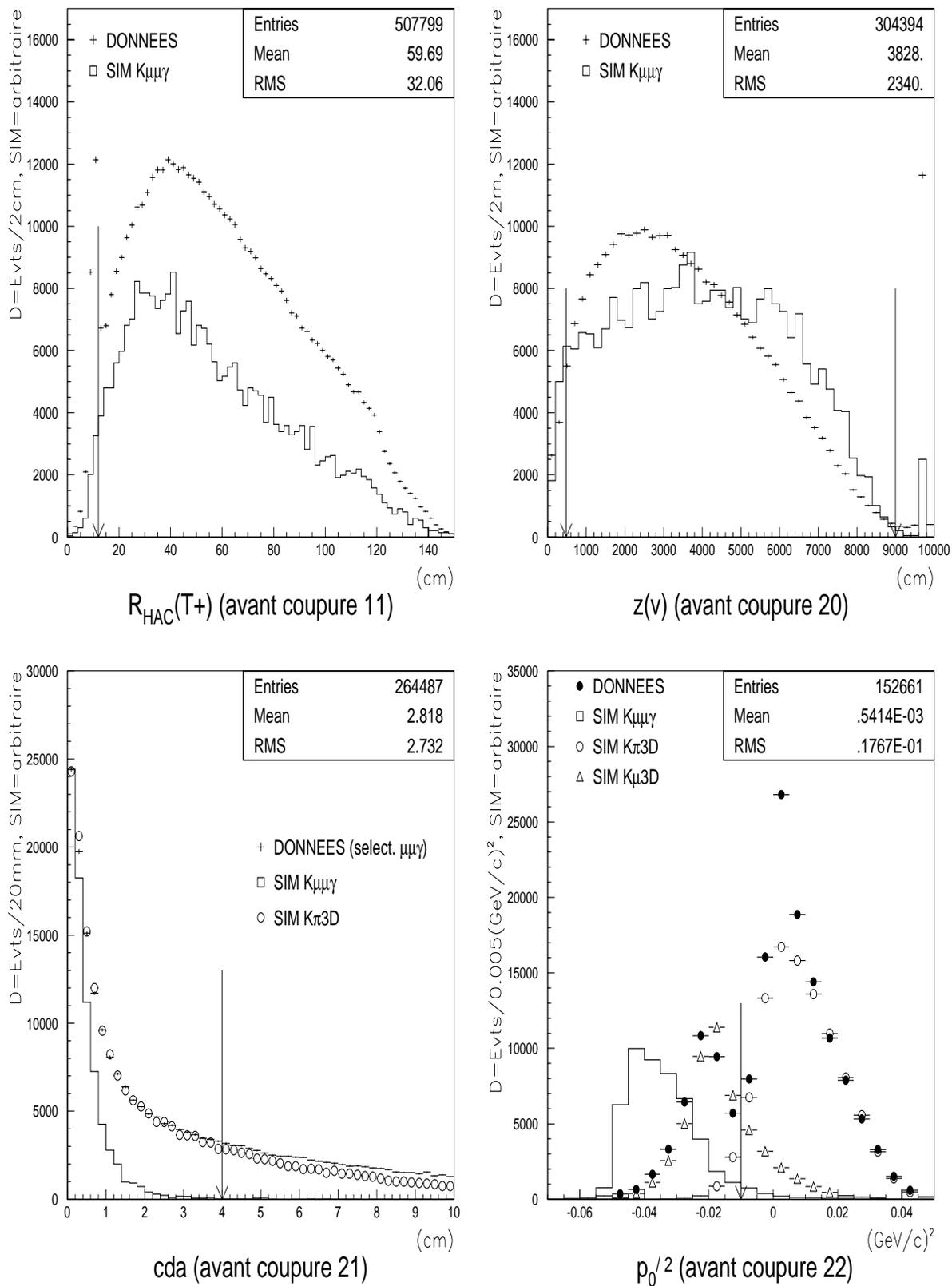


FIG. 12.1 – Illustration de coupures de sélection des  $K_L \rightarrow \mu\mu\gamma$ .

des  $K_L \rightarrow \mu\mu\gamma$  il faut demander la condition  $Q_2$ , dont l'inefficacité géométrique est déterminée à 22.8%. L'efficacité absolue de  $Q_2$  n'est pas connue, mais n'entre pas en compte grâce à la normalisation obtenue avec les événements  $K_{\mu 3}$ , également sélectionnés avec cette condition. Il reste pour le canal  $K_L \rightarrow \mu\mu\gamma$  à demander la condition  $2\mu$ . Pour ne pas employer les PMB, on demande dans les données ainsi que pour la simulation la condition géométrique  $2\mu$ , à savoir au moins deux lattes horizontales et deux lattes verticales des compteurs à muons touchés (26 et 27). Pour les données, on constate qu'il y a très peu d'événements perdus par les coupures 26 et 27, ce qui confirme que les événements présents jusque là ont essentiellement été enregistrés avec le déclenchement  $\mu\mu\gamma$ . Par contre pour la simulation, l'inefficacité géométrique de la condition  $2\mu$  apparaît (17.7%). Il est clair que cette condition, telle qu'elle est définie n'est pas efficace à 100 %, puisque deux muons qui touchent une même latte horizontale ou verticale des compteurs à muons ne sont par exemple pas sélectionnés. Puisque la simulation calcule l'efficacité géométrique de cette condition, il restera à mesurer la partie non géométrique de son efficacité, ce qui se fera à l'aide des données (cf. 13.1 p.189).

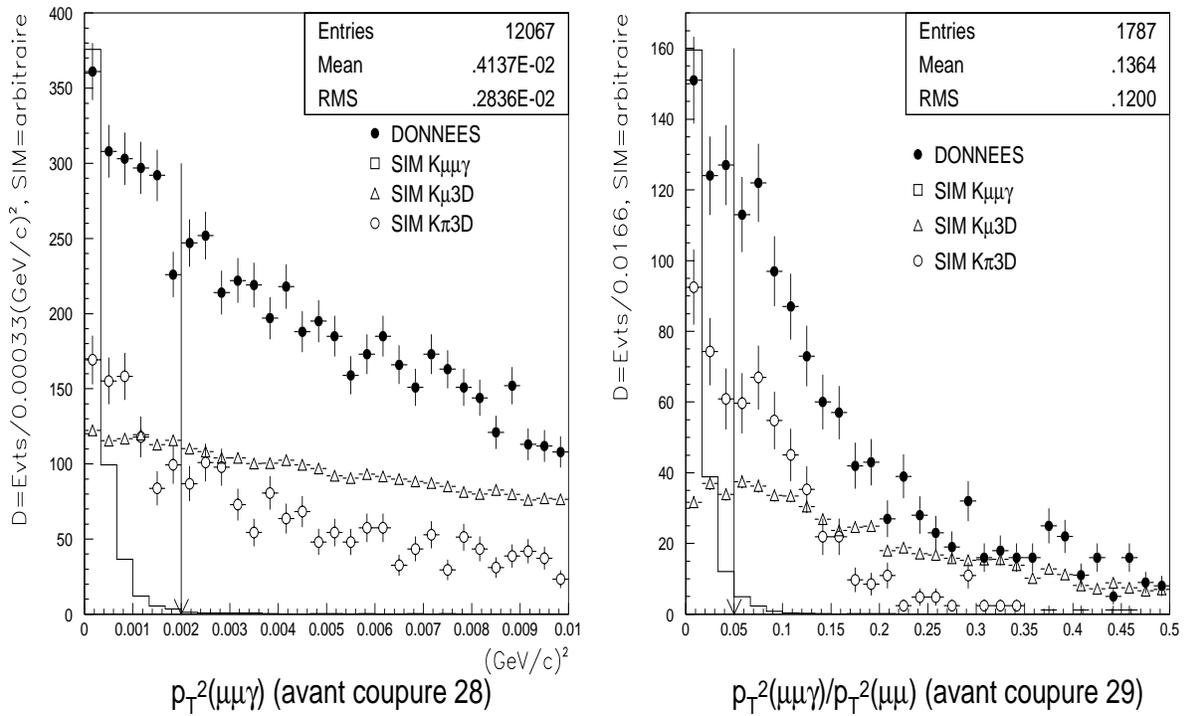


FIG. 12.2 – Coupures finales de la sélection des  $K_L \rightarrow \mu\mu\gamma$ .

### La coupure en $p_T^2(\mu\mu\gamma)$

Pour faire apparaître le signal  $K_L \rightarrow \mu\mu\gamma$ , les coupures 28,29 et 30 sont utilisées. La sélection 28 demande à ce que l'impulsion transverse totale de l'événement soit proche de 0, à la résolution du détecteur près, déterminée par la simulation qui montre que  $p_T^2(\mu\mu\gamma) < 0.002(GeV/c)^2$  est un bon choix (perte de 1.5% du signal contre réjection de 85.2% du bruit de fond). La figure 12.2 (à gauche) montre une comparaison entre la simulation et les données pour cette variable, ainsi que quelques simulations de bruit de fond, qui seront discutées dans 12.3 p.173.

**La coupure  $p_T^2(\mu\mu\gamma)/p_T^2(\mu\mu)$**

Définissons la grandeur  $Rp_T^2$ , qui permet d'effectuer une excellente coupure :

$$Rp_T^2 = \frac{p_T^2(\mu\mu\gamma)}{p_T^2(\mu\mu)} < 0.05 \quad (12.2)$$

Cette coupure possède un pouvoir de réjection de 77.5%, contre une perte de 4.3% du signal seulement, comme le montre la *figure 12.2* (à droite). Elle est donc presque aussi efficace que la coupure en  $p_T^2(\mu\mu\gamma)$ , ce qui donne un pouvoir de réjection de 96.7% pour la combinaison de ces deux coupures. Le fait que cette coupure apporte un facteur de réjection supplémentaire, suite à la coupure en  $p_T^2(\mu\mu\gamma)$ , provient du pouvoir de réjection non optimal de cette dernière, suite à la mauvaise résolution sur la position du photon dans le HAC.

Cette coupure cinématique est inspirée par la physique du processus sous-jacent, qui est la désintégration d'un kaon en une paire de photons, dont l'un est virtuel et donne naissance à la paire de muons. Par conséquent  $p_T(\mu\mu)$  est non nulle en moyenne, et opposée à  $p_T(\gamma)$ , alors que  $p_T(\mu\mu\gamma)$  est nulle à la résolution du détecteur près.

La simulation montre que  $p_T^2(\mu\mu\gamma)$  est plus de 20 fois plus petit que  $p_T^2(\mu\mu)$  pour des événements de signal (en moyenne), alors que dans les données le bruit de fond possède un rapport  $Rp_T^2$  largement supérieur à 0.05 en moyenne.

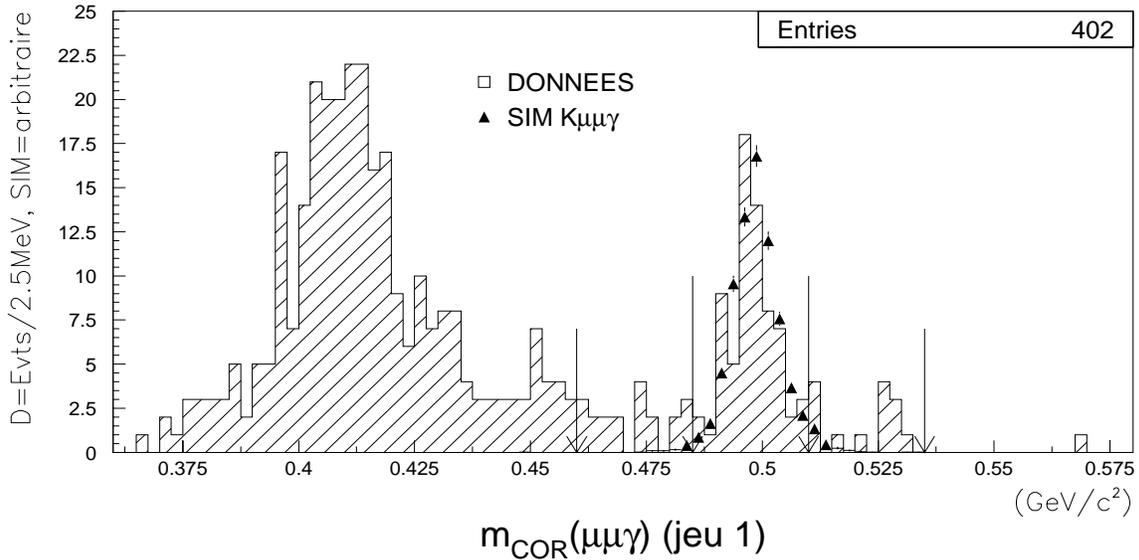


FIG. 12.3 – Masse invariante corrigée  $m_{COR}(\mu\mu\gamma)$  obtenue en fin de sélection (avant coupure 30).

**La masse invariante  $m_{COR}(\mu\mu\gamma)$**

L'histogramme de la masse invariante corrigée (définie dans 10.4 p.141) est montré sur la *figure 12.3*, avant la coupure 30, avec une comparaison entre données et simulation.

Le *tableau 12.2* définit plusieurs jeux de 3 fenêtres ( $f_g, f_c, f_d$ ) permettant la sélection du signal et l'estimation du bruit de fond. Le nombre d'événements de bruit de fond est estimé en comptant les événements des fenêtres de gauche et de droite,  $f_g$  et  $f_d$  :

$$N_{bdf} = \frac{N_g + N_d}{2} \quad \sigma_{bdf} = \sqrt{\frac{N_{bdf}}{2}} \quad (12.3)$$

Le nombre d'événements de signal  $K_L \rightarrow \mu\mu\gamma$  est estimé en comptant les événements de la fenêtre centrale  $f_c$ , en retranchant l'estimation du bruit de fond :

$$N_{\mu\mu\gamma} = N_c - N_{bdf} \quad \sigma_{\mu\mu\gamma} = \sqrt{N_{\mu\mu\gamma} + \frac{3}{2}N_{bdf}} \quad (12.4)$$

Pour le calcul des erreurs statistiques mentionnées, l'hypothèse a été faite que les nombres  $N_g$ ,  $N_c$  et  $N_d$  sont indépendants et suivent une statistique poissonnienne ( $\sigma_N = \sqrt{N}$ ).

Ainsi parmi les 69 événements dans la fenêtre centrale du jeu 1, on estime un bruit de fond de 17, ce qui porte le nombre estimé d'événements  $K_L \rightarrow \mu\mu\gamma$  après coupures à  $52 \pm 8.8(stat)$ . Il apparaît une erreur systématique de l'ordre de 10% sur ce nombre, liée au choix du jeu de fenêtres utilisé. Elle sera prise en compte dans 13.5 p.197 en utilisant les jeux ici définis. Cette erreur est corréllée au manque de statistique.

fenêtres	$f_g$	$f_c$	$f_d$		$N_g$	$N_c$	$N_d \rightarrow$	$N_{\mu\mu\gamma}$	$N_{bdf}$	$N_c^{SIM}$
jeu 1	460.0	485.0	510.0	535.0 MeV/c <sup>2</sup>	20	69	14 →	52.0	17.0	3271
jeu 2	457.5	485.0	512.5	540.0 MeV/c <sup>2</sup>	23	73	10 →	56.5	16.5	3332
jeu 3	465.0	487.5	510.0	532.5 MeV/c <sup>2</sup>	17	67	14 →	51.5	15.5	3232
jeu 4	462.5	487.5	512.5	537.5 MeV/c <sup>2</sup>	19	71	10 →	56.5	14.5	3293
jeu 5	472.5	490.0	507.5	525.0 MeV/c <sup>2</sup>	14	63	9 →	51.5	11.5	3063
jeu 6	450.0	482.5	515.0	547.5 MeV/c <sup>2</sup>	35	76	10 →	53.5	22.5	3370

TAB. 12.2 – *Limites des fenêtres de sélection des  $K_L \rightarrow \mu\mu\gamma$ , comptage du nombre d'événements dans les 3 fenêtres, et évaluation du bruit de fond. Pour 40000 événements simulés, leur nombre  $N_c^{SIM}$  dans la fenêtre centrale permet d'évaluer l'acceptance globale.*

### Comparaison entre données et simulation pour les événements acceptés

La figure 12.4 compare des distributions obtenues pour les 69 événements retenus par les coupures (fenêtre centrale coupure en masse, jeu 1) avec celles d'événements simulés auxquels les mêmes coupures ont été appliquées. Les 69 événements retenus contiennent un bruit de fond (estimé à 17) indistinguable du signal. Compte tenu de la très faible statistique, toutes ces distributions sont en accord.

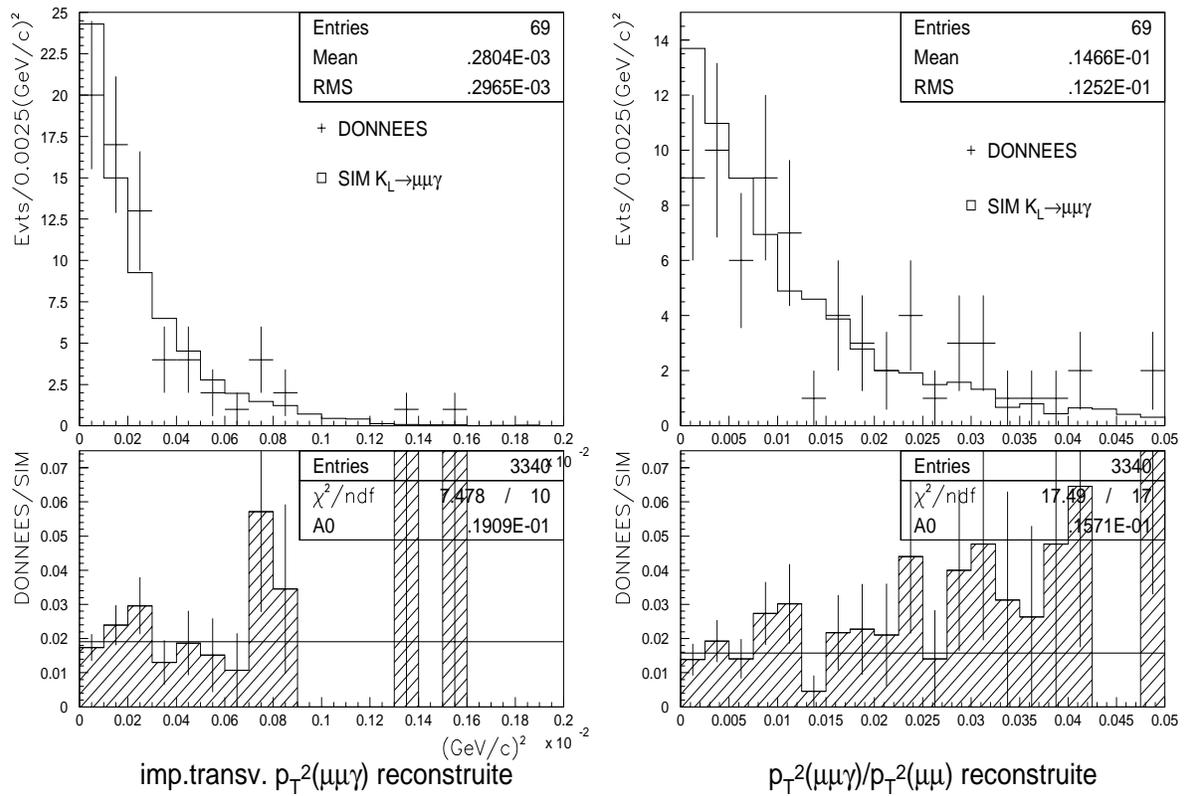


FIG. 12.4 – Vérification de la cohérence Données/Simulation pour des événements  $K_L \rightarrow \mu\mu\gamma$ .

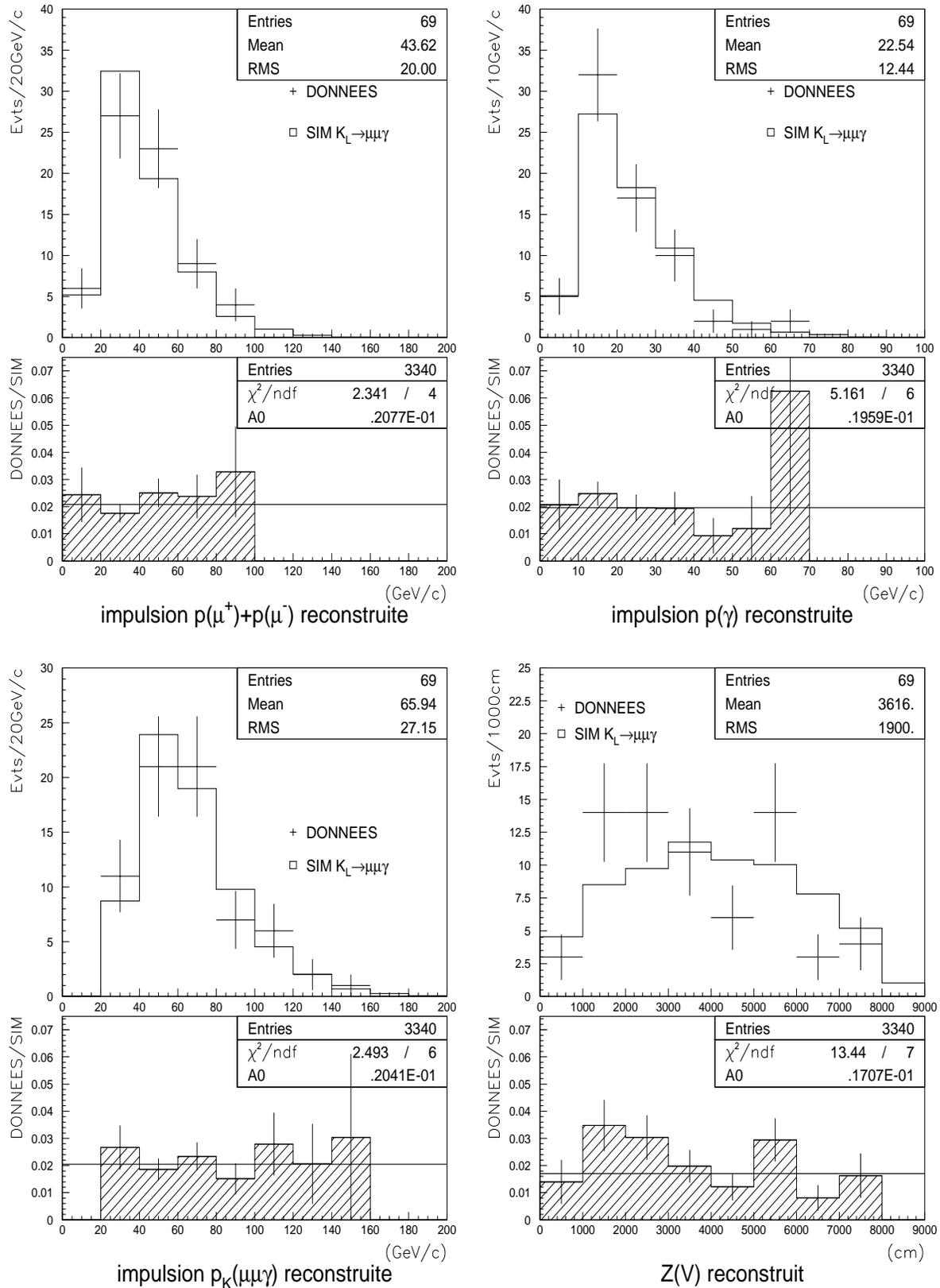


FIG. 12.5 – Vérification de la cohérence Données/Simulation pour des événements  $K_L \rightarrow \mu\mu\gamma$ .

## 12.2 Étude des gerbes accidentelles dans le calorimètre

Des gerbes dans le HAC, non issues de la désintégration du kaon, mais accidentellement présentes lors du déclenchement, contribuent au bruit de fond.

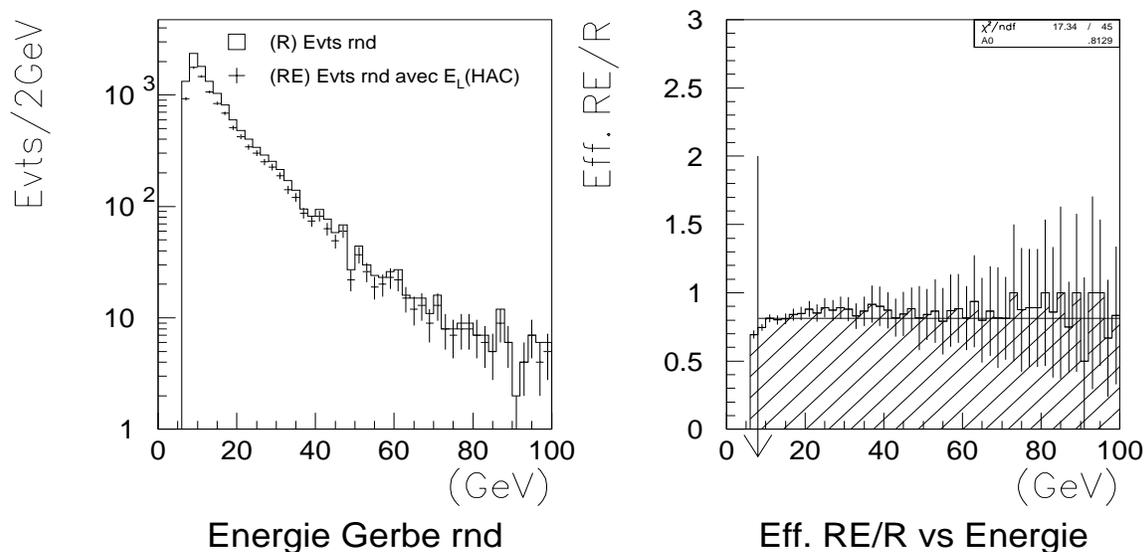


FIG. 12.6 – Distribution de l'énergie des gerbes sélectionnées avec le déclenchement aléatoire *rnd*.

Le déclenchement aléatoire *rnd* permet de sélectionner les particules accidentelles pour en mesurer les propriétés et le taux. Le tableau *tableau 12.3* précise le nombre d'événements qui ont été sélectionnés avec *rnd*, et parmi ceux-là, la fraction pour lesquels le programme de reconstruction trouve des gerbes.

Condition	Nombre d'événements
<i>rnd</i>	1182772
<i>rnd</i> sans Gerbe et sans Trace reconstruite	1152597
<i>rnd</i> avec 1 Gerbe reconstruite	12670
<i>rnd</i> avec 1 Gerbe et sans Trace reconstruite (candidats $\gamma$ )	7207

TAB. 12.3 – Nombre de candidats sélectionnés avec *rnd* (100% présélection).

### Efficacité de la condition de déclenchement $E_L$ (HAC)

L'efficacité de la condition de déclenchement  $E_L$ (HAC) peut être déterminée en utilisant les événements sélectionnés par *rnd*.

Dans l'analyse des  $K_L \rightarrow \mu\mu\gamma$  et des  $K_{\mu 3}$  nous sommes intéressés par des événements pour lesquels le programme de reconstruction du calorimètre trouve exactement une gerbe. Considérons parmi ces événements, ceux sélectionnés par *rnd* (nommés R). La figure *figure 12.6* (de gauche) montre la distribution de l'énergie de la gerbe reconstruite. La même distribution y figure aussi pour les événements ayant en plus la condition  $E_L$ (HAC) active (nommés RE). Le programme de reconstruction du calorimètre ne reconstruit que des gerbes d'énergie supérieure à 6 GeV, d'où le manque de données en dessous de cette limite. La division des deux histogrammes RE/R (figure de droite) donne l'efficacité de la condition  $E_L$ (HAC) en fonction de l'énergie reconstruite de la gerbe.

Elle est compatible avec une distribution plate pour des événements qui ont une gerbe reconstruite d'énergie supérieure à 8 GeV. Par conséquent ces événements se situent au-dessus du seuil d'efficacité de la condition  $E_L(HAC)$ . Cette coupure a été utilisée pour la sélection des  $K_L \rightarrow \mu\mu\gamma$  et sera utilisée pour les  $K_{\mu 3}$  également.

Le fait que le plateau ne se situe pas à 1 est une conséquence du déclenchement  $rnd$ , dont le moment d'activation est aléatoire et peut arriver lorsque la condition  $E_L(HAC)$  n'est déjà plus active, alors que les données du dépôt d'énergie dans le HAC se situent encore dans son système de lecture.

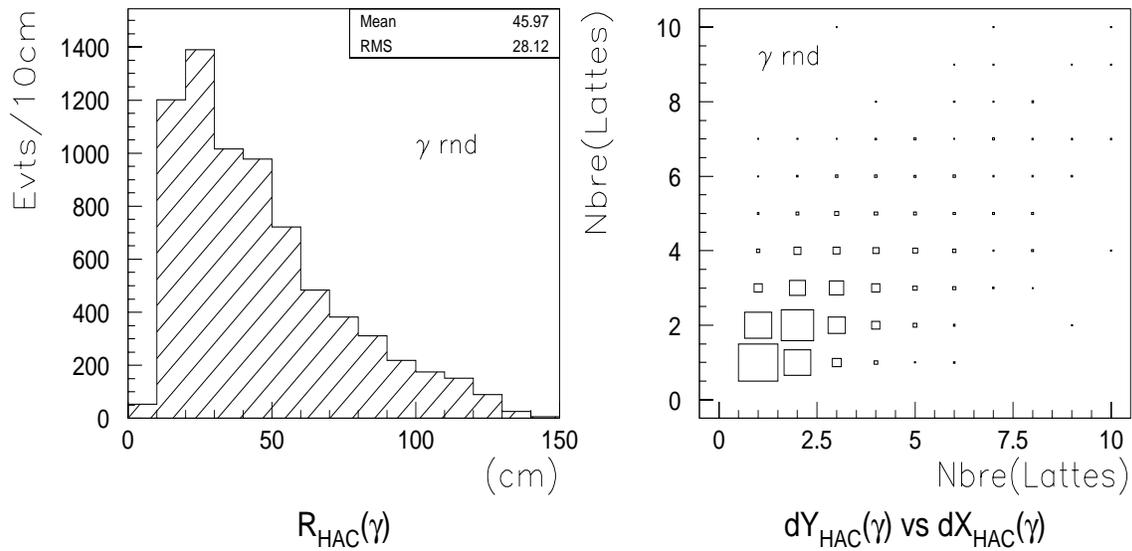


FIG. 12.7 – Distribution radiale et taille transversale des gerbes sélectionnées avec le déclenchement  $rnd$  sans traces reconstruites.

### Taux de photons accidentels

Toutes les gerbes accidentelles reconstruites dans le calorimètre (sans trace reconstruite dans le spectromètre) peuvent se superposer à d'autres événements pour simuler des  $K_L \rightarrow \mu\mu\gamma$ . Elles sont interprétées par notre lot de sélections comme des impacts de photons accidentels dans le calorimètre. On a trouvé 7207 événements de ce type parmi les 1182772 événements sélectionnés avec  $rnd$ , par conséquent on en déduit que le taux de ces gerbes accidentelles est :

$$\tau_{G \text{ Accid.}} = \frac{7207}{1182772} = (6.09 \pm 0.07(stat)) \times 10^{-3} \text{ Evt}^{-1} \quad (12.5)$$

La figure 12.7 montre la distribution de la position radiale des gerbes accidentelles. Elle sera utilisée dans la suite pour simuler l'impact de photons accidentels. La figure montre aussi la taille transversale de ces gerbes en nombre de lattes. On constate qu'il y a plus de gerbes qui comprennent deux lattes horizontales et verticales touchées en même temps que les candidats "photons" des données  $\mu\mu\gamma$  (cf figure 10.5 dans 10.3 p.137) et de la simulation. Par conséquent toutes ces gerbes ne sont pas des photons et le taux de photons accidentels est surévalué. Elles peuvent également provenir de traces accidentelles, non reconstruites puisque situées en dehors de la fenêtre temporelle de reconstruction, mais dont les gerbes sont enregistrées par les ADC du système de lecture du HAC.

### 12.3 Détermination des bruits de fond à $K_L \rightarrow \mu\mu\gamma$

Les processus physiques envisagés, susceptibles d'être faussement interprétés comme la désintégration d'un kaon en deux muons et un photon après le jeu de coupures présenté précédemment, sont :

- $K\pi 3D$  : Une désintégration d'un kaon en  $\pi^+\pi^-\pi^0$ , pour laquelle les deux pions chargés se désintègrent avant le HAC ( $\pi \rightarrow \mu\nu$ ) et l'un des deux photons, issus de la désintégration du  $\pi^0$ , n'est pas détecté.
- $K\pi\pi\gamma D$  : Une désintégration  $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$ , pour laquelle les deux pions se désintègrent avant le HAC.
- $K\mu 3D$  : Une désintégration  $K_L \rightarrow \pi\mu\nu$ , avec désintégration du pion avant le HAC, corréllée à une gerbe accidentelle dans le calorimètre.

#### Simulation des bruits de fond

La simulation des candidats  $K\pi 3D$ ,  $K\pi\pi\gamma D$  et  $K\mu 3D$  repose sur la génération des désintégrations respectives  $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ ,  $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$  et  $K_L \rightarrow \pi\mu\nu$ , discutée dans 11.1 p.146.

Pour  $K\mu 3D$  on ajoute aux particules simulées un photon d'impulsion horizontale dirigée vers le HAC, créé à une position  $z$  située juste avant le calorimètre, aux coordonnées  $x = r \cdot \cos \theta$  et  $y = r \cdot \sin \theta$  choisies au hasard en utilisant la distribution radiale mesurée  $r$  des photons accidentels (voir 12.2 p.171) et un angle  $\theta$  uniformément choisi entre 0 et  $2\pi$ . Son énergie est choisie en utilisant la distribution de l'énergie mesurée des photons accidentels.

La simulation de la désintégration des pions chargés est faite de la manière suivante. Pour chaque pion chargé produit au vertex du kaon, on crée un point de désintégration à la position  $z_{dec}$  (dans la zone  $z_1 = 0$  à  $z_2 = 120$  m), en utilisant l'expression de la probabilité de désintégration  $P(z \geq z_{dec})$ , avec  $\lambda = c\tau_\pi p_\pi / m_\pi$  (où  $p_\pi$  est l'impulsion,  $\tau_\pi = 2.6 \times 10^{-8}$  s le temps de vie et  $m_\pi = 139.6$  MeV/c<sup>2</sup> la masse du pion) :

$$P(z_{dec}) = RND = \frac{\exp(-z_{dec}/\lambda) - \exp(-z_2/\lambda)}{\exp(-z_1/\lambda) - \exp(-z_2/\lambda)} \quad (12.6)$$

On choisit au hasard une valeur  $RND$  (uniformément entre 0 et 1) pour  $P$  et on obtient :

$$z_{dec} = z_1 - \lambda \log\left(RND + (1 - RND) \exp\frac{-(z_2 - z_1)}{\lambda}\right) \quad (12.7)$$

On demande ensuite le suivi des pions chargés par pas inférieurs à 2 cm. Dès que la position suivie  $z$  du pion excède  $z_{dec}$ , le programme engendre la désintégration  $\pi \rightarrow \mu\nu$ .

#### Effet des coupures pour la simulation du bruit de fond

Les trois types de bruits de fond ont été simulés par Monte-Carlo, avec une grande statistique afin de vérifier l'efficacité des coupures, employées à les rejeter.

Le tableau 12.4 illustre l'action des coupures de sélection des  $K_L \rightarrow \mu\mu\gamma$  sur les bruits de fond considérés. Les coupures de sélection primaire et de géométrie, définissent deux muons et un photon compris dans l'acceptance du détecteur. La sélection sur l'énergie du photon (coupure 19) est la plus sévère pour  $K\pi 3D$ , puisqu'ici deux photons se partagent l'énergie du  $\pi^0$ . Suite à leur moindre qualité de vertex (*cda*) la coupure 21 rejette 31.2% des événements  $K\pi 3D$  (2 pions désintégrés) et 13.3% des  $K\mu 3D$  (un pion désintégré) contre seulement 1.1% des  $K \rightarrow \mu\mu\gamma$ . La coupure 22 sur la variable  $p_0'^2$

n	sélection effectuée	SIM. $K\pi 3D$		SIM. $K\pi\pi\gamma D$		SIM. $K\mu 3D$	
		$-\Delta N$ (%)	$N_{après}$ (évts.)	$-\Delta N$ (%)	$N_{après}$ (évts.)	$-\Delta N$ (%)	$N_{après}$ (évts.)
	<b>Lot de données</b>						
	simulé (domaine L)		2.383M		30000		994.8k
	simulé (domaine A)		(1.765M)		(22226)		=737.1k
	<b>Sél. primaire</b>						
1	DCH_ok	74.0%	620.3k	34.4%	19675	27.9%	717.8k
2	2 Traces $T_i$	32.2%	420.8k	40.6%	11693	46.7%	382.2k
3	charges $T_+, T_-$	2.6%	409.6k	1.5%	11517	0.9%	379.0k
4	HAC_ok	17.7%	337.1k	54.9%	5190	7.6%	350.2k
5	1 Gerbe $G$	38.3%	208.1k	0.5%	5165	0.3%	349.2k
6	$T_{\mu+}, T_{\mu-}$ dans HAC	4.2%	199.4k	1.7%	5079	4.9%	331.9k
	<b>Géométrie</b>						
	coupures 7-16	36.2%	127.2k	17.2%	4211	19.6%	267.0k
	<b>Cinématique</b>						
17	$p(\mu^+) > 3 \text{ GeV}/c$	0.3%	126.7k	0.1%	4206	0.5%	265.7k
18	$p(\mu^-) > 3 \text{ GeV}/c$	0.3%	126.6k	0.2%	4199	0.5%	264.5k
19	$E(G) > 8 \text{ GeV}$	10.8%	113.0k	7.2%	3897	4.0%	254.0k
20	$z(V) 4.8 - 90 \text{ m}$	8.8%	103.1k	7.3%	3612	5.9%	239.0k
21	$cda(V) < 4 \text{ cm}$	31.2%	70868	23.0%	2781	13.3%	207.2k
22	$p'_0{}^2 < -0.01 \text{ (GeV}/c)^2$	95.9%	2886	41.8%	1618	26.1%	153.0k
23	MUV $T_{\mu+}$	7.2%	2677	3.5%	1561	4.4%	146.3k
24	MUV $T_{\mu-}$	7.3%	2482	1.4%	1539	4.5%	139.7k
	<b>Déclenchement</b>						
25	$Q_2$ correct	16.2%	2081	15.7%	1297	17.8%	114.9k
26	$MUV\_n\text{horiz} \geq 2$	11.8%	1836	9.7%	1171	6.2%	107.8k
27	$MUV\_n\text{vert} \geq 2$	4.6%	1752	5.9%	1102	7.3%	99976
	<b>Sél. finale</b>						
28	$p_T^2(\mu\mu\gamma) < 0.002 \text{ (GeV}/c)^2$	71.2%	505	38.7%	676	91.4%	8622
29	$Rp_T^2(\mu\mu\gamma) < 0.05$	63.0%	187	60.0%	271	87.6%	1065
30	masse ( $f_c$ , jeu 1)	100.0%	0	96.7%	9	85.0%	160

TAB. 12.4 – Taux de réjection des coupures de sélection des  $K_L \rightarrow \mu\mu\gamma$  pour les bruits de fond considérés.

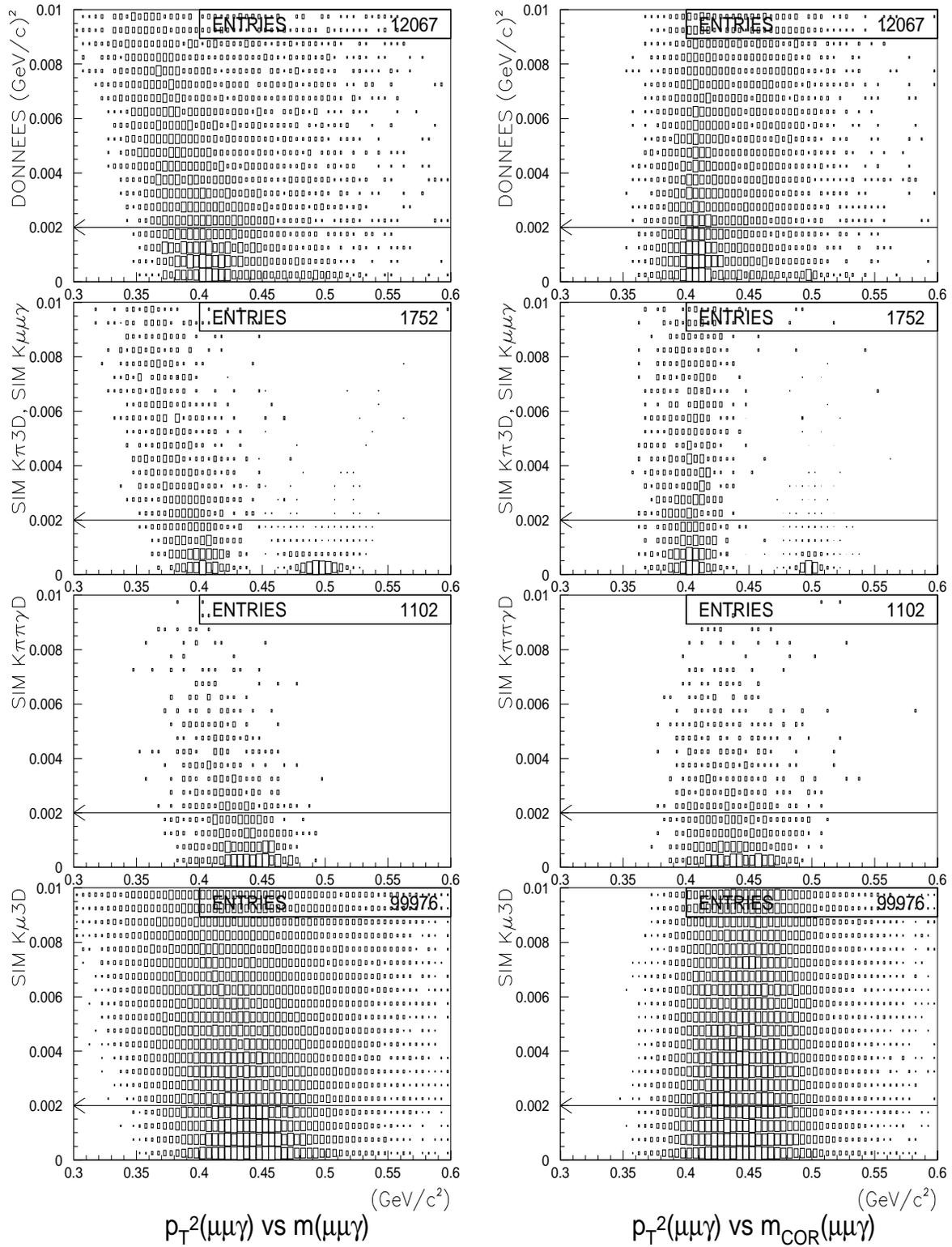


FIG. 12.8 – Distribution de  $p_T^2$  en fonction de  $m(\mu\mu\gamma)$  (à gauche) et  $m_{COR}(\mu\mu\gamma)$  (à droite) pour les données (ligne du haut) et des bruits de fond simulés.

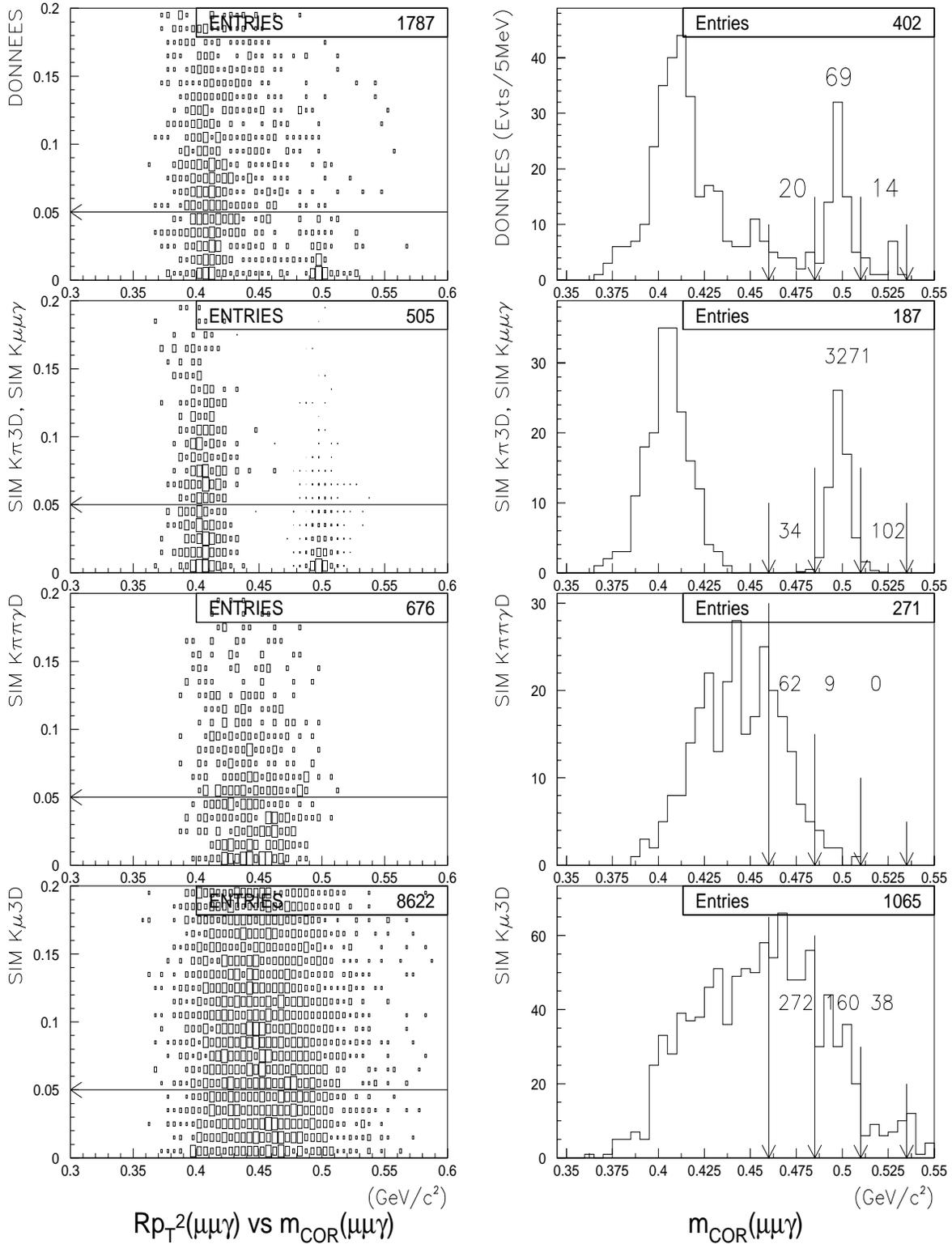


FIG. 12.9 – Distribution de  $Rp_T^2$  en fonction de  $m_{COR}(\mu\mu\gamma)$  (à gauche) et distribution de  $m_{COR}(\mu\mu\gamma)$  (à droite) après coupure sur  $Rp_T^2$  pour les données (ligne du haut) et des bruits de fond simulés.

destinée à rejeter des  $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  reste très efficace pour éliminer les  $K\pi 3D$ , dont elle rejette 95.9%, et 26.3% des  $K\mu 3D$ , ( cf. figure 12.1).

Le pouvoir de réjection de la coupure 28 (variable  $p_T^2(\mu\mu\gamma)$ ) est illustré sur la figure 12.8 (cf. aussi figure 12.2) qui présente les distributions des événements dans les plans  $p_T^2(\mu\mu\gamma)$  vs  $m(\mu\mu\gamma)$  (à gauche) et  $p_T^2(\mu\mu\gamma)$  vs  $m_{COR}(\mu\mu\gamma)$  (à droite) pour les données (en haut), la simulation du signal  $K_L \rightarrow \mu\mu\gamma$  et les trois bruits de fond considérés. Dans les données on peut distinguer un signal baigné dans un grand bruit de fond en regardant la masse invariante corrigée, alors qu'il reste invisible pour une masse invariante non corrigée (à cause de la médiocre résolution spatiale du HAC). La correction de la masse tend à ramener le bruit de fond à grand  $p_T^2$  vers les hautes valeurs de la masse invariante (donc plus proche de la masse du kaon). Cependant elle n'augmente pas le bruit de fond sous le signal  $K_L \rightarrow \mu\mu\gamma$  une fois la coupure sur  $p_T^2$  appliquée. Les composantes du bruit de fond sont également distinguables sur cette figure. Les  $K\pi 3D$  peuplent la bande verticale située à une masse de  $0.4 \text{ GeV}/c^2$  et ne représentent pas un bruit de fond gênant. Les  $K\mu 3D$  et les  $K\pi\pi\gamma D$  par contre peuplent des bandes verticales très larges, à  $0.45 \text{ GeV}/c^2$ , et constituent un bruit de fond pour  $K_L \rightarrow \mu\mu\gamma$ .

La figure 12.9 montre le plan  $Rp_T^2$  vs  $m_{COR}(\mu\mu\gamma)$ , la sélection du signal  $K_L \rightarrow \mu\mu\gamma$  et la réjection de 86.9% des  $K\mu 3D$  par la coupure 29 sur  $Rp_T^2$ . A droite, cette figure montre les événements retenus, avant la coupure 30 (sélection sur la masse reconstruite).

Aucun bruit de fond ne provient des  $K\pi 3D$ . On s'attend à un bruit de fond en provenance des  $K\mu 3D$  et des  $K\pi\pi\gamma D$ , et on montrera dans 13.4 p.196 que celui des  $K\mu 3D$  est dominant. Pour ce canal on  $N_g=272$ ,  $N_c=160$ ,  $N_d=38$ , et donc l'évaluation du bruit de fond par la formule  $N_{bdf} = (N_g + N_d)/2 = 155 \pm 9$  donne une bonne estimation de la valeur centrale  $N_c = 160 \pm 13$ . Cependant il existe une différence de  $4.5\sigma$  entre le rapport  $N_g/N_d$  obtenu pour les données et les  $K\mu 3D$  simulés, ce qui montre que le bruit de fond n'est peut-être pas bien compris, en particulier la queue de distribution à hautes valeurs de  $m(\mu\mu\gamma)$ .

## 12.4 Sélection des candidats de normalisation $K\mu_3$

Le lot d'événements utilisé pour sélectionner les candidats de normalisation  $K\mu_3$  est identique à celui utilisé précédemment. Compte tenu de la faible statistique disponible pour les  $K_L \rightarrow \mu\mu\gamma$ , il est inutile de travailler avec un nombre trop important d'événements  $K\mu_3$ . Par conséquent un événement sur 10 du lot est utilisé (échantillonnage logiciel  $D_{soft} = 10$ ). Le tableau 12.5 précise les coupures employées. Pour chacune d'elles la réduction obtenue ( $\Delta N$ ) et le nombre d'événements qui subsistent après coupure sont donnés.

Ce tableau précise aussi les inefficacités de chaque coupure pour des événements  $K\mu_3$  simulés. Pour cela un lot de 225000 événements de ce type a été simulé dans le "domaine L". On reporte dans le tableau le nombre d'événements qui subsistent après chaque coupure.

### Sélection des $K_L \rightarrow \pi\mu\nu$

Les coupures 1 à 5 sont identiques à celles utilisées pour le canal  $K_L \rightarrow \mu\mu\gamma$  et sélectionnent des événements à deux traces de charges opposées et une gerbe. Les acceptances géométriques des détecteurs, ainsi que d'éventuelles inefficacités des programmes de reconstruction des traces et des gerbes sont comptées dans les taux de réjection de ces coupures. Puisque pour sélectionner des  $K_L \rightarrow \mu\mu\gamma$  ou des  $K\mu_3$ , la même topologie d'événement (2 traces, 1 gerbe) est utilisée, les efficacités de reconstruction vont se compenser dans la normalisation et ne nécessitent pas d'être déterminées séparément.

Pour l'identification du pion et du muon des  $K\mu_3$  (coupure 6) on vérifie respectivement que l'une des traces pointe sur la gerbe, alors que l'autre n'a pas de gerbe associée dans le HAC. Les coupures 7 à 16 sont de nouveau identiques à celle de  $\mu\mu\gamma$  et assurent que les traces pointent dans la surface active du

n	sélection effectuée	DONNEES		SIMULATION	
		$-\Delta N$ (%)	$N_{après}$ (évts.)	$-\Delta N$ (%)	$N_{après}$ (évts.)
	<b>Lot de données</b>				
	désintégrations simulées (domaine L)				225000
	désintégrations simulées (domaine A)				=166887
	10% de la présélection ( $D_{soft} = 10$ )		1.044 M		
	<b>Sélection primaire</b>				
1	DCH_ok (reconstr. produit structure RDTK)	11.1%	928.2k	44.1%	125750
2	2 Traces $T_i$	9.8%	837.1k	30.9%	86941
3	1 Trace positive ( $T_+$ ), 1 négative ( $T_-$ )	3.9%	804.6k	0.6%	86421
4	HAC_ok (reconstr. produit structure RHAC)	25.6%	598.7k	35.2%	55968
5	1 Gerbe $G$	34.5%	392.1k	0.5%	55699
6	1 Trace assoc. à $G$ ( $T_\pi$ ), 1 non assoc. ( $T_\mu$ )	13.8%	338.2k	1.9%	54658
	<b>Géométrie</b>				
7	$ X_{HAC}(T_+)  < 120 \text{ cm}$	1.2%	334.2k	1.8%	53644
8	$ Y_{HAC}(T_+)  < 120 \text{ cm}$	0.3%	333.3k	0.4%	53441
9	$ X_{HAC}(T_-)  < 120 \text{ cm}$	1.2%	329.2k	1.9%	52423
10	$ Y_{HAC}(T_-)  < 120 \text{ cm}$	0.3%	328.2k	0.3%	52249
11	$R_{HAC}(T_+) > 12 \text{ cm}$	2.3%	320.6k	1.5%	51470
12	$R_{HAC}(T_-) > 12 \text{ cm}$	2.2%	313.6k	1.3%	50756
13	$D_{HAC}(T_+ - T_-) > 12 \text{ cm}$	0.3%	312.8k	0.6%	50449
14	$10 < R_{DCH1}(T_+) < 130 \text{ cm}$	1.0%	309.8k	0.4%	50262
15	$10 < R_{DCH1}(T_-) < 130 \text{ cm}$	0.8%	307.3k	0.3%	50094
16	condition $HAC\_error$ absente	30.2%	214.6k	23.8%	38162
	<b>Cinématique</b>				
17	$p(\pi^+) > 18.6 \text{ GeV}/c$	14.7%	182.9k	16.0%	32073
18	$p(\pi^-) > 18.6 \text{ GeV}/c$	17.2%	151.5k	20.2%	25609
19	$p(\mu^+) > 3 \text{ GeV}/c$	0.1%	151.3k	0.2%	25570
20	$p(\mu^-) > 3 \text{ GeV}/c$	0.1%	151.1k	0.1%	25540
21	$E(G)_{calib.} > 9.4 \text{ GeV}$	2.4%	147.4k	3.3%	24689
22	$4.8 < z(V) < 90 \text{ m}$ (vertex z)	4.0%	141.6k	5.2%	23395
23	$cda(V) < 4 \text{ cm}$ (vertex dist.approche)	2.4%	138.2k	0.6%	23245
24	$p_0'^2 < -0.01 \text{ (GeV}/c)^2$ (rejet $\pi^+ \pi^- \pi^0$ )	6.8%	128.8k	5.7%	21916
25	$T_{\mu+}$ assoc. à lattes MUV_horiz. et vert., $T_{\pi+}$ non assoc.	12.2	113.0k	3.3%	21202
26	$T_{\mu-}$ assoc. à lattes MUV_horiz. et vert., $T_{\pi-}$ non assoc.	14.0%	97226	3.5%	20452
	<b>Condition de déclenchement</b>				
27	PACT_ok (décodage PMB avec succès)	23.1%	74763	–	–
28	bit $minb$ présent	78.5%	16080	–	–
29	géométrie $Q_2$ correcte	–	–	11.2%	18169

TAB. 12.5 – Sélection des candidats de normalisation  $K_L \rightarrow \pi \mu \nu$  avec efficacité des coupures et comparaison données/simulation.

HAC, ne sont pas trop proches du trou central, et bien séparées dans le HAC, pour qu'il n'y ait pas de confusion entre l'association de la gerbe à l'une ou l'autre des traces.

Comme précédemment, des impulsions à partir de 3 GeV/c sont autorisées pour les muons. Pour garantir que l'impulsion totale du kaon est supérieure à 20 GeV/c, domaine à partir duquel la correction du spectre d'impulsion de la génération est valide, on demande une valeur haute de l'impulsion des pions, supérieure à 18.6 GeV/c. Ceci a de plus l'avantage de garantir que tous les pions retenus créent effectivement des gerbes dans le HAC (coupures 17 à 20).

Pour assurer que les événements retenus se situent dans le domaine d'efficacité de la condition  $E_L(HAC)$  on demande à l'énergie de la gerbe d'être supérieure à 9.4 GeV en calibrage électromagnétique (coupure 21). Cette valeur est supérieure aux 8 GeV requis, employée dans la sélection  $K_L \rightarrow \mu\mu\gamma$ . Elle a été choisie en considérant qu'un événement  $K_{\mu_3}$  possède un muon de moins qu'un  $K_L \rightarrow \mu\mu\gamma$ . Or un muon dépose 1.4 GeV en moyenne dans le HAC, par conséquent on obtient une coupure en énergie totale aussi proche que possible de celle employée pour  $\mu\mu\gamma$ . Dans ce cas, même s'il y avait une légère inefficacité de la sélection  $E_L(HAC)$  aux basses énergies, une compensation s'opère dans la normalisation du rapport d'embranchement.

Les coupures 22 et 23 sélectionnent un vertex dans le même domaine que pour  $K_L \rightarrow \mu\mu\gamma$  avec la même qualité. La coupure 24 (variable  $p_0'^2$ ) permet de rejeter le bruit de fond en provenance de  $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  avec des photons qui s'échappent de l'acceptance du HAC et un pion désintégré en muon. En 25 et 26 on demande une identification du muon à l'aide des compteurs à muons, ce qui permet de rejeter le bruit de fond de  $K_{e3}$ . Le muon identifié par le HAC doit avoir des lattes horizontales et verticales associées dans les compteurs à muons, alors que le pion ne doit pas avoir de latte horizontale et verticale touchée simultanément à son point d'extrapolation.

### Vérification de la condition de déclenchement

Pour les événements simulés on demande en 27 que la partie géométrique de la condition  $Q_2$  soit vérifiée. La coupure 21 assure déjà que  $E_L(HAC)$  est efficace et par conséquent géométriquement, la condition  $minb$  est vérifiée.

Pour les événements des données il est indispensable de demander à ce que le bit PMB  $minb$  soit présent, puisque cette condition a été échantillonnée avec un grand facteur (256). Par conséquent, parmi les événements présents avant la coupure 27 et 28, une grande partie (80%) n'a pas été sélectionnée avec le déclenchement  $minb$ , mais avec une autre condition de déclenchement (par exemple  $\pi\pi$  dont le facteur d'échantillonnage est moins important). On demande par conséquent à ce que le PMB soit décodé avec succès (coupure 27) et que le bit  $minb$  soit présent (dans l'un au moins de ses 16 intervalles temporels autour du temps de l'événement).

### Comparaison entre données et simulation pour les événements acceptés

La figure 12.10 montre que la cohérence entre données et simulation est bonne après ces coupures.

Seule la correspondance entre données et simulation pour la distribution du  $cda$  (distance de meilleur approche des traces) n'est pas très satisfaisante. Ceci est dû à une résolution du spectromètre légèrement trop bonne dans la simulation (100  $\mu\text{m}$ /coordonnée au lieu de 120  $\mu\text{m}$ /coordonnée). L'influence de ce léger désaccord sera discutée dans 13.5 p.197.

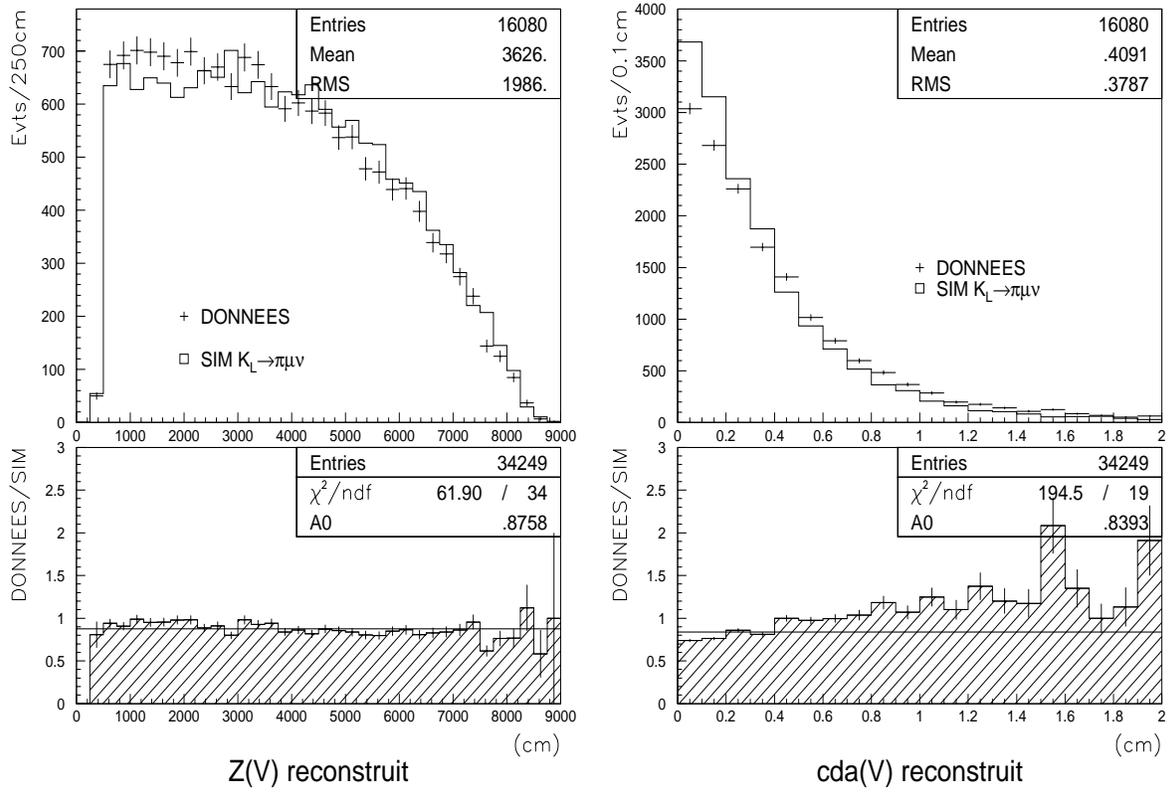


FIG. 12.10 – Vérification de la cohérence Données/Simulation pour des événements  $K_{\mu 3}$ .

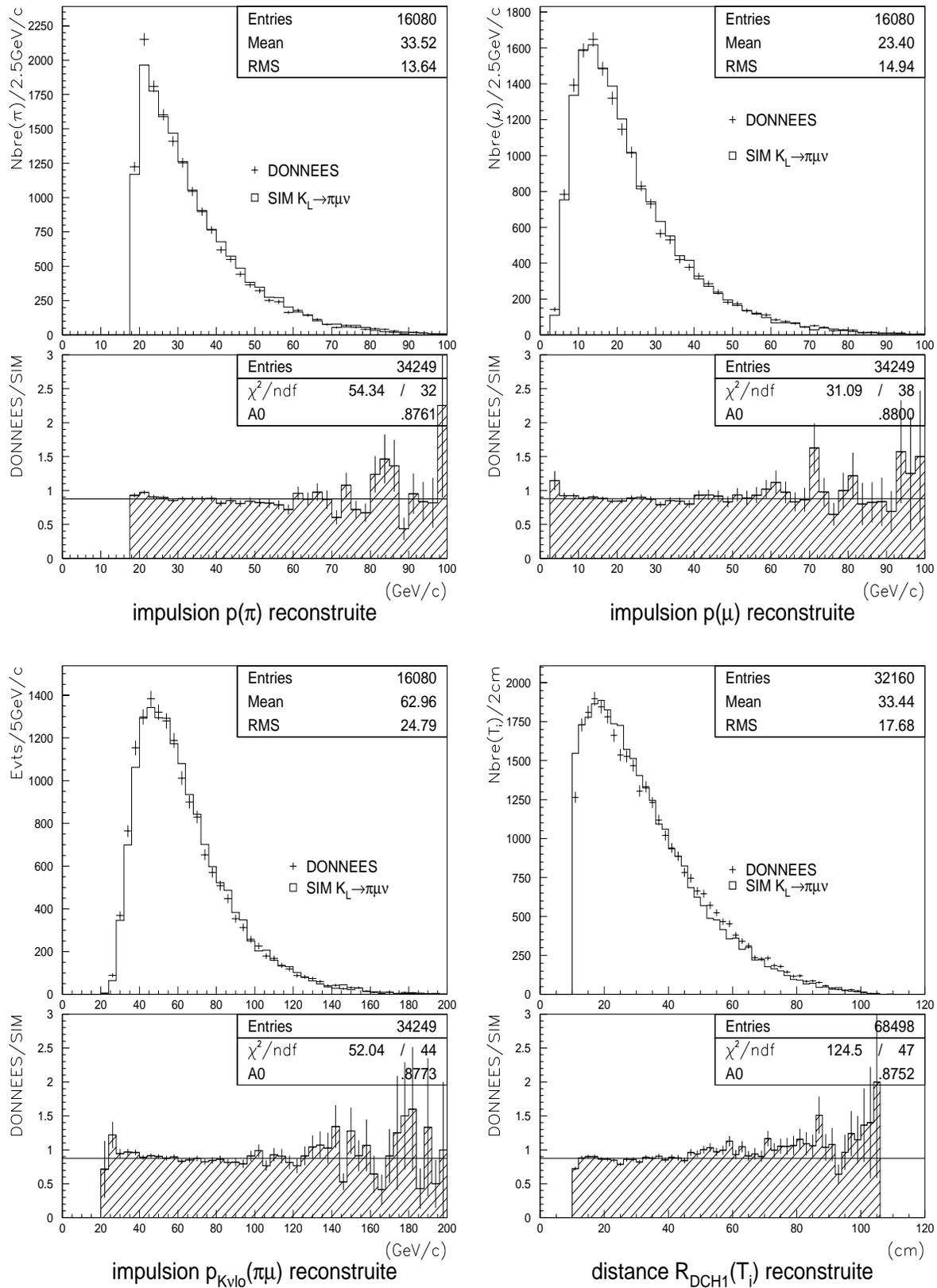


FIG. 12.11 – Vérification de la cohérence Données/Simulation pour des événements  $K\mu_3$

## 12.5 Les acceptances globales des sélections $K_L \rightarrow \mu\mu\gamma$ et $K_{\mu 3}$

Les acceptances et efficacités des coupures ont déjà été présentées une par une dans 12.1 p.162 et 12.4 p.177. Ici on s'intéresse à l'acceptance totale des sélections en fonction des variables d'impulsion du kaon  $p_K$  et de son vertex de désintégration  $z(V_K)$ .

### Acceptance et efficacité de sélection des $K_L \rightarrow \mu\mu\gamma$

La figure 12.12 montre (en haut à gauche) l'histogramme de l'impulsion vraie,  $p_K$ , du kaon généré lors de la simulation des événements  $K_L \rightarrow \mu\mu\gamma$ , distribuée dans le domaine allant de 0 à 220 GeV/c ("domaine L"). La distribution de cette même grandeur apparaît également sur cette figure pour les événements acceptés. La division entre ces deux histogrammes donne l'acceptance globale (incluant l'efficacité des coupures) en fonction de  $p_K$ .

Cette figure présente également (en haut à droite) la distribution des positions vraies,  $z(V_K)$ , du vertex de désintégration pour les événements générés d'une part et acceptés par les coupures d'autre part, ce qui permet de donner l'acceptance en fonction de la variable  $z(V_K)$ . On a permis des désintégrations dans le domaine  $z(V_K) = 2$  à 100 m pour les événements simulés (nommé "domaine L"). On vérifie que les domaines de simulation choisis sont assez larges pour couvrir toute l'acceptance.

L'acceptance globale obtenue pour des événements  $K_L \rightarrow \mu\mu\gamma$  simulés dans les domaines précisés est :

$$Acc_{\mu\mu\gamma}^{REL} = \frac{3271}{40000} = (8.17 \pm 0.14(stat))\% \quad (12.8)$$

### Acceptance et efficacité de sélection des $K_{\mu 3}$

La figure figure 12.12 montre les mêmes distributions pour les événements de simulation des  $K_{\mu 3}$  (en bas). Les domaines de simulation sont identiques à ceux des événements  $K_L \rightarrow \mu\mu\gamma$ .

L'acceptance globale obtenue pour  $K_{\mu 3}$  est :

$$Acc_{\pi\mu\nu}^{REL} = \frac{18169}{225000} = (8.07 \pm 0.06)\% \quad (12.9)$$

Elle est moins grande que celle de  $K_L \rightarrow \mu\mu\gamma$ , à cause de coupures plus sévères employées, notamment la coupure sur l'impulsion du pion.

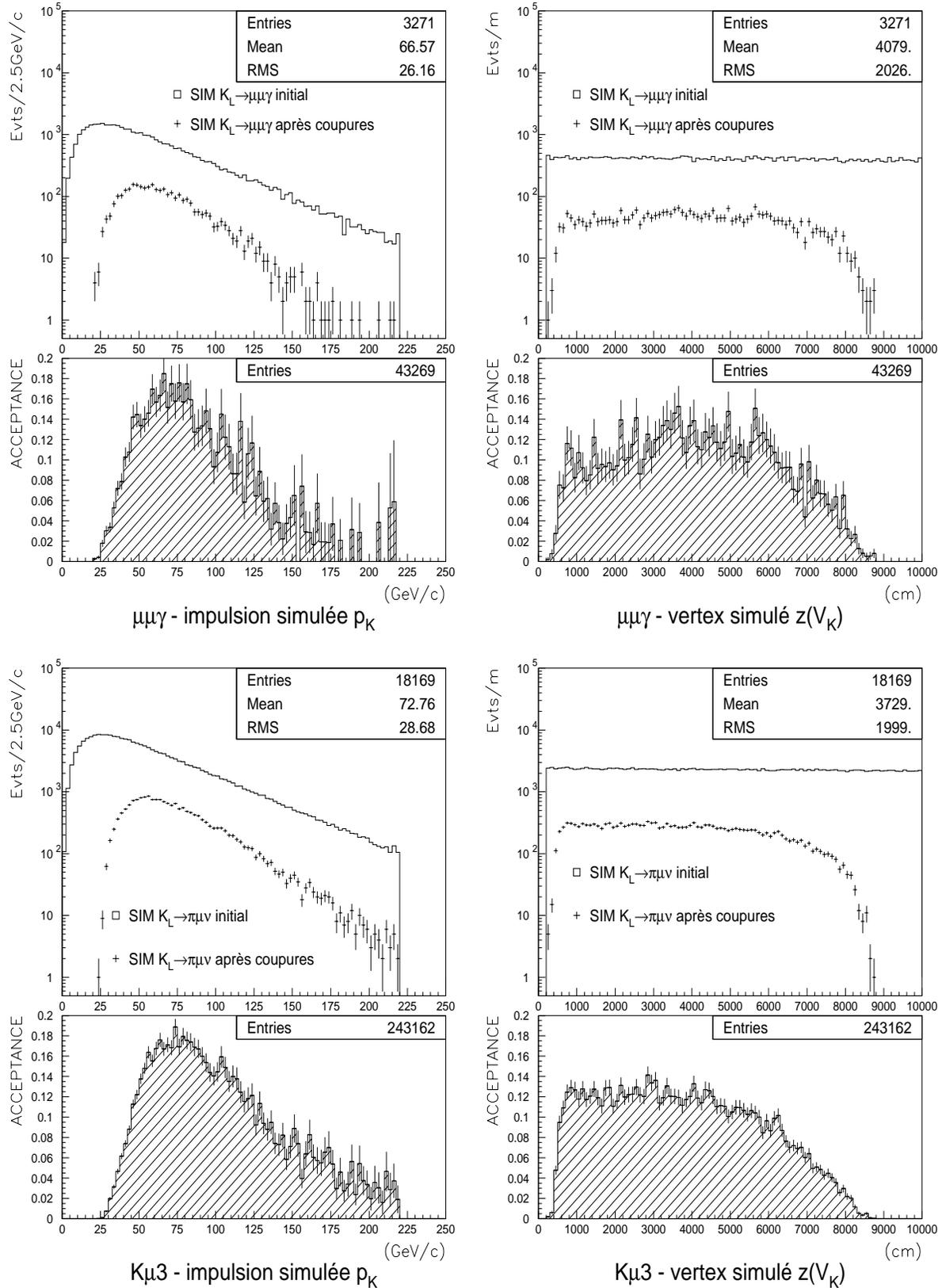
Une simulation d'événements  $K_{e3}$  montre que le jeu de sélections des  $K_{\mu 3}$  présenté ne rejette pas complètement des  $K_{e3}$ . Un événement  $K_{e3}$  dont le pion se désintègre en muon (et neutrino) et dont l'électron est mal identifié comme pion peut subsister après ces coupures. La connaissance de l'acceptance globale des  $K_{e3}$  permettra de corriger l'estimation du nombre d'événements de normalisation :

$$Acc_{\pi e\nu}^{REL} = \frac{1197}{348130} = (0.34 \pm 0.01)\% \quad (12.10)$$

### Comparaison des acceptances

Les acceptances mesurées précédemment comportent les acceptances géométriques du détecteur, les efficacités des programmes de reconstruction utilisés, ainsi que les efficacités des coupures employées. Elles ne peuvent pas remplacer des acceptances déterminées avec d'autres choix de coupures.

De plus ces acceptances sont dépendantes du choix des domaines de simulation  $p_K$  et  $z(V_K)$  utilisés. Par conséquent elles n'ont pas de signification absolue, mais seul le rapport  $Acc_{\mu\mu\gamma}^{REL} / Acc_{\pi\mu\nu}^{REL}$  a une


 FIG. 12.12 – Acceptances en fonction de  $p_K$  et  $z(V_K)$  pour la simulation des  $K_L \rightarrow \mu\mu\gamma$  (haut) et  $K_{\mu 3}$  (bas).

signification indépendante de ce choix, tant que l'on garantit que ces domaines englobent ceux où les fonctions d'acceptance sont non nulles.

On peut donc donner une acceptance indépendante des domaines de génération, en restreignant les lots d'événements comptabilisés aux domaines de  $p_K$  et de  $z(V_K)$ , dans lesquels les fonctions d'acceptance pour  $K_L \rightarrow \mu\mu\gamma$  ou  $K_{\mu 3}$ , déterminées précédemment, sont non nulles. Ainsi, si on choisit comme domaines  $z(V_K) = 3$  à  $88 m$  et  $p_K = 20$  à  $220 GeV/c$  (nommé "domaine A"), on obtient l'acceptance mesurée suivante pour  $K_L \rightarrow \mu\mu\gamma$ :

$$Acc_{\mu\mu\gamma}^{MES} = \frac{3271}{29733} = (11.00 \pm 0.20(stat))\% \quad (12.11)$$

Pour  $K_{\mu 3}$  on obtient :

$$Acc_{\pi\mu\nu}^{MES} = \frac{18169}{166887} = (10.89 \pm 0.09)\% \quad (12.12)$$

Pour  $K_{e3}$  on a :

$$Acc_{\pi e\nu}^{MES} = \frac{1197}{257723} = (0.46 \pm 0.01)\% \quad (12.13)$$

## 12.6 Restriction aux prises de données acceptables

Les prises de données disponibles pour cette analyse sont comprises entre le *run* 413 et le *run* 500.

### Prises de données acceptables pour la sélection des $K_{\mu 3}$

La *figure 12.13* (à gauche) montre le nombre d'événements obtenus pour chaque prise de donnée avant les coupures 27 et 28 (vérification si le PMB peut être décodé correctement et condition *minb*), après ces coupures, ainsi que le rapport *après/avant*. On constate que pour les *runs* < 422 et 458 le rapport *après/avant* n'est pas de 20.9%, comme c'est le cas pour les autres *runs*. Une étude du même histogramme, après la coupure 27 seulement, montre que pour ces *runs* de décodage des PMB ne fonctionne pas correctement.

On doit donc se restreindre pour l'analyse aux *runs*  $\geq 422$  sans 458, à la fois pour les candidats de normalisation  $K_{\mu 3}$  et pour le signal  $K_L \rightarrow \mu\mu\gamma$ , qui doit être choisi parmi les mêmes *runs* que la normalisation.

### Prises de données acceptables pour sélectionner $K_L \rightarrow \mu\mu\gamma$

La *figure 12.13* présente (à droite) le même type d'histogramme pour les événements acceptés  $K_L \rightarrow \mu\mu\gamma$  après toutes les coupures présentées, c'est-à-dire les événements qui tombent dans la région de signal (jeu de fenêtres 1) des sélections  $\mu\mu\gamma$ . Nous avons compté 69 événements de la sorte.

Définissons une sélection supplémentaire, en demandant que le décodage du PMB (*cf.* 4.2.4 p.58) qui a enregistré les conditions de déclenchement a pu être réalisé, et que le bit  $\mu\mu\gamma$  y est présent pour chaque événement retenu. On peut alors former le nombre d'événements présents avant et après cette sélection, ainsi que le rapport *après/avant* en fonction du numéro de *run*, représenté sur cette figure. On constate que les candidats  $\mu\mu\gamma$  avant le *run* 422 ont disparu après sélection, à cause du problème de décodage du PMB mentionné précédemment.

De plus on constate une inefficacité du bit PMB  $\mu\mu\gamma$  pour les prises de données jusqu'au *run* 426, que le cahier de suivi du fonctionnement de l'expérience explique : la largeur du signal d'enregistrement de la

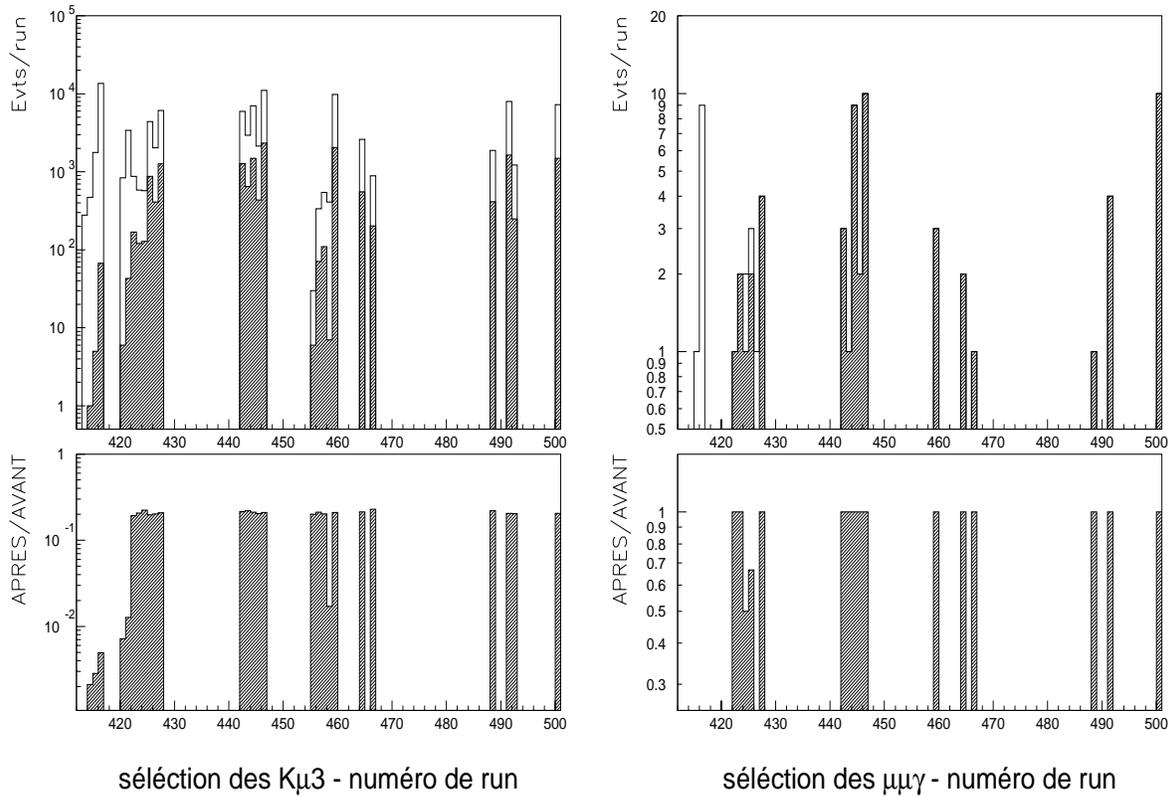


FIG. 12.13 – Nombre de données en fonction du numéro de run avant et après coupure de vérification des bits PMB (définie dans le texte) pour la sélection des  $K_{\mu 3}$  et  $\mu\mu\gamma$ .

condition  $\mu\mu\gamma$  dans le PMB était de 16 ns alors qu'elle devait être de plus de 25 ns (plus d'un intervalle temporel de PMB) pour être inscrit sans être perdu intempestivement. Ce problème a été corrigé pour les  $runs \geq 427$ . En consultant la figure on constate que le nombre de candidats  $\mu\mu\gamma$  est exactement le même dans tous les  $runs \geq 427$  avant et après cette sélection définie ici.

Ceci nous donne confiance, que l'enregistrement de la condition  $\mu\mu\gamma$  dans le PMB a été efficace pour ces  $runs$ :  $E f f_{\mu\mu\gamma}^{PMB} = 1$ . De plus il n'est pas nécessaire de demander explicitement la présence du bit PMB  $\mu\mu\gamma$  pour être sûr qu'un événement accepté a été enregistré par ce déclenchement. Ceci veut dire que notre méthode de sélection, qui ne regarde pas le PMB  $\mu\mu\gamma$  est correcte, et ne produit pas de bruit de fond supplémentaire au signal. Par conséquent on peut étendre cette méthode également aux  $runs$  pour lesquels on sait que seul l'enregistrement de la condition  $\mu\mu\gamma$  dans le PMB était incorrecte (c'est-à-dire  $< 427$ ): le fonctionnement du déclenchement lui-même n'a jamais été changé entre les prises de données.

On considère donc pour cette analyse que les  $runs \geq 422$  sans 458 sont valables à la fois pour  $K_L \rightarrow \mu\mu\gamma$  (pour lesquels on s'interdit de regarder la condition PMB  $\mu\mu\gamma$ ) et pour  $K_{\mu 3}$ , pour lesquels on est contraint de regarder le bit PMB  $minb$  et on sait qu'il est correctement attribué.

### Nombre d'événements $K_L \rightarrow \mu\mu\gamma$ et $K_{\mu 3}$ retenus

Les nombres d'événements de signal et de normalisation sont diminués, suite à la restriction du lot de données. Les sélections effectuées pour ce lot restreint sont données dans le *tableau 12.6* et le *tableau 12.7*.

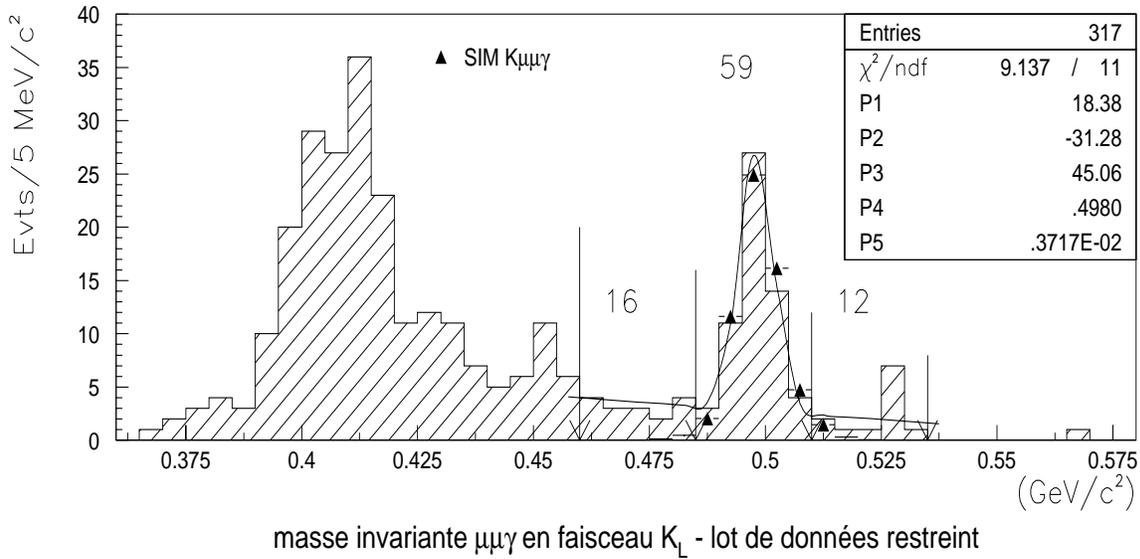


FIG. 12.14 – Signal  $K_L \rightarrow \mu\mu\gamma$  dans les prises de données acceptables pour la mesure ( $run \geq 422$  sans 458).

Le nombre d'événements de normalisation retenus dans ces prises de données, suites au jeu de sélection des  $K_{\mu 3}$  est :

$$N_{norm} = 15988 \pm 126(stat) \quad (12.14)$$

La figure 12.14 montre la masse invariante obtenue pour le signal  $K_L \rightarrow \mu\mu\gamma$ , pour laquelle on applique la coupure en masse du jeu 1, permettant d'estimer le bruit de fond et le signal avec leur erreur statistique (cf. 12.1 p.167) :

$$N_{bdf} = \frac{16 + 12}{2} = 14.0 \pm 2.6(stat) \quad (12.15)$$

$$N_{\mu\mu\gamma} = 59 - 14 = 45.0 \pm 8.1(stat) \quad (12.16)$$

Le nombre d'événements de signal ainsi que son erreur peut également être estimé par un ajustement, en utilisant le critère du maximum de vraisemblance et la bibliothèque MINUIT [82]. La fonction à ajuster se compose d'une gaussienne pour la sélection du signal, et d'une droite pour le bruit de fond :

$$f(x) = a + b x + \frac{N_{\mu\mu\gamma} \Delta_{bin}}{\sigma_m \sqrt{2\pi}} \exp -\frac{1}{2} \left( \frac{x - m}{\sigma_m} \right)^2 \quad (12.17)$$

Les paramètres ajustés sont  $a$ ,  $b$ , la moyenne  $m$  de la gaussienne, son écart standard  $\sigma_m$ , et  $N_{\mu\mu\gamma}$ . Pour obtenir par ajustement le nombre d'événements de signal  $N_{\mu\mu\gamma}$  (intégrale de la gaussienne), la normalisation de la gaussienne a été exprimée en fonction de  $N_{\mu\mu\gamma}$ , en tenant compte de la largeur  $\Delta_{bin} = 5 \text{ MeV}/c^2$ . Le résultat de l'ajustement dans le domaine de masse du jeu 1 (voir figure 12.14, avec p1...p5 correspondant à  $a, b, N_{\mu\mu\gamma}, m, \sigma_m$ ) est en bon accord avec le nombre (et son erreur) estimé précédemment :

$$N_{\mu\mu\gamma} = 45.1^{+8.2}_{-7.5} \quad (12.18)$$

n	sélection effectuée	DONNEES		SIMULATION	
		$-\Delta N$ (%)	$N_{après}$ (évts.)	$-\Delta N$ (%)	$N_{après}$ (évts.)
	<b>Lot de données</b>				
	désintégrations simulées (domaine L)				40000
	désintégrations simulées (domaine A)				=29733
	présélection, $run \geq 422$ sans 458		8.52M		
	<b>Sélection primaire</b>				
1	DCH_lok (reconstruction structure RDTK)	13.5%	7.37M	48.0%	20788
2	2 Traces $T_i$	9.7%	6.65M	34.1%	13691
3	1 Trace positive ( $T_+$ ), 1 négative ( $T_-$ )	3.9%	6.39M	1.4%	13497
4	HAC_ok (reconstruction structure RHAC)	25.5%	4.76M	33.2%	9012
5	1 Gerbe $G$	34.8%	3.10M	0.5%	8965
6	0 Trace assoc. à $G$ ( $T_{\mu+}, T_{\mu-}$ )	86.2%	429.8k	1.3%	8847
	<b>Géométrie</b>				
7	$ X_{HAC}(T_+)  < 120 \text{ cm}$	2.9%	417.5k	3.3%	8559
8	$ Y_{HAC}(T_+)  < 120 \text{ cm}$	0.4%	415.6k	0.6%	8511
9	$ X_{HAC}(T_-)  < 120 \text{ cm}$	2.9%	403.6k	3.0%	8259
10	$ Y_{HAC}(T_-)  < 120 \text{ cm}$	0.4%	401.9k	0.7%	8199
11	$R_{HAC}(T_+) > 12 \text{ cm}$	4.7%	382.9k	2.4%	8010
12	$R_{HAC}(T_-) > 12 \text{ cm}$	4.7%	365.0k	2.4%	7819
13	$D_{HAC}(T_+ - T_-) > 12 \text{ cm}$	0.2%	364.1k	1.8%	7677
14	$10 < R_{DCH1}(T_+) < 130 \text{ cm}$	0.8%	361.1k	0.5%	7641
15	$10 < R_{DCH1}(T_-) < 130 \text{ cm}$	0.6%	358.8k	0.3%	7621
16	condition $HAC\_error$ absente	29.3%	253.7k	6.7%	7104
	<b>Cinématique</b>				
17	$p(\mu^+) > 3 \text{ GeV}/c$	0.5%	252.5k	0.3%	7083
18	$p(\mu^-) > 3 \text{ GeV}/c$	0.5%	251.3k	0.3%	7064
19	$E(G)_{calib.} > 8 \text{ GeV}$	4.4%	240.2k	2.6%	6879
20	$4.8 < z(V) < 90 \text{ m}$ (vertex z)	13.1%	208.6k	5.4%	6511
21	$cda(V) < 4 \text{ cm}$ (vertex dist.approche)	42.3%	120.5k	1.1%	6439
22	$p_0'^2 < -0.01(\text{GeV}/c)^2$	74.4%	30812	3.5%	6215
23	$T_{\mu+}$ assoc. à lattes MUV_horiz. et vert.	38.6%	18923	4.4%	5961
24	$T_{\mu-}$ assoc. à lattes MUV_horiz. et vert.	49.5%	9547	4.3%	5687
	<b>Condition de déclenchement</b>				
25	géométrie $Q_2$ correcte	–	–	22.8%	4389
26	$MUV\_nhoriz \geq 2$ (nbre. lattes horiz.)	0.5%	9497	11.3%	3895
27	$MUV\_nvert \geq 2$ (nbre. lattes vert.)	0.2%	9480	7.2%	3614
	<b>Sélection finale</b>				
28	$p_T^2(\mu\mu\gamma) < 0.002 (\text{GeV}/c)^2$	85.1%	1414	1.5%	3561
29	$p_T^2(\mu\mu\gamma)/p_T^2(\mu\mu) < 0.05$	77.6%	317	4.3%	3408
30	$485 < m_{COR}(\mu\mu\gamma) < 510 \text{ MeV}/c^2$	81.4%	59	4.0%	3271

 TAB. 12.6 – Sélection des candidats  $K_L \rightarrow \mu\mu\gamma$  dans les prises de données acceptables.

n	sélection effectuée	DONNEES		SIMULATION	
		$-\Delta N$ (%)	$N_{après}$ (évts.)	$-\Delta N$ (%)	$N_{après}$ (évts.)
	<b>Lot de données</b>				
	désintégrations simulées (domaine L)				225000
	désintégrations simulées (domaine A)				=166887
	présélection, ( $D_{soft} = 10$ ), $run \geq 422$ sans 458		852.2k		
	<b>Sélection primaire</b>				
1	DCH_ok (reconstr. produit structure RDTK)	13.6%	736.3k	44.1%	125750
2	2 Traces $T_i$	9.7%	665.1k	30.9%	86941
3	1 Trace positive ( $T_+$ ), 1 négative ( $T_-$ )	3.9%	639.5k	0.6%	86421
4	HAC_ok (reconstr. produit structure RHAC)	25.6%	475.8k	35.2%	55968
5	1 Gerbe $G$	34.9%	309.9k	0.5%	55699
6	1 Trace assoc. à $G$ ( $T_\pi$ ), 1 non assoc. ( $T_\mu$ )	13.8%	267.2k	1.9%	54658
	<b>Géométrie</b>				
7	$ X_{HAC}(T_+)  < 120 \text{ cm}$	1.2%	264.0k	1.8%	53644
8	$ Y_{HAC}(T_+)  < 120 \text{ cm}$	0.3%	263.3k	0.4%	53441
9	$ X_{HAC}(T_-)  < 120 \text{ cm}$	1.2%	259.9k	1.9%	52423
10	$ Y_{HAC}(T_-)  < 120 \text{ cm}$	0.3%	259.1k	0.3%	52249
11	$R_{HAC}(T_+) > 12 \text{ cm}$	2.3%	253.1k	1.5%	51470
12	$R_{HAC}(T_-) > 12 \text{ cm}$	2.2%	247.6k	1.3%	50756
13	$D_{HAC}(T_+ - T_-) > 12 \text{ cm}$	0.2%	247.0k	0.6%	50449
14	$10 < R_{DCH1}(T_+) < 130 \text{ cm}$	1.0%	244.6k	0.4%	50262
15	$10 < R_{DCH1}(T_-) < 130 \text{ cm}$	0.8%	242.6k	0.3%	50094
16	condition $HAC\_error$ absente	30.3%	169.1k	23.8%	38162
	<b>Cinématique</b>				
17	$p(\pi^+) > 18.6 \text{ GeV}/c$	14.8%	144.2k	16.0%	32073
18	$p(\pi^-) > 18.6 \text{ GeV}/c$	16.9%	119.8k	20.2%	25609
19	$p(\mu^+) > 3 \text{ GeV}/c$	0.1%	119.7k	0.2%	25570
20	$p(\mu^-) > 3 \text{ GeV}/c$	0.1%	119.5k	0.1%	25540
21	$E(G)_{calib.} > 9.4 \text{ GeV}$	2.4%	116.6k	3.3%	24689
22	$4.8 < z(V) < 90 \text{ m}$ (vertex z)	4.0%	111.9k	5.2%	23395
23	$cda(V) < 4 \text{ cm}$ (vertex dist.approche)	2.4%	109.3k	0.6%	23245
24	$p_0^2 < -0.01 \text{ (GeV}/c)^2$ (rejet $\pi^+ \pi^- \pi^0$ )	6.8%	101.8k	5.7%	21916
25	$T_{\mu+}$ assoc. à lattes MUV_horiz. et vert., $T_{\pi+}$ non assoc.	12.4	89182	3.3%	21202
26	$T_{\mu-}$ assoc. à lattes MUV_horiz. et vert., $T_{\pi-}$ non assoc.	14.0%	76658	3.5%	20452
	<b>Condition de déclenchement</b>				
27	PACT_ok (décodage PMB avec succès)	3.2%	74219	–	–
28	bit $minb$ présent	78.5%	15988	–	–
29	géométrie $Q_2$ correcte	–	–	11.2%	18169

 TAB. 12.7 – Sélection des candidats de normalisation  $K_L \rightarrow \pi \mu \nu$  dans les prises de données acceptables.

## Chapitre 13

# Détermination du rapport d'embranchement $Br(K_L \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma)$ et de $\alpha_K$

Dans ce chapitre le rapport d'embranchement  $BR(K_L \rightarrow \mu\mu\gamma)$  est déterminé à partir du nombre d'événements  $K_L \rightarrow \mu\mu\gamma$  et  $K_{\mu 3}$  trouvés, des acceptances calculées et des efficacités de déclenchement que nous allons déterminer maintenant.

### 13.1 Mesure de l'efficacité de la condition $2\mu$

Les candidats  $K_L \rightarrow \mu\mu\gamma$  et  $K_{\mu 3}$  ont été sélectionnés avec les conditions de déclenchement  $\mu\mu\gamma$  et *minb* respectivement. Or ceux-ci diffèrent par la condition  $2\mu$  (voir 9.3 p.128), par conséquent la mesure de l'efficacité de cette dernière est nécessaire.

groupe	sélection effectuée
Lot de données	données de la présélection avec bit $\mu\mu\gamma$ dans PMB fiable ( $run \geq 427$ sans 458)
Configuration	DCH: 2 Traces $T_i$ , de charges opposées HAC: 2 Gerbes $G_j$
Ident. particules	HAC: Traces ( $T_\mu$ ) non associées aux Gerbes ( $G_\gamma$ ) MUV: chaque Trace touche une lattes horiz. et vert. MUV: nombre de lattes horiz. et vert. touchées $\geq 2$
Géométrie	$R_{HAC}(T_\mu) > 10 \text{ cm}$ $ X_{HAC}(T_\mu)  < 120 \text{ cm}$ $ Y_{HAC}(T_\mu)  < 120 \text{ cm}$ $D_{HAC}(T_{\mu(1)} - T_{\mu(2)}) > 12 \text{ cm}$
Grand. physiques	$3 \text{ cm} < cda(V) < 10 \text{ cm}$ (mauvaise qualité de vertex) $p(T_\mu) > 5 \text{ GeV}/c$ $E(G_\gamma) > 8 \text{ GeV}$
Déclenchement	condition <i>minb</i> demandée, étude de $2\mu$ et $\mu\mu\gamma$

TAB. 13.1 – Sélection des désintégrations  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0 \rightarrow \mu^+ \nu \mu^- \bar{\nu} \gamma \gamma$  utilisées pour la mesure de l'efficacité de la condition de déclenchement  $2\mu$ .

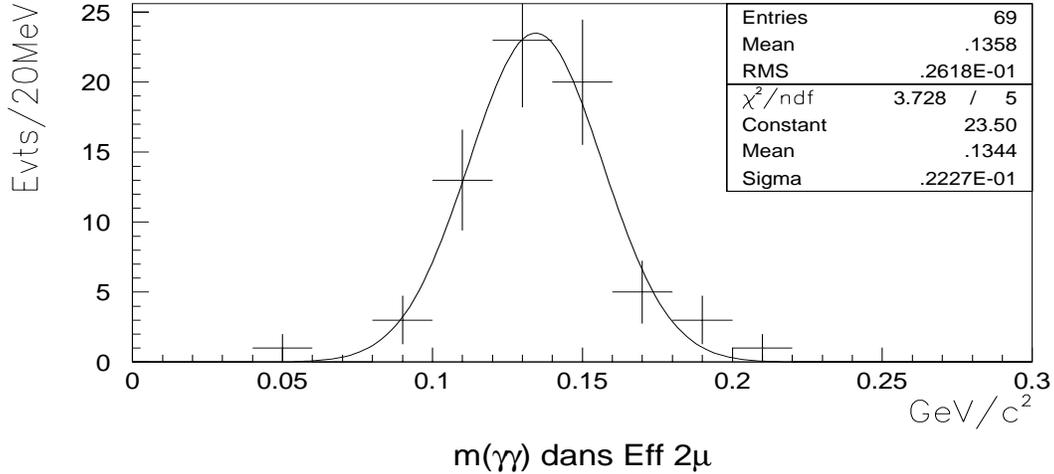


FIG. 13.1 – La masse invariant reconstruite des deux photons pour les candidats destinés à la mesure de l'efficacité  $2\mu$  est compatible avec celle d'un  $\pi^0$ .

Ceci est fait en recherchant, parmi les événements sélectionnés avec  $minb$ , les désintégrations  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$  pour lesquelles les deux pions chargés se désintègrent. L'efficacité de la condition  $2\mu$  se déduira du nombre  $N'$  d'événements trouvés pour lesquels le bit  $2\mu$  est actif dans le PMB, divisé par le nombre total de tels événements,  $N$ .

Pour trouver ces candidats, les sélections du *tableau 13.1* sont utilisées. Deux traces de charges opposées, ainsi que deux gerbes non associées aux traces signent deux muons et deux photons. Pour cela on vérifie que les traces pointent vers le HAC. Une mauvaise qualité de vertex est demandée pour sélectionner des événements pour lesquels les pions se sont désintégrés avant l'aimant du spectromètre. A l'extrapolation des traces vers les compteurs à muons, des lattes horizontales et verticales doivent être touchées pour confirmer qu'il s'agit de muons. L'efficacité individuelle de chaque latte de scintillateur n'est par conséquent pas incluse dans cette mesure. Sa valeur, mesurée en faisceau de muons, est supérieure à 99.5% [83].

L'efficacité liée à la géométrie de la condition de déclenchement  $2\mu$  a déjà été comptabilisée lors de la sélection des événements  $K_L \rightarrow \mu\mu\gamma$ , et ne doit pas être comptée comme inefficacité du déclenchement  $2\mu$  ici, si bien qu'on demande explicitement ici qu'il y ait au moins deux lattes horizontales et verticales touchées.

De cette manière on trouve  $N = 69$  événements, parmi lesquels  $N' = 66$  ont la condition  $2\mu$  inscrite dans le PMB. La condition  $\mu\mu\gamma$  est active pour exactement le même nombre d'événements, ce qui donne confiance que l'enregistrement de la condition  $\mu\mu\gamma$  et  $2\mu$  dans leurs bits respectifs des PMB est efficace ( $E f f_{\mu\mu\gamma}^{PMB} = 1$ ). L'efficacité de la condition de déclenchement  $2\mu$  est déterminée à :

$$E f f_{2\mu}^{MES} = \frac{N'}{N} = (95.6 \pm 2.5(stat))\% \quad (13.1)$$

L'erreur est calculée en admettant une distribution binomiale des événements :

$$\Delta(E f f_{2\mu}^{MES}) = \sqrt{\frac{1}{N} \left(1 - \frac{N'}{N}\right) \frac{N'}{N}} \quad (13.2)$$

La *figure 13.1* donne la distribution de la masse invariante des deux photons, qui est compatible avec l'hypothèse d'un  $\pi^0$ . La résolution sur cette masse est plus médiocre que celle obtenue pour  $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ , puisque dans notre cas le vertex est mal connu, et par conséquent il en est de même pour la direction des photons.

groupe	sélection effectuée
Lot de données	données de la présélection avec bit $\mu\mu\gamma$ dans PMB fiable ( $run \geq 427$ sans 458)
Configuration	DCH: 2 Traces $T_i$ , de charges opposées HAC: 0 Gerbes
Ident. particules	HAC: Traces non associées à des Gerbes="muons" MUV: chaque Trace touche une lattes horiz. et vert. MUV: nombre de lattes horiz. et vert. touchées $\geq 2$
Géométrie	$R_{HAC}(T_\mu) > 10 \text{ cm}$ $ X_{HAC}(T_\mu)  < 120 \text{ cm}$ $ Y_{HAC}(T_\mu)  < 120 \text{ cm}$ $D_{HAC}(T_{\mu(1)} - T_{\mu(2)}) > 12 \text{ cm}$
Grand. physiques	$3 \text{ cm} < cda(V) < 10 \text{ cm}$ (mauvaise qualité de vertex) $p(T_\mu) > 10 \text{ GeV}/c$
Déclenchement	condition $minb$ demandée, étude de $2\mu$ et $\mu\mu\gamma$

TAB. 13.2 – Sélection des désintégrations  $K_L \rightarrow \pi\mu\nu \rightarrow \mu\nu\mu\nu$  pour la mesure de l'efficacité de la condition de déclenchement  $2\mu$ .

L'exercice a également été effectué en sélectionnant les désintégrations  $K_L \rightarrow \pi\mu\nu \rightarrow \mu\nu\mu\nu$ , c'est-à-dire les  $K_{\mu 3}$  pour lesquels le pion se désintègre, en employant les coupures du *tableau 13.2*. Ces événements devraient être rejetés par la condition de déclenchement  $minb$ , qui demande une énergie supérieure à  $E_L(HAC) = 7 \text{ GeV}$  dans le HAC, alors qu'un muon ne dépose que  $1.4 \text{ GeV}$  en moyenne. Cependant à cause de fluctuations de l'énergie des muons ou d'un fond d'énergie dans le HAC, quelques uns des événements de ce type sont néanmoins sélectionnés, et donc utilisables pour la mesure.

On trouve ainsi  $N' = 158$  événements avec le bit  $\mu\mu\gamma$  (et également avec  $2\mu$ ) parmi  $N = 165$  candidats, ce qui donne une efficacité compatible avec le résultat précédent, et qui vaut:  $Ef f_{2\mu} = (95.8 \pm 1.6)\%$ . Si on enlève la demande d'avoir plus de deux lattes horizontales et verticales touchées, on devient sensible à l'efficacité géométrique de la sélection  $2\mu$ . On trouve alors toujours  $N' = 158$  événements présentant le bit  $2\mu$ , parmi  $N = 196$  candidats. L'efficacité obtenue est de  $(81 \pm 3)\%$  et incorpore l'efficacité géométrique de la sélection, ce qui est en accord avec la prédiction de la simulation Monte-Carlo de  $(82.3 \pm 3.0)\%$ .

Une étude systématique en changeant les coupures employées montre que la mesure de  $Ef f_{2\mu}$  est stable. La variation du nombre de candidats et de l'efficacité obtenue en fonction du choix de la coupure basse  $cda$  apparaît sur la *figure 13.2*. Pour sélectionner des désintégrations de pions chargés, une coupure en  $cda$  d'au moins 1 cm est nécessaire.

## 13.2 Mesure du facteur d'échantillonnage du déclenchement $minb$

Il est nécessaire de connaître le facteur d'échantillonnage de la condition  $minb$  avec lequel les candidats de normalisation  $K_{\mu 3}$  ont été choisis. Le facteur réglé lors de la prise de données sur l'échantillonneur était  $D_{minb} = 256$ . Tentons de mesurer ce nombre.

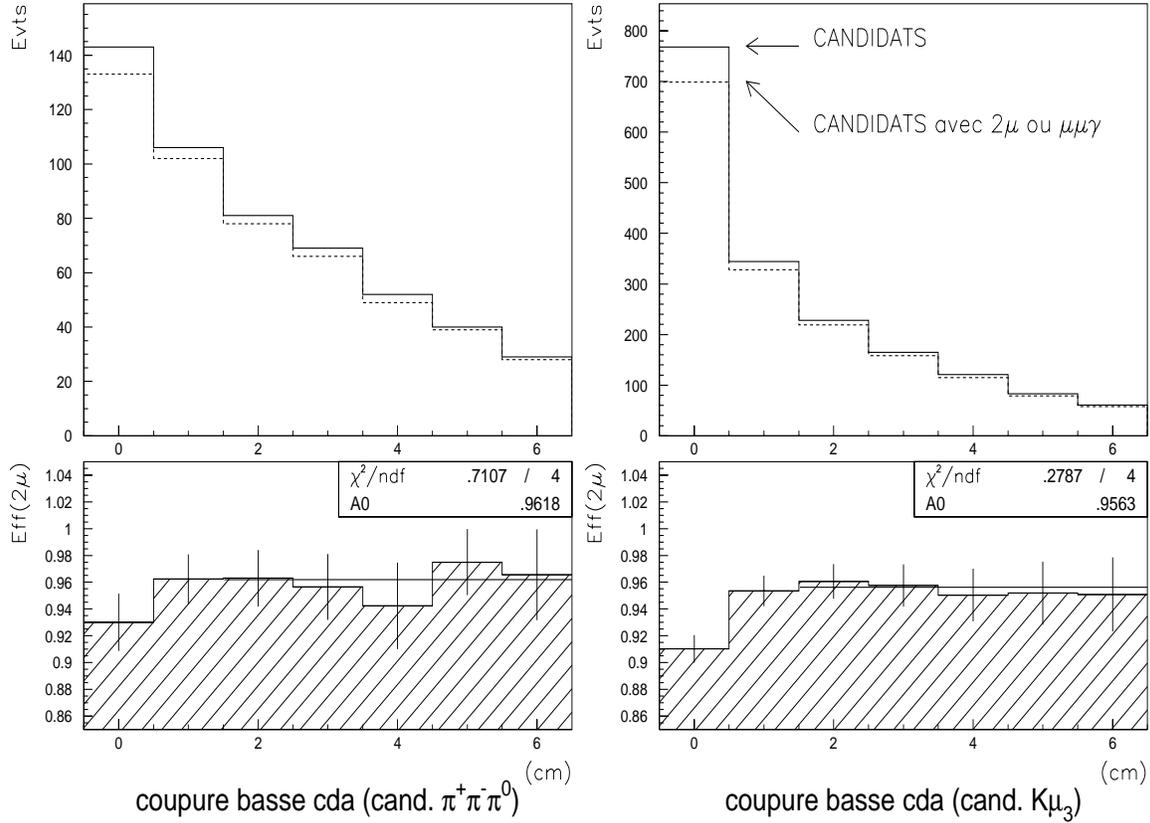


FIG. 13.2 – Effet systématique d'un changement de coupure *cda* sur les deux mesures de  $Eff_{2\mu}$  présentées. A gauche les candidats  $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  désintégrés. A droite les  $K_{\mu 3}$  désintégrés.

Considérons un événement qui a passé la condition de déclenchement  $\mu\mu\gamma = Q_2 \times E_L(HAC) \times 2\mu$ . Il doit aussi passer la condition  $minb = Q_2 \times E_L(HAC)$ , moins restrictive que  $\mu\mu\gamma$ , et dans un cas sur  $D_{minb}$ , l'événement doit être sélectionné par la condition  $minb$  (et  $\mu\mu\gamma$  active en même temps). Si on cherche parmi le nombre  $N$  d'événements qui ont passé  $\mu\mu\gamma$  le nombre  $N'$  qui ont également passé l'échantillonnage de  $minb$ , on peut déduire le facteur d'échantillonnage :

$$D_{minb} = \frac{N}{N'} \quad (13.3)$$

Or la condition avec laquelle l'événement a été sélectionné est inscrite dans les bits  $\mu\mu\gamma$  ou  $minb$  des PMB. Ces bits ont des efficacités d'enregistrement d'informations :  $Eff_{\mu\mu\gamma}^{PMB}$  et  $Eff_{minb}^{PMB}$ .

Par conséquent prenons un lot de  $n$  événements qui ont le bit  $\mu\mu\gamma$  du PMB actif. En tenant compte de l'efficacité de ce bit, le nombre d'événements qui ont vérifié la condition  $\mu\mu\gamma$  est donc :

$$\frac{n}{Eff_{\mu\mu\gamma}^{PMB}} \quad (13.4)$$

Or tous ces événements ont également vérifié  $minb$ . Ils ont ensuite été échantillonnés et inscrits dans le bit  $minb$  du PMB, avec son inefficacité propre. Si on en trouve par conséquent  $n'$  dans le PMB, cela

correspond à un nombre d'événements qui ont initialement vérifié *minb* de :

$$\frac{n'}{Eff_{minb}^{PMB}} D_{minb} \quad (13.5)$$

En égalisant (13.4 p.192) et (13.5 p.193) on déduit que :

$$D'_{minb} := \frac{n}{n'} = D_{minb} \frac{Eff_{\mu\mu\gamma}^{PMB}}{Eff_{minb}^{PMB}} \quad (13.6)$$

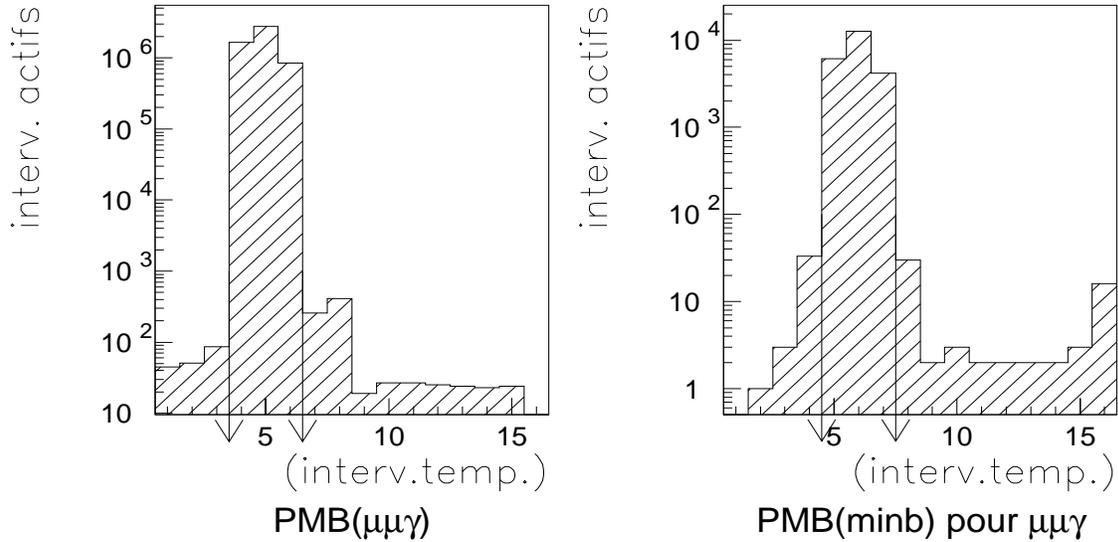


FIG. 13.3 – Histogramme de la distribution temporelle de la période active du bit *PMB*  $\mu\mu\gamma$  et région de sélection des événements(gauche). Pour ces événements, distribution du bit *minb* (droite).

Ce nombre est mesurable. Pour cela les événements des prises de données  $run \geq 427$  sans 458, pour lesquelles les bits des *PMB* sont fiables, ont été utilisés. Le bit  $\mu\mu\gamma$  a été étudié pendant 16 intervalles de 25 ns consécutifs, en synchronisme par rapport au signal de déclenchement, en utilisant un retard de telle sorte qu'on peut voir dans cette fenêtre temporelle l'évolution du signal  $\mu\mu\gamma$ . En accumulant tous les événements on obtient l'histogramme de cette évolution, donné sur la figure 13.3 de gauche. Remarquons que le signal d'un événement peut être actif pendant plusieurs intervalles de 25 ns, et l'événement est alors comptabilisé dans plusieurs bins de l'histogramme. La majeure partie des signaux sont actifs dans les intervalles 4 à 6, le nombre d'événements ayant des signaux actifs en dehors est de 407. Pour minimiser le nombre de fortuites, considérons comme candidats acceptables pour notre lot, les événements qui ont le bit  $\mu\mu\gamma$  actif dans l'un au moins des intervalles 4, 5 et 6. Leur nombre est :

$$n = 3857430 \quad (13.7)$$

Ensuite pour ces événements, la figure 13.3 de droite montre la distribution de l'activité du bit *minb* pendant les 16 intervalles temporels. Le nombre total d'événements qui ont le bit *minb* actif dans au moins l'un des intervalles est 15760. On peut de nouveau se restreindre aux trois intervalles les plus importants (5,6 et 7, décalés par rapport aux intervalles du bit  $\mu\mu\gamma$  pour raison de délais différents). On considère que le reste constitue des fortuites. Ainsi on aura  $n'' = 46$  fortuites et :

$$n' = 15714 \quad (13.8)$$

Par conséquent on obtient :

$$D_{minb}^{MES} = 245.5 \pm 2.0(stat) \pm 0.7(syst) \quad (13.9)$$

L'erreur systématique de 3 pour mille est obtenue en considérant que les  $n''$  fortuites contribuent à une erreur sur le comptage de  $n'$ .

Si on admet que la valeur de  $D_{minb}$  est 256, et que l'efficacité de l'enregistrement de la condition  $\mu\mu\gamma$  dans le PMB est de 100% (en quoi on a une bonne confiance, cf. candidats  $K_L \rightarrow \mu\mu\gamma$  et détermination de l'efficacité  $2\mu$ ), on déduit :

$$Eff_{minb}^{TRIG} = 1.045 \quad (13.10)$$

Tout se passe donc comme s'il y avait du bruit sur la ligne d'enregistrement du bit  $minb$  dans les PMB.

Si on pense que cela est impossible, on peut comptabiliser une erreur de 4.5% dans l'erreur systématique du résultat final.

### 13.3 Le résultat

Déterminons maintenant le rapport d'embranchement de la désintégration  $K_L \rightarrow \mu\mu\gamma$ ,  $Br_{\mu\mu\gamma} = Br(K_L \rightarrow \mu\mu\gamma)$ . Soit pour cela  $N_{KL}^{est.}$  une estimation du nombre de désintégrations de  $K_L$  qui ont eu lieu dans le dispositif expérimental lors des prises de données considérées.

Le nombre mesuré d'événements  $K_L \rightarrow \mu\mu\gamma$  (après soustraction des bruits de fond),  $N_{\mu\mu\gamma}$ , est relié à  $N_{KL}^{est.}$  en tenant compte du rapport d'embranchement  $Br_{\mu\mu\gamma}$ , de l'efficacité de la condition de déclenchement  $\mu\mu\gamma$ ,  $Eff_{\mu\mu\gamma}$ , et de l'acceptance du détecteur et des efficacités des coupures utilisées pour la sélection de ces événements,  $Acc_{\mu\mu\gamma}$  :

$$N_{\mu\mu\gamma} = N_{KL}^{est.} Br_{\mu\mu\gamma} Acc_{\mu\mu\gamma} Eff_{\mu\mu\gamma} \quad (13.11)$$

L'inconnue  $N_{KL}^{est.}$  est déterminée à partir des candidats de normalisation, de sorte que la formule ci-dessus permette de calculer  $Br_{\mu\mu\gamma}$ .

Le nombre mesuré d'événements de normalisation  $N_{norm}$ , composé en grande majorité de  $K_{\mu 3}$  avec une faible proportion de  $K_{e3}$ , s'obtient à partir de  $N_{KL}^{est.}$  d'une manière similaire. Il faut tenir compte des rapports d'embranchement des désintégrations  $K_{\mu 3}$  et  $K_{e3}$ ,  $Br_{\pi\mu\nu} = Br(K_L \rightarrow \pi\mu\nu)$  et  $Br_{\pi e\nu} = Br(K_L \rightarrow \pi e\nu)$ , ainsi que des acceptances du détecteur et des efficacités des coupures utilisées pour l'obtention du lot d'événements de normalisation,  $Acc_{\pi\mu\nu}$  et  $Acc_{\pi e\nu}$ . L'efficacité de la condition de déclenchement  $minb$  qui a sélectionné ces événements,  $Eff_{minb}$ , son facteur d'échantillonnage,  $D_{minb}$ , ainsi que le facteur d'échantillonnage logiciel  $D_{soft}$  sont également à prendre en compte :

$$N_{norm} = N_{KL}^{est.} (Br_{\pi\mu\nu} Acc_{\pi\mu\nu} + Br_{\pi e\nu} Acc_{\pi e\nu}) \frac{Eff_{minb}}{D_{minb} D_{soft}} \quad (13.12)$$

En faisant le rapport entre ces deux équations, le nombre  $N_{KL}^{est.}$  disparaît :

$$\frac{N_{\mu\mu\gamma}}{N_{norm}} = \frac{Br_{\mu\mu\gamma} Acc_{\mu\mu\gamma}}{(Br_{\pi\mu\nu} Acc_{\pi\mu\nu} + Br_{\pi e\nu} Acc_{\pi e\nu})} \times \frac{Eff_{\mu\mu\gamma} D_{minb} D_{soft}}{Eff_{minb}} \quad (13.13)$$

Or l'efficacité  $Eff_{minb}$  est le produit de l'efficacité de la condition de déclenchement  $minb = Q_2 \times E_L(HAC)$  avec l'efficacité de l'enregistrement de cette condition dans le bit PMB correspondant :

$$Eff_{minb} = E_{minb}^{TRIG} Eff_{minb}^{PMB} \quad (13.14)$$

De même l'efficacité  $Eff_{\mu\mu\gamma}$  est le produit de l'efficacité du PMB pour le bit  $\mu\mu\gamma$  avec l'efficacité de la partie  $2\mu$  de la condition de déclenchement  $\mu\mu\gamma$  et l'efficacité de sa partie  $Q_2 \times E_L(HAC)$ , égale à  $Eff_{minb}^{TRIG}$  :

$$Eff_{\mu\mu\gamma} = Eff_{\mu\mu\gamma}^{PMB} E_{2\mu}^{TRIG} E_{minb}^{TRIG} \quad (13.15)$$

De plus on a déterminé la relation suivante pour le facteur d'échantillonnage  $D_{minb}$  :

$$D_{minb}^{MES} = D_{minb} \frac{Eff_{\mu\mu\gamma}^{PMB}}{Eff_{minb}^{PMB}} \quad (13.16)$$

Par conséquent des simplifications s'opèrent dans (13.13), dont le facteur de droite devient simplement :

$$\frac{Eff_{\mu\mu\gamma} D_{minb} D_{soft}}{Eff_{minb}} = Eff_{2\mu} D_{minb}^{MES} D_{soft} \quad (13.17)$$

D'autre part, dans (13.13) seul un rapport d'acceptances globales intervient. Il n'importe donc pas que les acceptances individuelles soient connues avec précision. Par conséquent le domaine de génération des  $K_L$  n'importe pas tant qu'on est sûr qu'il soit assez large pour couvrir toute la plage d'acceptance et d'efficacité des deux lots de coupures employées, ce qui est le cas dans cette analyse. On peut donc identifier :

$$\frac{Acc_{\mu\mu\gamma}}{Acc_{\pi\nu}} = \frac{Acc_{\mu\mu\gamma}^{MES}}{Acc_{\pi\nu}^{MES}} \quad et \quad \frac{Acc_{\mu\mu\gamma}}{Acc_{\pi\nu}} = \frac{Acc_{\mu\mu\gamma}^{MES}}{Acc_{\pi\nu}^{MES}} \quad (13.18)$$

Puisque l'efficacité géométrique de la condition  $2\mu$  a déjà été prise en compte dans  $Acc_{\mu\mu\gamma}$  par les coupures employées, on identifie ici :

$$Eff_{2\mu} = Eff_{2\mu}^{MES} \quad (13.19)$$

Par conséquent l'équation donnant la valeur du rapport d'embranchement de  $K_L \rightarrow \mu\mu\gamma$  en fonction de grandeurs connues ou mesurées dans cette analyse est :

$$Br(K_L \rightarrow \mu\mu\gamma) = Br_{\mu\mu\gamma} = \frac{N_{\mu\mu\gamma}}{N_{norm}} \times \frac{Br_{\pi\nu} Acc_{\pi\nu}^{MES} + Br_{\pi e\nu} Acc_{\pi e\nu}^{MES}}{Acc_{\mu\mu\gamma}^{MES} Eff_{2\mu} D_{minb}^{MES} D_{soft}} \quad (13.20)$$

### Application numérique

Le tableau 13.3 résume tous les nombres connus de l'équation (13.20 p.195), avec leur erreur statistique. Ils permettent de déterminer le résultat avec son erreur statistique :

$$Br(K_L \rightarrow \mu\mu\gamma) = (3.44 \pm 0.63(stat)) \times 10^{-7} \quad (13.21)$$

nombre	valeur et erreur statistique	référence
$N_{\mu\mu\gamma}$	$45.0 \pm 8.1$	12.6 p.184
$Acc_{\mu\mu\gamma}^{MES}$	$(11.0 \pm 0.2)\%$	12.5 p.182
$N_{norm}$	$15988 \pm 126$	12.6 p.184
$Acc_{\pi\mu\nu}^{MES}$	$(10.89 \pm 0.09)\%$	12.5 p.182
$Acc_{\pi e\nu}^{MES}$	$(0.46 \pm 0.01)\%$	12.5 p.182
$Br(K_L \rightarrow \pi\mu\nu)$	$(27.17 \pm 0.25)\%$	[2]
$Br(K_L \rightarrow \pi e\nu)$	$(38.78 \pm 0.27)\%$	[2]
$Eff_{2\mu}^{MES}$	$(95.6 \pm 2.5)\%$	13.1 p.189
$D_{minb}^{MES}$	$245.5 \pm 2.0$	13.2 p.191
$D_{soft}$	$10 \pm 0$	12.4 p.177

TAB. 13.3 – Résumé des nombres qui interviennent dans le calcul du rapport d'embranchement de  $K_L \rightarrow \mu\mu\gamma$

Le flux de kaons dans le faisceau  $K_L$  pendant la prise de données, ainsi que les nombres estimés de désintégrations  $K_L \rightarrow \mu\mu\gamma$  et  $K_L \rightarrow \pi\mu\nu$ , avant acceptance du détecteur et inefficacité des coupures, peuvent également être déterminés à partir du tableau 13.3. On obtient :

$$N_{K_L}^{est.} = (1.23 \pm 0.02(stat)) \times 10^9 \quad (13.22)$$

$$N_{\pi\mu\nu}^{est.} = (333 \pm 5(stat)) \times 10^6 \quad (13.23)$$

$$N_{\mu\mu\gamma}^{est.} = 395 \pm 76(stat) \quad (13.24)$$

Puisque les acceptances absolues sont estimées avec une plus grande incertitude que les acceptances relatives pour les deux canaux considérés, on a une bien meilleure confiance dans les valeurs relatives de ces nombres entre eux, qu'en leur valeur absolue.

## 13.4 Le nombre d'événements de bruit de fond attendus

### Bruit de fond en provenance de $K_{\mu 3 D}$

A partir du nombre estimé  $N_{\pi\mu\nu}^{est.}$  de désintégrations de  $K_{\mu 3}$ , on peut calculer le nombre attendu de désintégrations  $K_{\mu 3}$  avec photon accidentel, pour lesquels le pion s'est désintégré, qui contribuent au bruit de fond de  $K_L \rightarrow \mu\mu\gamma$ .

Une simulation de 225000  $K_{\mu 3}$  (dans le "domaine L") montre que 23630 événements ont un pion qui se désintègre dans la zone  $z = 0$  à  $z = 120$  m, ce qui donne une probabilité de désintégration du pion des  $K_{\mu 3}$  dans cette zone de  $P_{\pi dec.} = 10.5\%$ . Le nombre estimé de  $K_{\mu 3}$  pour lesquels le pion s'est désintégré est par conséquent  $N_{\pi\mu\nu}^{est.} P_{\pi dec.}$ . Le taux de gerbes accidentelles simulant des  $\gamma$  a été estimé dans 12.2 p.171 à  $\tau_{G Accid.} = 6.1 \times 10^{-3} \gamma / evt$ . Par conséquent le nombre de  $K_{\mu 3}$  avec  $\pi$  désintégré et photon accidentel s'élève à  $N_{\pi\mu\nu}^{est.} \tau_{\pi dec.} \tau_{G Accid.}$ .

Ces événements doivent passer l'acceptance du détecteur et l'efficacité des coupures de sélection des  $K_L \rightarrow \mu\mu\gamma$  (dont la fenêtre en masse, jeu 1) pour représenter un bruit de fond du signal. Cette efficacité est déterminée en simulant 994800 événements de  $K_{\mu 3 D}$ , dans le "domaine L" (soit 737100 dans le "domaine A") dont 160 sont sélectionnés, soit une efficacité de  $Acc_{K_{\mu 3 D}}^{MES} = 2.2 \times 10^{-4}$  (cf. 12.3 p.173). Le nombre attendu d'événements de ce type qui contribuent au bruit de fond est donc:

$$N_{K_{\mu 3 D}} = N_{\pi\mu\nu}^{est.} P_{\pi dec.} \tau_{G Accid.} Acc_{K_{\mu 3 D}}^{MES} \quad (13.25)$$

On s'attend d'après ce calcul à trouver

$$N_{K\mu 3D} = 47 \pm 4(stat) \quad (13.26)$$

événements de bruit de fond provenant de  $K_{\mu 3}$  avec pion désintégré et photon accidentel, contre un bruit de fond total dans les données estimé à :

$$N_{bdf} = 14.0 \pm 2.6(stat) \quad (13.27)$$

Il faut noter que le taux de photons accidentels a été surestimé (cf. 12.2 p.171), et qu'une efficacité de sélection qui se situe au niveau de  $10^{-4}$  ne peut pas être déterminée avec une excellente précision avec la simulation dont on dispose (queues de distributions). L'estimation obtenue donne un ordre de grandeur du bruit de fond attendu.

### Bruit de fond en provenance de $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma D$

Le rapport d'embranchement de  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$  étant  $Br(K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma) = 4.61 \times 10^{-5}$  [2], le nombre estimé de désintégrations de ce type qui ont eu lieu s'estime à  $N_{\pi\pi\gamma}^{est.} = 60400$  à partir de  $N_{\pi\mu\nu}^{est.}$ . Une simulation de 30000 événements de ce type montre que 5000 d'entre eux ont l'un des deux pions qui se désintègre et 522 ont les deux pions qui se désintègrent avant  $z < 120 m$ . Par conséquent le nombre attendu de  $\pi\pi\gamma$  avec deux pions désintégrés est de 1051. Parmi les 30000 événements simulés du "domaine L" (22226 dans le "domaine A"), 271 événements sont acceptés par la sélection de  $\mu\mu\gamma$  avant coupure sur la masse invariante  $\mu\mu\gamma$  et 9 événements restent après coupure, par conséquent leur acceptance est de  $1.2 \times 10^{-2}$  avant coupure de masse et  $4 \times 10^{-4}$  après.

On s'attend donc à trouver 11 événements de ce type dans le lot de  $\mu\mu\gamma$  sélectionné, avant coupure de masse et 0.4 qui constituent un bruit de fond au signal.

On estime par conséquent que le bruit de fond provient majoritairement des  $K\mu 3D$ .

## 13.5 Les erreurs systématiques

On se propose d'estimer les différentes sources d'erreurs systématiques dans la mesure du rapport d'embranchement.

Des incertitudes systématiques peuvent apparaître suite aux choix de coupures utilisées pour la sélection des événements de signal  $\mu\mu\gamma$  et de normalisation  $K_{\mu 3}$ . Si une coupure a été effectuée dans une région où son efficacité varie beaucoup, en ne modifiant que légèrement le seuil de coupure employé, des incertitudes systématiques apparaissent à cause d'une mauvaise description de la région considérée par le programme de simulation.

Pour cela la méthode choisie ici est de changer une à une les coupures employées lors de la sélection, tout en se restreignant à des domaines raisonnables pour ne pas perdre trop d'acceptance ou augmenter le bruit de fond. On détermine pour chaque changement de coupure, la nouvelle valeur de l'acceptance qui s'en déduit, ainsi que la variation du rapport d'embranchement par rapport à la valeur obtenue avec les coupures de référence des chapitres précédents. Les coupures sont variées indépendamment les unes des autres pour les canaux  $\mu\mu\gamma$  et  $K_{\mu 3}$ , si bien que l'on devient également sensible à des différences d'efficacité entre les deux canaux, qui n'auraient pas encore été prises en compte.

### Erreur systématique de la sélection des $K_{\mu 3}$

Le tableau 13.4 précise les coupures considérées pour la sélection des  $K_{\mu 3}$ . On y voit apparaître l'ancienne et la nouvelle valeur du seuil utilisé, le nombre d'événements  $K_{\mu 3}$  retenus dans les données après

coupeure, seuil ( <i>anc.</i> $\rightarrow$ <i>nouv.</i> )	$N_{\pi\mu\nu}$ (donées)	$Acc_{\pi\mu\nu}^{REL}$ (simulée)	$\Delta Br$ (mesuré)
Référence	15988	18169/225000	$\pm 0$
$E_\gamma > 9.4 \rightarrow 12.4 \text{ GeV}$	14539	7812/105000	+1.3%
$p_\mu > 3 \rightarrow 7 \text{ GeV}/c$	15221	8100/105000	+0.4%
$p_\pi > 18.6 \rightarrow 15.6 \text{ GeV}/c$	18494	9658/105000	-1.5%
$p_\pi > 18.6 \rightarrow 22.6 \text{ GeV}/c$	12536	6727/105000	+1.2%
$p_0'^2 < -0.01 \rightarrow 0 \text{ (GeV}/c)^2$	16754	8804/105000	-0.9%
$p_0'^2 < -0.01 \rightarrow -0.015 \text{ (GeV}/c)^2$	14896	7915/105000	+0.2%
$cda < 4 \rightarrow 2 \text{ cm}$	15525	8329/105000	+1.2%
sommes quadratiques ( $K_{\mu 3}$ )			-1.7 à +2.2%

TAB. 13.4 – Variation des coupures de sélection des  $K_{\mu 3}$  et influence sur le rapport d'embranchement:  $\Delta Br = (Br_{nouv.} - Br_{anc.})/Br_{anc.}$ .

avoir appliqué le nouveau seuil, la nouvelle valeur de l'acceptance obtenue avec le lot d'événements simulés, ainsi que la variation du rapport d'embranchement mesuré.

Pour déterminer l'incertitude systématique globale introduite par la sélection des  $K_{\mu 3}$  à la mesure du rapport d'embranchement, les variations individuelles de la valeur du rapport d'embranchement sont séparées en deux lots en fonction de leur signe. Dans l'hypothèse d'incertitudes non corréllées, on ajoute quadratiquement les valeurs de chaque lot, pour obtenir la plage de l'erreur systématique globale (-1.7% à +2.2%).

L'influence de la médiocre compatibilité entre données et simulation pour la variables  $cda$  contribue à une erreur de 1.2%, en gardant une valeur raisonnable.

### Erreur systématique de la sélection des $K_L \rightarrow \mu\mu\gamma$

L'incertitude systématique introduite par les sélections du signal  $K_L \rightarrow \mu\mu\gamma$  se détermine de la même manière (tableau 13.5) On obtient une contribution entre -8.1% et +8.5% d'erreur systématique à la mesure du rapport d'embranchement.

La contribution à l'erreur systématique due au choix du jeu de fenêtres pour sélectionner la masse invariante  $m_{COR}(\mu\mu\gamma)$  est présentée dans le tableau 13.6 elle se traduit par une plage entre -8.4% et +7.4% du rapport d'embranchement.

Par manque de statistique, il est difficile de savoir quelle est la part d'erreur statistique et d'erreur systématique ces plages déterminées.

### Erreur systématique globale sur la mesure

L'incertitude systématique globale s'obtient en incluant les incertitudes introduites par les sélection des  $K_{\mu 3}$  et des  $K_L \rightarrow \mu\mu\gamma$  avec l'incertitude sur le choix de la fenêtre en masse utilisée, en comptabilisant également la variation de -4.3% du rapport d'embranchement si on utilise le facteur d'échantillonnage réglé sur l'échantillonneur des  $minb$ ,  $D_{minb} = 256$ , au lieu de celui mesuré  $D_{minb}^{MES} = 245.5$ . On obtient alors le résultat suivant pour l'erreur systématique, que l'on peut comparer avec l'erreur statistique de la mesure :

$$\Delta Br_{syst} = -12.6\% \rightarrow +11.5\% \quad (13.28)$$

$$\Delta Br_{stat} = \pm 18.4\% \quad (13.29)$$

### 13.6. DÉDUCTION DU PARAMÈTRE $\alpha_K$

coupure, seuil ( <i>anc.</i> → <i>nouv.</i> )	$N_{\mu\mu\gamma}$ (données)	$N_{bdf}$ (données)	$Acc_{\mu\mu\gamma}^{REL}$ (simulée)	$\Delta Br$ (mesuré)
Référence, masse fenêtre 1	45.0	14.0	3271/40000	$\pm 0$
$E_\gamma > 8 \rightarrow 12 \text{ GeV}$	37.5	12.5	2780/40000	-2.0%
$p_\mu > 3 \rightarrow 7 \text{ GeV}/c$	37.5	12.5	2932/40000	-7.0%
$p_0'^2 < -0.01 \rightarrow 0 \text{ (GeV}/c)^2$	44.5	14.5	3321/40000	-2.6%
$p_0'^2 < -0.01 \rightarrow -0.02 \text{ (GeV}/c)^2$	46.5	10.5	3116/40000	+8.4%
$cda < 4 \rightarrow 2 \text{ cm}$	43.5	10.5	3223/40000	-1.9%
$p_T^2 < 0.002 \rightarrow 0.001 \text{ (GeV}/c)^2$	44.5	12.5	3211/40000	+0.7%
$p_T^2/p_T^2(\mu\mu) < 0.05 \rightarrow 0.02$	37.5	6.5	2690/40000	+1.3%
$p(\mu\mu\gamma) > 0 \rightarrow 20 \text{ GeV}/c$	45.0	14.0	3271/40000	$\pm 0.00\%$
$p(\mu\mu\gamma) > 0 \rightarrow 25 \text{ GeV}/c$	44.0	14.0	3253/40000	-1.7%
sommes quadratiques ( $K_L \rightarrow \mu\mu\gamma$ )				-8.1 à +8.5%

TAB. 13.5 – Variation des coupures de sélection des  $K_L \rightarrow \mu\mu\gamma$  et influence sur le rapport d'embranchement.

coupure, seuil ( <i>anc.</i> → <i>nouv.</i> )	$N_{\mu\mu\gamma}$ (données)	$N_{bdf\mu\mu\gamma}$ (données)	$Acc_{\mu\mu\gamma}^{REL}$ (simulée)	$\Delta Br$ (mesuré)
Référence, masse fenêtre 1	45.0	14.0	3271/40000	$\pm 0$
masse, fenêtre 2	46.5	14.5	3332/40000	+1.4%
masse, fenêtre 3	44.0	13.0	3232/40000	-1.0%
masse, fenêtre 4	46.5	12.5	3293/40000	+2.6%
masse, fenêtre 5	45.0	9.0	3063/40000	+6.8%
masse, fenêtre 6	42.5	20.5	3370/40000	-8.3%
sommes quadratiques ( $K_L \rightarrow \mu\mu\gamma$ )				-8.4 à +7.4%

TAB. 13.6 – Variation de la définition de la fenêtre de masse pour la sélection des  $K_L \rightarrow \mu\mu\gamma$ . Influence sur le rapport d'embranchement.

On obtient par conséquent le résultat final suivant :

$$Br(K_L \rightarrow \mu\mu\gamma) = (3.44 \pm 0.63(stat)_{-0.43}^{+0.40}(syst)) \times 10^{-7} \quad (13.30)$$

### 13.6 Dédution du paramètre $\alpha_K$

La détermination du paramètre  $\alpha_K$  a été discutée dans le paragraphe 2.5 p.22. Ce paramètre peut être déduit de la valeur du double rapport (voir figure 2.7) :

$$R = Br(K_L \rightarrow \mu\mu\gamma)/Br(K_L \rightarrow \gamma\gamma) \quad (13.31)$$

En utilisant la valeur la plus récente  $Br(K_L \rightarrow \gamma\gamma) = (5.92 \pm 0.15) \times 10^{-4}$  [2], nous obtenons  $R = (5.8 \pm 1.3) \times 10^{-4}$  (en ajoutant quadratiquement les erreurs statistiques et systématiques des mesures). On en déduit la valeur suivante pour le coefficient  $\alpha_K$  du modèle de Bergström et al. :

$$\alpha_K = -0.04_{-0.21}^{+0.24} \quad (13.32)$$

Le tableau 13.7 précise la valeur obtenue pour  $\alpha_K$  dans le modèle de Rohrer. Pour comparaison, la deuxième ligne du tableau présente le résultat obtenu en prenant comme valeur  $Br(K_L \rightarrow \gamma\gamma) =$

$(5.70 \pm 0.27) \times 10^{-4}$ , utilisée par Bergström et al. pour leur prédiction théorique [42], et par [38] pour leur mesure. Toutes ces valeurs ne sont pas significativement différentes.

paramètres		modèle de Bergström et al. [43]	modèle de Rohrer [30]
[2]	$R = (5.8 \pm 1.3) \times 10^{-4}$	$\alpha_K = -0.04_{-0.21}^{+0.24}$	$\alpha_K = -0.04_{-0.19}^{+0.21}$
[43]	$R = (6.0 \pm 1.4) \times 10^{-4}$	$\alpha_K = -0.08_{-0.22}^{+0.26}$	$\alpha_K = -0.07_{-0.20}^{+0.23}$

TAB. 13.7 – Détermination de  $\alpha_K$  en fonction du modèle et des constantes utilisées.

---

## Chapitre 14

# Détermination d'une limite sur $Br(K_L \rightarrow \mu^+ \mu^- e^+ e^-)$

Les données enregistrées en 1995, dans le but de mesurer le rapport d'embranchement de  $K_L \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma$ , permettent également de rechercher la désintégration rare  $K_L \rightarrow \mu^+ \mu^- e^+ e^-$ . En effet la condition de déclenchement  $\mu\mu\gamma = Q_2 \times E_L(HAC) \times 2\mu$  sélectionne aussi les événements  $\mu\mu ee$  :  $Q_2$  requiert au moins deux traces, la paire  $ee$  dépose de l'énergie au-dessus du seuil  $E_L$  dans le HAC, et la condition  $2\mu$  sélectionne une paire  $\mu\mu$ . Dans la suite on se propose d'étudier les données comportant 4 traces et de rechercher parmi elles des candidats  $\mu\mu ee$  en s'appuyant sur une simulation Monte-Carlo pour la définition des coupures de sélection.

### 14.1 La sélection des candidats $K_L \rightarrow \mu\mu ee$

Les données utilisées pour rechercher ces événements sont les données compactes présélectionnées (cf. 10.2 p.135), déjà employées lors de l'analyse  $K_L \rightarrow \mu\mu\gamma$ .

Le *tableau 14.1* donne la liste des coupures effectuées pour sélectionner les désintégrations  $K_L \rightarrow \mu\mu ee$ , et le nombre d'événements retenus après chaque coupure pour les événements des prises de données et les événements d'une simulation de  $K_L \rightarrow \mu\mu ee$  (cf. 11.1 p.146), effectuée dans les mêmes conditions que les simulations des  $K_L \rightarrow \mu\mu\gamma$  et  $K_{\mu 3}$  (domaine "L" puis restriction au domaine "A").

#### Sélection des $K_L \rightarrow \mu\mu ee$

On retient d'abord les événements pour lesquels le programme de reconstruction du spectromètre trouve des traces (coupure 1). On demande quatre traces reconstruites, dont deux de charges positives et deux négatives (coupure 2 et 3). Le produit entre l'acceptance du spectromètre et l'efficacité de la reconstruction vaut à cette étape 17.5% (par rapport au domaine "A"). Les événements des données à quatre traces sont formés de désintégrations de kaons avec traces accidentelles, de désintégrations de deux kaons superposées, ou de traces supplémentaires engendrées par la reconstruction.

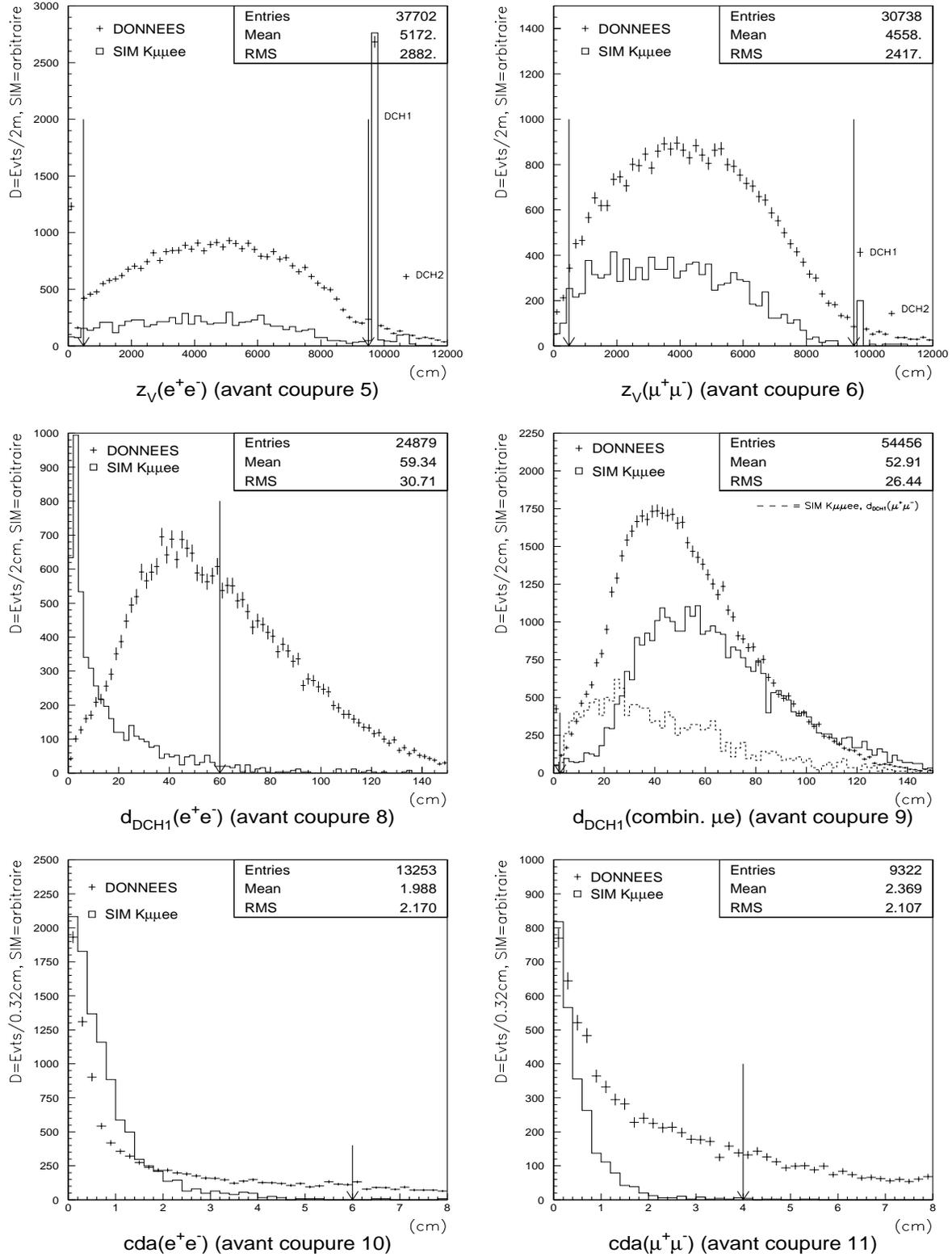
Pour différencier un muon d'un électron pour la suite de l'analyse, on effectue ensuite une identification de particules en utilisant les compteurs à muons. Une trace est considérée comme "muon" si deux lattes des compteurs à muons, dont une horizontale et une verticale, sont touchées à moins de 25 cm du point d'extrapolation de la trace après l'aimant dans les plans de ces compteurs. Toute trace non considérée comme "muon" est un candidat "électron". La coupure 4 demande deux muons identifiés, de charges opposées, et deux électrons. L'inefficacité (de 33.8%) comporte également une part d'acceptance géométrique des compteurs à muons.

n	sélection effectuée	DONNEES		SIMULATION	
		$-\Delta N$ (%)	$N_{après}$ (évts.)	$-\Delta N$ (%)	$N_{après}$ (évts.)
	<b>Lot de données</b>				
	désintégrations simulées (domaine L)				25000
	désintégrations simulées (domaine A)				(18580)
	100% de la présélection		10.44M		
	<b>Sélection primaire</b>				
1	DCH_ok (reconstr. produit RDTK)	11.1%	9.28M	32.3%	16922
2	4 Traces $T_i$	78.4%	200.0k	80.1%	3363
3	2 Traces positives, 2 négatives	22.5%	155.0k	3.4%	3250
4	MUV, identification " $\mu^+ \mu^- e^+ e^-$ "	75.7%	37702	33.8%	2151
	<b>Cinématique</b>				
5	$4.8 < z_V(e^+ e^-) < 90 \text{ m}$	18.5%	30738	33.3%	1434
6	$4.8 < z_V(\mu^+ \mu^-) < 90 \text{ m}$	9.1%	27942	4.8%	1366
7	$4.8 < z_V(e^+ \mu^- \text{ et } \mu^+ e^-) < 90 \text{ m}$	11.0%	24879	3.0%	1325
8	$d_{DCH1}(e^+ e^-) < 60 \text{ cm}$	45.0%	13702	4.8%	1262
9	$d_{DCH1}(5 \text{ combin: } \mu\mu, e\mu) > 2.5 \text{ cm}$	3.3%	13253	1.2%	1247
10	$cda(e^+ e^-) < 6 \text{ cm}$	29.7%	9322	0.6%	1240
11	$cda(\mu^+ \mu^-) < 4 \text{ cm}$	36.1%	5956	0.6%	1232
12	$cda(e^+ \mu^- \text{ et } \mu^+ e^-) < 4 \text{ cm}$	46.1%	3212	2.5%	1201
13	cohérence temporelle $(\Delta t)_6 < 7 \text{ ns}$	71.4%	920	1.2%	1187
14	cohérence spatiale $(\Delta z_V)_3 < 5 \text{ m}$	62.1%	349	4.7%	1131
15	$485 < m(\mu\mu ee) < 510 \text{ MeV}/c^2$	96.3%	13	5.1%	1073
16	$p_T^2(\mu\mu ee) < 3 \times 10^{-4} \text{ (GeV}/c)^2$	100.0%	0	1.1%	1061
	<b>Condition de déclenchement</b>				
17	$MUV\_nvert \geq 2$		0	10.0%	955
18	$MUV\_nhoriz \geq 2$		0	18.3%	780
19	$Q_2$ correct		0	0.1%	779
20	$E_L(HAC)$ actif ( $E_{total}^{HAC} \geq 10 \text{ GeV}$ )		0	2.2%	762

 TAB. 14.1 – Sélection des candidats  $K_L \rightarrow \mu^+ \mu^- e^+ e^-$ .

Les coupures 5, 6 et 7 définissent la région fiducielle, en demandant que les paires de traces  $e^+ e^-$ ,  $\mu^+ \mu^-$ ,  $e^+ \mu^-$  et  $\mu^+ e^-$  forment des vertex situés après le dernier collimateur et avant le détecteur. Lorsque les impacts de deux traces dans la chambre 1 sont très proches, leur vertex est incorrectement reconstruit à la position  $z = 97 \text{ m}$  de cette chambre. Suite à la faible masse de l'électron comparée à celle du muon, l'angle d'ouverture de la paire  $ee$  issue d'un photon virtuel est beaucoup plus petit que celui de la paire  $\mu\mu$ , à son tour inférieur à celui de  $\mu e$ . Ceci explique la perte de 33.3% des événements simulés pour le vertex  $ee$  (figure 14.1 en haut à gauche), de 4.8% seulement pour le vertex  $\mu\mu$  (figure 14.1 en haut à droite), et de 3.0% pour les deux vertex  $\mu e$ .

Le petit angle d'ouverture de la paire  $ee$  est également utilisé (coupure 8, figure 14.1 au centre gauche) pour le rejet d'une bonne partie du bruit de fond présent dans les données (45.0%) en demandant une distance entre les impacts de  $e^+$  et de  $e^-$  dans la chambre 1 inférieure à 60 cm (ce qui ne fait perdre que 4.8% des événements simulés). Les angles d'ouverture des autres cinq combinaisons de traces ( $e^+ \mu^-$ ,  $e^+ \mu^+$ ,  $e^- \mu^+$ ,  $e^- \mu^-$ ,  $\mu^+ \mu^-$ ) sont beaucoup plus grandes en moyenne, et on demande (coupure 9, et figure 14.1 au centre droit) à ce qu'aucune de ces combinaisons ne comporte des points en commun dans la chambre 1 en imposant une distance supérieure à 2.5 cm entre leurs impacts, pris deux à deux.


 FIG. 14.1 – Illustration des coupures de sélection des événements  $K_L \rightarrow \mu\mu ee$ .

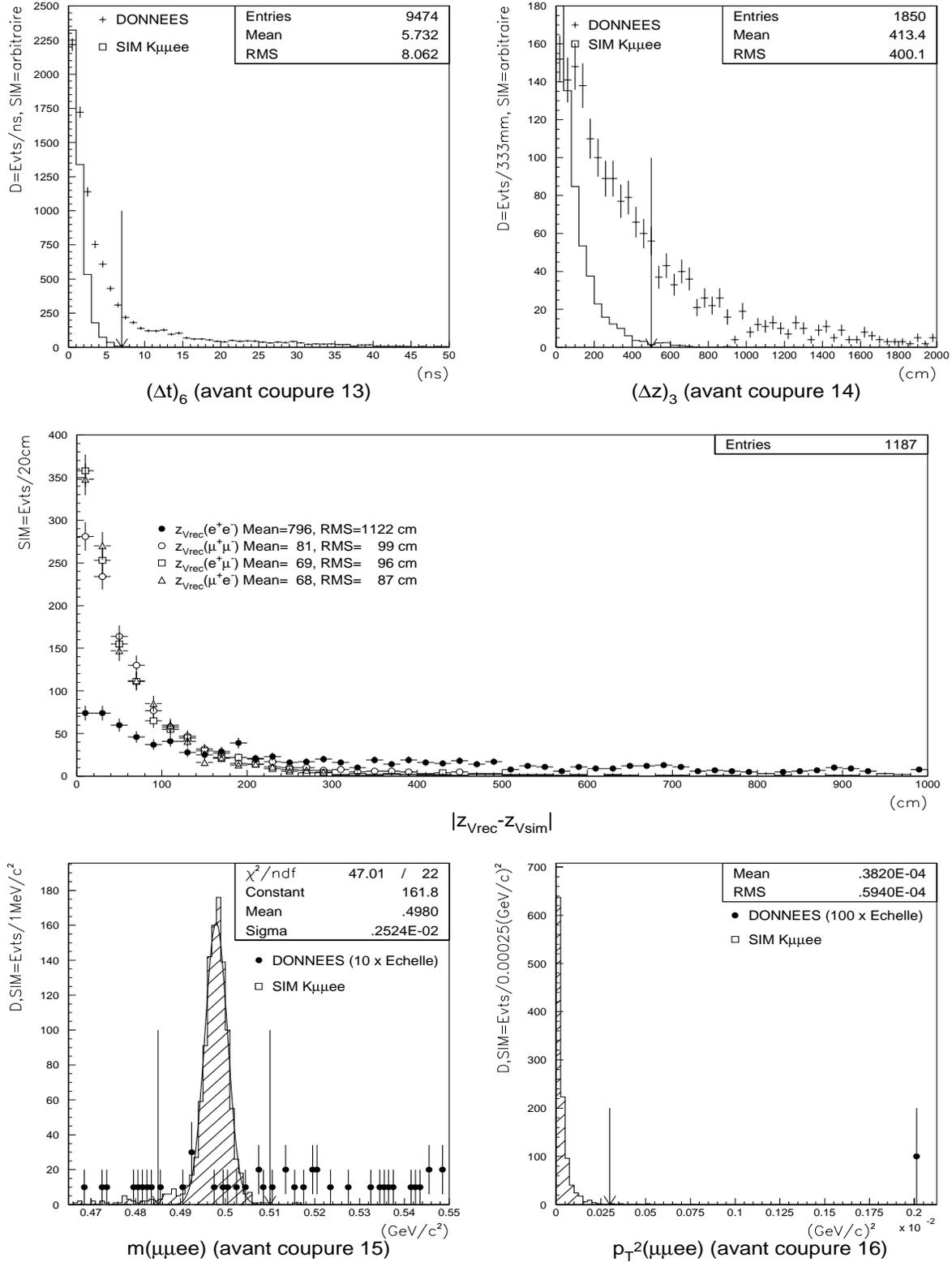
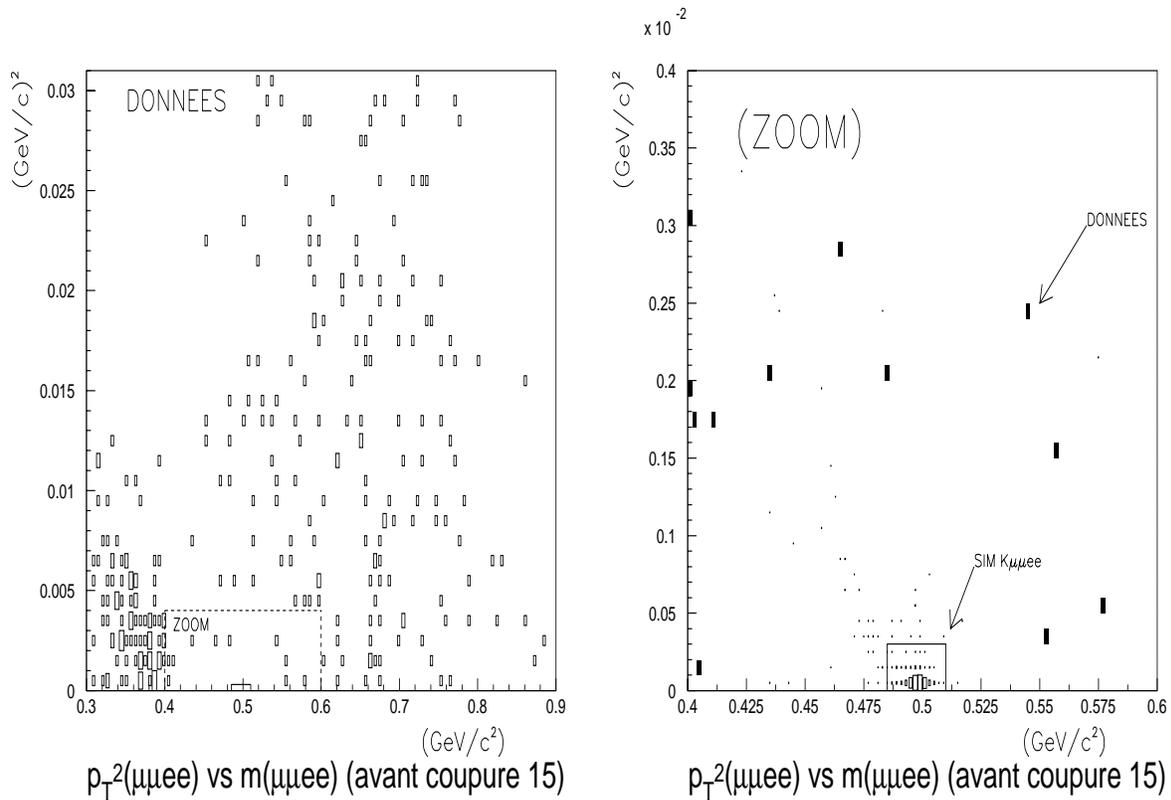


FIG. 14.2 – Illustration des coupures de sélection des événements  $K_L \rightarrow \mu\mu e e$ .


 FIG. 14.3 – Masse invariante en fonction de  $p_T^2$  pour  $K_L \rightarrow \mu\mu ee$ .

Pour assurer une bonne qualité des vertex  $ee$ ,  $\mu\mu$  et  $\mu e$ , les coupures 10, 11 et 12 demandent une distance de meilleure approche inférieure à 6 cm pour  $ee$ , et à 4 cm pour les autres, ce qui contribue également à la réjection du bruit de fond (voir figure 14.1 du bas).

Chaque trace  $i$  reconstruite possède un temps  $t_i$ , dans une fenêtre entre -40 à 160 ns autour du temps de l'événement. En formant les six combinaisons des paires de traces  $\{i, j\}$  parmi les quatre traces disponibles, on calcule les différences de temps  $\Delta t = |t_i - t_j|$ . Un événement avec des traces non synchrones deux à deux est rejeté (coupure 13), si l'une de ces combinaisons possède  $\Delta t > 7$  ns (figure 14.2 en haut à gauche). L'inefficacité de cette coupure est de 1.2%, alors qu'elle rejette 71.4% des données, correspondant à des traces accidentelles largement dispersées dans la fenêtre autour du temps de l'événement.

De même on vérifie la cohérence spatiale de la désintégration à quatre corps. Considérons pour cela les quatre vertex disponibles entre traces de charges opposées. La position du vertex  $e^+e^-$  est mal connue à cause du petit angle d'ouverture de cette paire de particules. Par contre celles des trois vertex suivants sont déterminés plus précisément :  $\mu^+\mu^-$ ,  $e^+\mu^-$  et  $\mu^+e^-$  (voir figure 14.2 au centre, qui montre pour des événements de simulation l'écart entre les vertex reconstruits et le vertex simulé). Parmi ces trois vertex, on forme les trois combinaisons des paires des vertex  $\{i, j\}$  possibles, et on calcule les différences  $\Delta z = |z_i - z_j|$ . On demande alors (coupure 14) que ces différences soient deux à deux inférieures à 5 m (voir figure 14.2 en haut à droite). L'inefficacité obtenue est de 4.7%, contre une réjection de 62.1%, correspondant à des événements avec plusieurs vertex incompatibles (désintégrations simultanées de kaons).

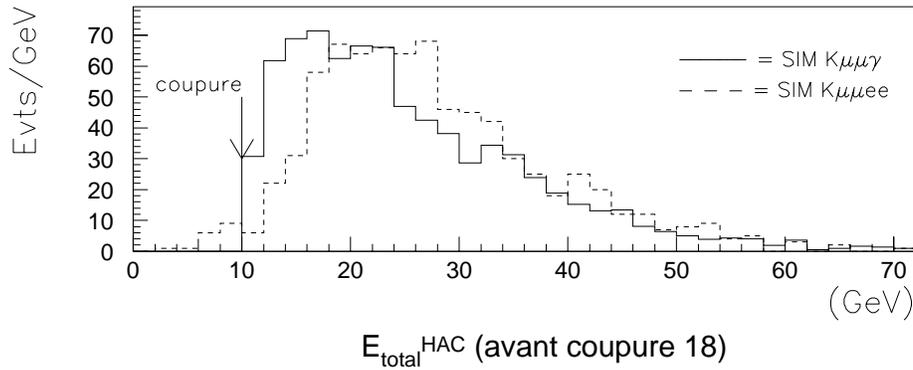


FIG. 14.4 – Détermination de la coupure en énergie totale du HAC à appliquer.

### Masse invariante $\mu\mu ee$ et impulsion transverse

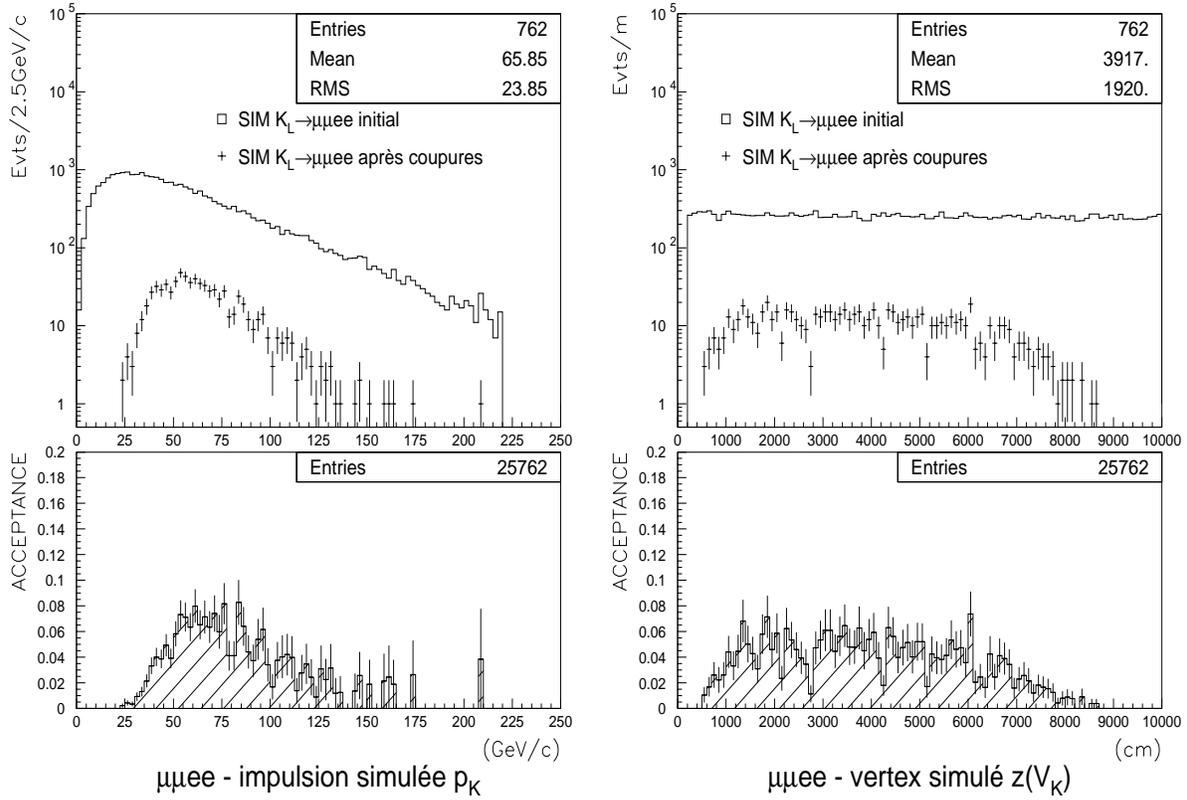
La masse invariante  $m(\mu\mu ee)$  est calculée à l'aide des impulsions des quatre traces et des masses  $m_e$  et  $m_\mu$  attribuées aux particules identifiées comme électrons et muons (voir figure 14.2 en bas à gauche avant la coupure 15 sur la masse). Le carré de l'impulsion transverse totale  $p_T^2(\mu\mu ee)$  se calcule à partir de l'impulsion totale  $\vec{p}(\mu\mu ee)$  et de la direction du kaon  $\vec{k}$ . La meilleure résolution sur  $p_T^2$  est obtenue en choisissant pour  $\vec{k}$  le vecteur directeur de la droite joignant la cible  $K_L$  à l'isobarycentre des vertex  $\mu\mu$ ,  $e^+\mu^-$  et  $\mu^+e^-$  (mieux déterminés que le vertex  $ee$ ). La figure 14.2 en bas à droite montre la distribution de  $p_T^2$  avant la coupure 16.

Aucun événement de signal ne subsiste avec ces coupures. La figure 14.3 montre la distribution des données dans le plan  $p_T^2$  vs  $m$  avant la coupure 15, aucun événement ne se situe dans la région où le signal est attendu. On observe néanmoins deux types de bruits de fond (dans la région  $m < 0.4\text{GeV}/c^2$  et au-dessus de  $m_K$ ). Actuellement les seules informations du spectromètre disponibles après l'aimant sont les positions des impacts dans la chambre 4. La présence d'un impact accidentel dans la chambre 4 peut conduire à la reconstruction d'une trace supplémentaire qui partage avec d'autres traces, des points ou des segments avant l'aimant. Il est donc possible qu'un événement avec accidentelles soit reconstruit avec une masse invariante  $\mu\mu ee$  supérieure à  $m_K$ . Une analyse plus détaillée sera possible lors de futures prises de données qui disposeront de la chambre 3 du spectromètre et du calorimètre électromagnétique. Ces détecteurs permettront la reconstruction des traces droites après l'aimant pour réduire les ambiguïtés, une meilleure identification des particules, ainsi qu'une bonne élimination des bruits de fond.

### Vérification de la condition de déclenchement

Pour la normalisation du rapport d'embranchement  $Br(K_L \rightarrow \mu\mu ee)$  il est important de vérifier que les événements simulés passent la condition de déclenchement  $\mu\mu\gamma$ , qui a servi à sélectionner les données. Pour cela on demande (coupure 17 et 18) qu'il y ait au moins deux lattes horizontales et deux lattes verticales des compteurs à muons touchées, correspondant à la géométrie de la condition  $2\mu$ . La géométrie du déclenchement  $Q_2$ , sélectionnant au moins deux traces, est également demandée (coupure 19). Enfin on vérifie la condition  $E_L(HAC)$  pour les événements simulés (coupure 20) de la manière suivante.

Comme le seuil exact de cette condition est inconnu, on détermine un majorant de ce seuil à partir


 FIG. 14.5 – Acceptances en fonction de  $p_K$  et  $z(V_K)$  pour la simulation de  $K_L \rightarrow \mu \mu e e$ .

des événements simulés  $K_L \rightarrow \mu \mu \gamma$ , ayant passé les critères de sélection des  $K_L \rightarrow \mu \mu \gamma$ . On sait qu'après acceptance, ces événements sont situés au-dessus du seuil d'efficacité de  $E_L(HAC)$ . La distribution de l'énergie totale déposée dans le HAC pour ces événements donne un majorant au seuil cherché (voir figure 14.4). On applique ensuite une coupure aux événements  $K_L \rightarrow \mu \mu e e$  simulés, en demandant que l'énergie totale déposée dans le HAC soit supérieure au seuil déterminé précédemment (10 GeV).

## 14.2 Le calcul d'une limite sur $Br(K_L \rightarrow \mu^+ \mu^- e^+ e^-)$

Le rapport d'embranchement de  $K_L \rightarrow \mu^+ \mu^- e^+ e^-$  peut être normalisé au rapport d'embranchement de  $K_L \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma$  en corrigeant le nombre d'événements trouvés  $N_{\mu \mu e e}$  et  $N_{\mu \mu \gamma}$  par rapport aux acceptances et efficacités des sélections  $Acc_{\mu \mu e e}^{MES}$  et  $Acc_{\mu \mu \gamma}^{MES}$  :

$$\frac{Br(K_L \rightarrow \mu^+ \mu^- e^+ e^-)}{Br(K_L \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma)} = \frac{N_{\mu \mu e e} / Acc_{\mu \mu e e}^{MES}}{N_{\mu \mu \gamma} / Acc_{\mu \mu \gamma}^{MES}} \quad (14.1)$$

Ces acceptances comportent également l'efficacité géométrique (simulée) de la condition de déclenchement  $\mu \mu \gamma$ . Cette condition étant commune aux deux processus (signal et normalisation), d'autres inefficacités éventuelles, non simulées, se compensent dans le rapport.

### L'acceptance

L'acceptance  $Acc_{\mu\mu\gamma}^{MES}$  s'obtient en divisant le nombre d'événements simulés retenus après coupures par le nombre d'événements initiaux présents dans le domaine restreint "A" (utilisé également pour la normalisation de l'acceptance  $Acc_{\mu\mu\gamma}^{MES}$ ):

$$Acc_{\mu\mu ee}^{MES} = \frac{762}{18580} = (4.10 \pm 0.15(stat))\% \quad (14.2)$$

On vérifie que le domaine "A" contient tous les événements acceptés.

### Le nombre d'événements

Aucun événement  $K_L \rightarrow \mu\mu ee$  n'a été trouvé dans les données après sélection, avec un bruit de fond négligeable. Avec un niveau de confiance de 90%, en admettant une distribution poissonnienne, le nombre moyen d'événements attendus est donc :

$$N_{\mu\mu ee} < 2.3 @ 90\% C.L. \quad (14.3)$$

### Application numérique

Dans l'ensemble des prises de données, on a déterminé  $N_{\mu\mu\gamma} = 52 \pm 8.8$  événements, dont le nombre a été réduit à  $45 \pm 8.2$  en ne considérant que les prises de données acceptables pour la normalisation du rapport d'embranchement  $K_L \rightarrow \mu\mu\gamma$  (en particulier celles pour lesquelles le comptage des  $K_{\mu 3}$  est fiable). Cette restriction n'est pas nécessaire pour  $K_L \rightarrow \mu\mu ee$ , sélectionné avec le même déclenchement que  $K_L \rightarrow \mu\mu\gamma$ , pour lequel des effets éventuels de variation de la condition de déclenchement au cours du temps se compensent. On dispose donc pour  $K_L \rightarrow \mu\mu ee$  d'un volume de données plus important.

nombre	valeur et erreur statistique	référence
$N_{\mu\mu ee}$	$< 2.3 @ 90\% C.L.$	
$Acc_{\mu\mu ee}^{MES}$	$(4.10 \pm 0.15)\%$	
$N_{\mu\mu\gamma}$	$52 \pm 8.8$	12.1 p.167
$Acc_{\mu\mu\gamma}^{MES}$	$(11.0 \pm 0.2)\%$	12.5 p.182
$Br(K_L \rightarrow \mu\mu\gamma)$	$(3.23 \pm 0.30) \times 10^{-7}$	[38]

TAB. 14.2 – Résumé des nombres qui interviennent dans le calcul du rapport d'embranchement de  $K_L \rightarrow \mu\mu ee$ . L'erreur sur  $Br(K_L \rightarrow \mu\mu\gamma)$  comporte les erreurs statistique et systématique de [38] ajoutées quadratiquement.

Le tableau 14.2 donne les nombres qui entrent dans le calcul du rapport d'embranchement de  $K_L \rightarrow \mu\mu ee$ . La limite sur le rapport d'embranchement obtenue est par conséquent :

$$\boxed{Br(K_L \rightarrow \mu^+ \mu^- e^+ e^-) < 3.8 \times 10^{-8} @ 90\% C.L.} \quad (14.4)$$

---

## Chapitre 15

# Discussion des résultats de physique

### Comparaison de $Br(K_L \rightarrow \mu\mu ee)$ avec d'autres expériences

Les mesures les plus actuelles du rapport d'embranchement  $Br(K_L \rightarrow \mu^+\mu^-e^+e^-)$  sont :

- 1983 [84]:  $Br < 4.9 \times 10^{-6}$ , 90% C.L.
- 1996 [85]:  $Br = (2.9_{-2.4}^{+6.7}) \times 10^{-9}$ , 1 événement pour  $0.067_{-0.025}^{+0.057}$  de bruit de fond estimé.
- Notre mesure est :  $Br < 3.8 \times 10^{-8}$ , 90% C.L.

### Comparaison de $Br(K_L \rightarrow \mu\mu\gamma)$ avec d'autres expériences

Les mesures suivantes du rapport d'embranchement  $Br(K_L \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma)$  ont été publiées :

- 1976 [86]:  $Br < 7.81 \times 10^{-6}$ , 90% C.L.
- 1980 [37]:  $Br = (2.8 \pm 2.8) \times 10^{-7}$
- 1995 [38]:  $Br = (3.23 \pm 0.23 \pm 0.19) \times 10^{-7}$
- Notre mesure est :  $Br = (3.4 \pm 0.6 \pm 0.4) \times 10^{-7}$

Ces résultats sont en bon accord, compte tenu de leur incertitude respective.

### Comparaison de $\alpha_K$ avec d'autres expériences

Le paramètre  $\alpha_K$ , qui décrit le rapport entre les constantes de couplage des transitions faibles non leptoniques par mésons vectoriels intermédiaires, et celles par états intermédiaires pseudo-scalaires a été déterminé par quatre mesures indépendantes. Deux d'entre elles [35] [34] sont obtenues à partir de la distribution de la masse invariante de la paire  $e^+e^-$  dans les événements  $K_L \rightarrow e^+e^-\gamma$ , conduisant à la valeur moyenne  $\alpha_K = -0.28 \pm 0.08$  [2]. Les deux autres (notre mesure et celle de FNAL-E799 [38]) sont basées sur le rapport d'embranchement de  $K_L \rightarrow \mu\mu\gamma$ . La figure 15.1 montre une comparaison entre ces résultats.

Nous avons mesuré  $\alpha_K = -0.04_{-0.21}^{+0.24}$ . Ce résultat est en bon accord avec celui de FNAL-E799, et diffère de  $1.0\sigma$  de la moyenne citée ci-dessus.

### Comparaison de $\alpha_K$ avec la prédiction théorique

Les mesures de  $\alpha_K$  montrent que la valeur absolue de ce paramètre est inférieure à 1 de manière significative. Ceci indique que l'augmentation des transitions entre mésons pseudo-scalaires (P-P) par rapport

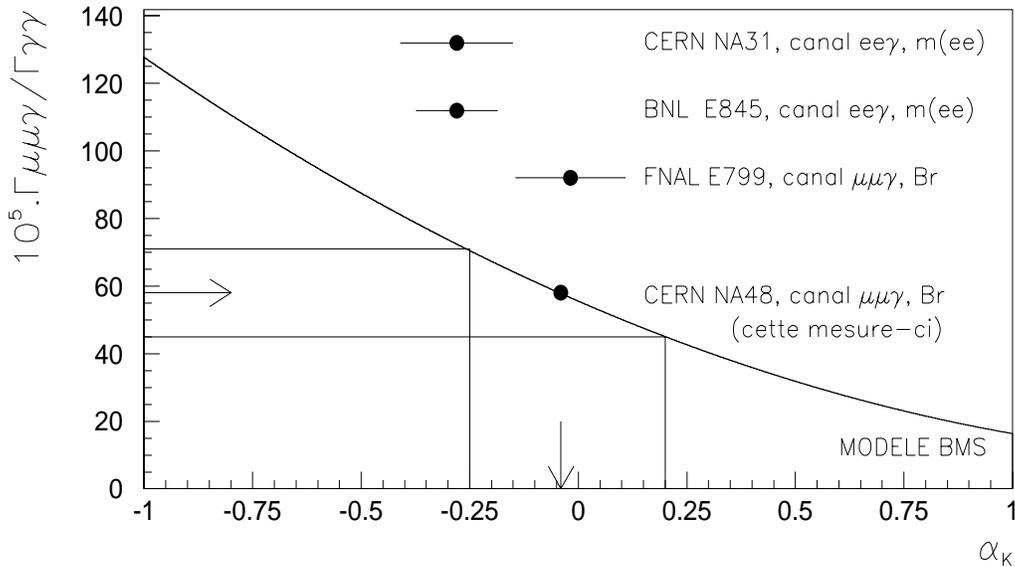


FIG. 15.1 – Déterminations expérimentales du paramètre  $\alpha_K$  du modèle de Bergström et al.

à celles entre mésons vectoriels (V-V) existe dans la Nature, suite aux contributions des diagrammes "pingouins" de QCD, qui expliquent également la règle  $\Delta I = 1/2$ .

### Mesures futures

A partir du milieu de l'année 1997 le détecteur NA48 sera complet et commencera à enregistrer des données pour la mesure du paramètre de violation directe de CP  $Re(\epsilon'/\epsilon)$ , et la recherche de désintégrations rares de kaons.

En autorisant dans le système de déclenchement l'enregistrement de candidats de désintégration de kaons comportant deux muons et un dépôt d'énergie suffisant dans le calorimètre à krypton liquide, il est possible d'accumuler une statistique de 500 événements  $K_L \rightarrow \mu\mu\gamma$  par mois pendant le fonctionnement de l'expérience. Le bruit de fond dominant provenant de  $K_{\mu 3}$  avec un photon accidentel non corrélé au temps de la désintégration du kaon sera rejeté de manière beaucoup plus efficace grâce à la résolution temporelle du calorimètre à krypton liquide, inférieure à 300 ps, permettant une corrélation précise d'une gerbe au temps de l'événement, donné par l'hodoscope avec sensiblement la même précision.

Il est également prévu d'enregistrer d'autres désintégrations rares, en particulier  $K_L \rightarrow ee\gamma$  qui permettra également de mesurer  $\alpha_K$  avec une bonne précision, et des désintégrations de kaons en quatre corps, dont certaines sont sensibles au facteur de forme de  $K_L \rightarrow \gamma^*\gamma^*$ .

Les expériences E832 (KTev)[14], et E799 à Fermilab [11], mesurent également  $Re(\epsilon'/\epsilon)$  et recherchent des désintégrations rares de kaons, dont  $K_L \rightarrow \mu\mu\gamma$ . Dans les années à venir, on s'attend à l'obtention de nombreux nouveaux résultats de physique en provenance du domaine passionnant des désintégrations rares de kaons.

# Table des figures

1.1	Octet et singlet des mésons pseudo-scalaires. . . . .	3
1.2	Diagrammes en boîte des transitions $K^0 - \overline{K}^0$ contribuant à la violation indirecte de $CP$ . . . . .	10
1.3	Contribution dominante à la désintégration de $\overline{K}^0$ avec conservation de $CP$ . . . . .	10
1.4	Diagrammes pingouins, contributions à la violation directe de $CP$ . . . . .	11
1.5	Diagrammes en boîte, contributions à la violation directe de $CP$ . . . . .	11
2.1	Physique à courte (a,b,c) et à longue distance (d) pour $K_L \rightarrow \mu^+\mu^-$ . . . . .	14
2.2	Les référentiels du problème $K_L \rightarrow l^+l^-\gamma$ et définition des angles. . . . .	17
2.3	Taux de désintégration différentiels pour $K_L \rightarrow e^+e^-\gamma$ et $K_L \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma$ en fonction de $x = q'^2/m_K^2$ pour deux facteurs de formes différents. . . . .	20
2.4	Saturation des photons produits par désintégration d'un méson pseudo-scalaire $P$ à l'aide de mésons vectoriels virtuels . . . . .	21
2.5	Physique à courte distance (a) et corrections radiatives de QCD (b,c) dans le processus $K_L \rightarrow \gamma\gamma$ . . . . .	22
2.6	Transition P-P (a) et V-V (b) contribuant à la physique de $K_L \rightarrow \gamma\gamma^* \rightarrow \gamma l^+l^-$ . . . . .	23
2.7	Rapport d'embranchement en fonction du paramètre $\alpha_K$ . . . . .	28
3.1	Schéma de profil de l'expérience NA48 . . . . .	30
3.2	Schéma en perspective du détecteur NA48 . . . . .	31
3.3	Le détecteur des protons pour l'identification $K_S/K_L$ . . . . .	35
3.4	La région de désintégration . . . . .	36
3.5	Un anti-compteur AKL . . . . .	37
3.6	Une chambre à dérive du spectromètre magnétique. . . . .	38
3.7	Résolution des ambiguïtés d'association dans les chambres à dérive. . . . .	39
3.8	Détail d'une chambre à dérive du spectromètre magnétique. . . . .	39
3.9	Géométrie des cellules de dérive, lignes de champ électrique et équipotentielles. . . . .	40
3.10	Schéma de l'hodoscope chargé . . . . .	41
3.11	Illustration de la condition $Q_x$ de l'hodoscope . . . . .	42
3.12	Cellule avec rubans du calorimètre électromagnétique à krypton liquide . . . . .	43
3.13	Perspective du calorimètre hadronique . . . . .	45
3.14	Les trois plans des compteurs à muons sont vus dans l'ordre 1,2,3 par les particules . . . . .	47

4.1	Schéma du système de déclenchement dans l'expérience NA48 . . . . .	52
4.2	L'arborescence du système de gestion en ligne des données de l'expérience NA48. . . . .	53
4.3	Schéma du système de déclenchement et d'acquisition de NA48 dans lequel on a placé les mémoires circulaires du spectromètre dans leur contexte. . . . .	55
4.4	Architecture du flot de données . . . . .	60
5.1	Schéma simplifié du cheminement interne des données dans le L2C. . . . .	63
5.2	La géométrie d'un événement de désintégration d'un K en une paire de pions chargés enregistrés dans le spectromètre. La mesure des impulsions des particules est obtenue à l'aide de leur déviation dans le champ de l'aimant. . . . .	66
5.3	Illustration de la mémoire associative UTable[] en relation avec la liste des coordonnées U[]. . . . .	68
5.4	Précisions sur les grandeurs mises en jeu pour définir les tailles des Tables U et V et les variables de l'algorithme XYUV. . . . .	69
5.5	Illustration de la combinatoire de toutes les paires de segments pour 3 points dans la première chambre et 3 points dans la deuxième. Il s'en dégage une classification générale de la combinatoire en BlocsNP. . . . .	73
5.6	La combinatoire des paires de segments entre des impacts de la 1ère et 2nde chambre peut être scindée sous forme d'une partition. Elle peut être représentée sous forme d'un tableau dont les cases sont des UBlocsNP. . . . .	75
5.7	Ordre temporel de parcours des BlocsNP sur un exemple d'arrivée des points depuis le constructeur des impacts de la chambre 1 (N) et 2 (P). . . . .	76
5.8	La recherche du point de désintégration, le vertex, se fait en minimisant la distance entre les deux segments dans un plan vertical. . . . .	77
5.9	Particule chargée dans un champ magnétique dipolaire idéal. Désintégration d'un Kaon neutre en deux pions chargés, défléchis par l'aimant. Précision des variables utilisées. . . . .	80
5.10	Combinatoire des impacts de la chambre 4. Seules les deux bandes horizontales B1 et B2 contiennent des impacts susceptibles d'être associés aux deux traces droites sélectionnées avant l'aimant. . . . .	83
6.1	L'arborescence du système de collection des données pour un plan de chambre à dérive . . . . .	87
6.2	Adressage de la mémoire circulaire qui contient les informations des fils touchés dans un plan de 256 fils d'une chambre à dérive de NA48. . . . .	88
6.3	Extraction de deux tranches temporelles successives des mémoires circulaires. . . . .	89
6.4	Données en entrée et en sortie des Cartes A&B . . . . .	90
6.5	Principe de l'algorithme de génération de coordonnées dans les Cartes A&B . . . . .	91
6.6	Les correspondances en temps et en unité de $dt$ dans les Look-Up-Tables de la Carte A&B	91
6.7	Illustration des situations de triplets ABA ou BAB dans une vue de chambre à dérive . . . . .	92
6.8	Illustration de l'arrivée en parallèle des événements dans le Distributeur d'Événement depuis les Cartes A&B. En sortie l'événement est sérialisé et ordonné pour être traité par un Processeur d'Événement. Plusieurs Processeurs d'Événement peuvent travailler en parallèle. . . . .	95

6.9	Schéma du Distributeur d'Événement qui sérialise les coordonnées produites en parallèle par les 12 Cartes A&B vers un Processeur d'Événement. Plusieurs événements peuvent être traités simultanément dans ce circuit pipeliné. . . . .	96
6.10	Schéma logique du système total utilisé lors des prises de données de 1995 et 1996, détaillant notamment le réseau d'interconnexion Ethernet entre la station de travail dphs23 et les contrôleurs de châssis VME : SBC0 pour la Massbox; SBC1, SBC2 et SBC3 pour les châssis comportant les Cartes A&B. . . . .	99
7.1	Interconnexion des huit DSP sur la carte OCTAL avec numéros des ports DSP utilisés. Les flèches désignent les liens avec les connecteurs d'entrées/sorties portés en face avant de la carte. Les processeurs de la carte QUAD correspondent à la moitié supérieure du cube. . . . .	102
7.2	Flux de données entre les tâches exécutées par les quatre processeurs (NORD, SUD, EST, OUEST) au sein d'un Processeur d'Événement. . . . .	106
7.3	Durée des étapes de traitement d'un événement. . . . .	108
7.4	Principe de la correction du temps par re-synchronisation des horloges . . . . .	112
7.5	Schéma logique du système multi-processeur utilisé dans la Massbox pour la reconstruction des événements. Chaque boule représente un processeur DSP C40. Il est interconnecté avec ses voisins par des ports de communication. Les câblages externes aux cartes sont portés en gras et leurs ports sont numérotés. . . . .	116
7.6	Câblage des modules VME présents dans le châssis Massbox - utilisé lors des prises de données en 1995 et 1996. . . . .	117
8.1	Masse invariante reconstruite en ligne dans un Processeur d'Événement, en faisceau $K_S$ , $K_L$ et $K_L + K_S$ . . . . .	119
8.2	Histogramme du temps de traitement des événements en provenance du détecteur dans un Processeur d'Événement. . . . .	120
8.3	Temps d'attente entre deux événements dans un Processeur d'Événement d'une ferme en comportant 4, et budget temporel disponible à leur évaluation. La limite maximale du budget est indiquée par les flèches. . . . .	121
10.1	Géométrie d'un module de calorimètre hadronique, et reconstruction de gerbes à partir de clusters dans ses quatre vues. . . . .	133
10.2	Distribution $E/p$ obtenue pour des particules chargées. $E$ est l'énergie reconstruite dans le module avant du HAC en calibrage électromagnétique. $p$ est l'impulsion mesurée par le spectromètre. . . . .	134
10.3	Toutes les configurations de gerbes résolues par le programme de reconstruction des gerbes dans le calorimètre hadronique. . . . .	135
10.4	La distance entre une gerbe $G$ et la trace $T$ la plus proche permet de classer les particules chargées en "candidats pions" et "muons", et de définir les gerbes des "candidats photons".	138
10.5	Position et largeur des gerbes reconstruites de "photons" et de "pions" (en bas à droite). La mauvaise résolution spatiale du HAC pour les gerbes électromagnétiques apparaît. . . . .	139
10.6	Distance entre l'extrapolation d'une trace positive dans le plan MUV2 des compteurs à muons et la latte verticale la plus proche. . . . .	140
10.7	Masse invariante $m_{\mu\mu\gamma}$ reconstruite pour des événements simulés avant et après correction.	143

11.1	Calibration électromagnétique et hadronique de la réponse en énergie du HAC $E'_l$ en fonction de l'énergie déposée dans les couches de scintillateurs $N'_l$ . . . . .	149
11.2	Comparaison entre l'énergie vraie $E_{sim}$ du photon d'un événement simulé $K_L \rightarrow \mu\mu\gamma$ et l'énergie reconstruite $E_{rec}$ pour cet événement. . . . .	150
11.3	Résolution du spectromètre combinée à la précision du programme de reconstruction, obtenue pour des désintégrations simulées de $K_{\mu 3}$ . . . . .	151
11.4	Avant correction du spectre des impulsions des kaon, on observe une incohérence <i>Données/Simulation</i> (ici pour des événements $K_{\mu 3}$ de la présélection, reconstruits avec les coupures de la sélection finale cf. 12.4 p.177). . . . .	152
11.5	Procédé employé pour corriger le spectre des impulsions de kaons à l'aide des désintégrations $K_{\mu 3}$ . . . . .	154
11.6	Le signal de violation de CP $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-$ . La distribution de gauche est obtenue avant la coupure A, celle de droite avant B mentionnées dans la liste des coupures. . . . .	156
11.7	Vérification de la cohérence <i>Données/Simulation</i> pour des événements $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-$ . . . . .	157
11.8	La masse reconstruite des deux photons et la masse reconstruite de $\pi^+\pi^-\gamma\gamma$ dans la sélection des $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ . . . . .	159
11.9	Vérification de la cohérence <i>Données/Simulation</i> pour des événements $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ . . . . .	160
11.10	Vérification de la cohérence <i>Données/Simulation</i> pour des événements $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ . . . . .	161
12.1	Illustration de coupures de sélection des $K_L \rightarrow \mu\mu\gamma$ . . . . .	165
12.2	Coupures finales de la sélection des $K_L \rightarrow \mu\mu\gamma$ . . . . .	166
12.3	Masse invariante corrigée $m_{COR}(\mu\mu\gamma)$ obtenue en fin de sélection (avant coupure 30). . . . .	167
12.4	Vérification de la cohérence <i>Données/Simulation</i> pour des événements $K_L \rightarrow \mu\mu\gamma$ . . . . .	169
12.5	Vérification de la cohérence <i>Données/Simulation</i> pour des événements $K_L \rightarrow \mu\mu\gamma$ . . . . .	170
12.6	Distribution de l'énergie des gerbes sélectionnées avec le déclenchement aléatoire <i>rnd</i> . . . . .	171
12.7	Distribution radiale et taille transversale des gerbes sélectionnées avec le déclenchement <i>rnd</i> sans traces reconstruites. . . . .	172
12.8	Distribution de $p_T^2$ en fonction de $m(\mu\mu\gamma)$ (à gauche) et $m_{COR}(\mu\mu\gamma)$ (à droite) pour les données (ligne du haut) et des bruits de fond simulés. . . . .	175
12.9	Distribution de $Rp_T^2$ en fonction de $m_{COR}(\mu\mu\gamma)$ (à gauche) et distribution de $m_{COR}(\mu\mu\gamma)$ (à droite) après coupure sur $Rp_T^2$ pour les données (ligne du haut) et des bruits de fond simulés. . . . .	176
12.10	Vérification de la cohérence <i>Données/Simulation</i> pour des événements $K_{\mu 3}$ . . . . .	180
12.11	Vérification de la cohérence <i>Données/Simulation</i> pour des événements $K_{\mu 3}$ . . . . .	181
12.12	Acceptances en fonction de $p_K$ et $z(V_K)$ pour la simulation des $K_L \rightarrow \mu\mu\gamma$ (haut) et $K_{\mu 3}$ (bas). . . . .	183
12.13	Nombre de données en fonction du numéro de <i>run</i> avant et après coupure de vérification des bits PMB (définie dans le texte) pour la sélection des $K_{\mu 3}$ et $\mu\mu\gamma$ . . . . .	185
12.14	Signal $K_L \rightarrow \mu\mu\gamma$ dans les prises de données acceptables pour la mesure ( $run \geq 422$ sans 458). . . . .	186
13.1	La masse invariant reconstruite des deux photons pour les candidats destinés à la mesure de l'efficacité $2\mu$ est compatible avec celle d'un $\pi^0$ . . . . .	190

13.2	Effet systématique d'un changement de coupure $cda$ sur les deux mesures de $E f f_{2\mu}$ présentées. A gauche les candidats $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ désintégrés. A droite les $K_{\mu 3}$ désintégrés. . . . .	192
13.3	Histogramme de la distribution temporelle de la période active du bit PMB $\mu\mu\gamma$ et région de sélection des événements(gauche). Pour ces événements, distribution du bit $minb$ (droite). . . . .	193
14.1	Illustration des coupures de sélection des événements $K_L \rightarrow \mu\mu ee$ . . . . .	203
14.2	Illustration des coupures de sélection des événements $K_L \rightarrow \mu\mu ee$ . . . . .	204
14.3	Masse invariante en fonction de $p_T^2$ pour $K_L \rightarrow \mu\mu ee$ . . . . .	205
14.4	Détermination de la coupure en énergie totale du HAC à appliquer. . . . .	206
14.5	Acceptances en fonction de $p_K$ et $z(V_K)$ pour la simulation de $K_L \rightarrow \mu\mu ee$ . . . . .	207
15.1	Déterminations expérimentales du paramètre $\alpha_K$ du modèle de Bergström et al. . . . .	210

# Liste des tableaux

2.1	Rapport de taux de désintégration calculés pour $K_L \rightarrow l^+l^-\gamma / K_L \rightarrow \gamma\gamma$ . . . . .	21
2.2	Prédictions du rapport d'embranchement pour $K_L \rightarrow l^+l^-\gamma$ . . . . .	21
2.3	Mesures du rapport d'embranchement du processus $K_L \rightarrow l^+l^-\gamma$ . . . . .	22
2.4	Facteurs de forme de différents processus . . . . .	25
2.5	Valeurs numériques des constantes de l'expression de $A_{K^*}(x)$ . . . . .	26
3.1	Caractéristiques des faisceaux simultanés de $K_L$ et de $K_S$ dans NA48. . . . .	33
4.1	Signaux d'entrée possibles du système de déclenchement de niveau 1 (L1TS). . . . .	56
4.2	Estimation des taux d'événements retenus par le L2TS. . . . .	59
6.1	Performances temporelles de l'algorithme réalisé à base de Xilinx. . . . .	93
7.1	Répartition de la combinatoire de calcul de vertex entre les processeurs SUD, EST et OUEST (nombre de combinaisons par processeur et par bloc $(n, p)$ ). . . . .	110
8.1	Performances du L2C en 1996 en fonction du faisceau ( $i$ désigne l'intensité nominale) et du taux d'entrée du L2C (en événements par burst, ajusté par la condition du pré-déclenchement L1). . . . .	122
11.1	Coupures employées pour sélectionner des désintégrations $K_{\mu 3}$ utilisées pour la correction du spectre d'impulsion des kaons. . . . .	153
11.2	Coupures employées pour sélectionner des désintégrations $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-$ utilisées pour vérifier la correction du spectre d'impulsion des kaons. . . . .	155
11.3	Coupures employées pour sélectionner des désintégrations $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ utilisées pour vérifier la correction du spectre d'impulsion des kaons. . . . .	158
12.1	Sélection des candidats $K_L \rightarrow \mu\mu\gamma$ avec efficacités des coupures permettant une comparaison données/simulation. Pour les nombres d'événements: 1M=10 <sup>6</sup> , 1k=10 <sup>3</sup> . . . . .	163
12.2	Limites des fenêtres de sélection des $K_L \rightarrow \mu\mu\gamma$ , comptage du nombre d'événements dans les 3 fenêtres, et évaluation du bruit de fond. Pour 40000 événements simulés, leur nombre $N_c^{SIM}$ dans la fenêtre centrale permet d'évaluer l'acceptance globale. . . . .	168
12.3	Nombre de candidats sélectionnés avec <i>rnd</i> (100% présélection). . . . .	171
12.4	Taux de réjection des coupures de sélection des $K_L \rightarrow \mu\mu\gamma$ pour les bruits de fond considérés. . . . .	174

12.5	Sélection des candidats de normalisation $K_L \rightarrow \pi\mu\nu$ avec efficacité des coupures et comparaison données/simulation. . . . .	178
12.6	Sélection des candidats $K_L \rightarrow \mu\mu\gamma$ dans les prises de données acceptables. . . . .	187
12.7	Sélection des candidats de normalisation $K_L \rightarrow \pi\mu\nu$ dans les prises de données acceptables. . . . .	188
13.1	Sélection des désintégrations $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0 \rightarrow \mu^+\nu\mu^-\bar{\nu}\gamma\gamma$ utilisées pour la mesure de l'efficacité de la condition de déclenchement $2\mu$ . . . . .	189
13.2	Sélection des désintégrations $K_L \rightarrow \pi\mu\nu \rightarrow \mu\nu\mu\nu$ pour la mesure de l'efficacité de la condition de déclenchement $2\mu$ . . . . .	191
13.3	Résumé des nombres qui interviennent dans le calcul du rapport d'embranchement de $K_L \rightarrow \mu\mu\gamma$ . . . . .	196
13.4	Variation des coupures de sélection des $K_{\mu 3}$ et influence sur le rapport d'embranchement: $\Delta Br = (Br_{nouv.} - Br_{anc.})/Br_{anc.}$ . . . . .	198
13.5	Variation des coupures de sélection des $K_L \rightarrow \mu\mu\gamma$ et influence sur le rapport d'embranchement. . . . .	199
13.6	Variation de la définition de la fenêtre de masse pour la sélection des $K_L \rightarrow \mu\mu\gamma$ . Influence sur le rapport d'embranchement. . . . .	199
13.7	Détermination de $\alpha_K$ en fonction du modèle et des constantes utilisées. . . . .	200
14.1	Sélection des candidats $K_L \rightarrow \mu^+\mu^-e^+e^-$ . . . . .	202
14.2	Résumé des nombres qui interviennent dans le calcul du rapport d'embranchement de $K_L \rightarrow \mu\mu ee$ . L'erreur sur $Br(K_L \rightarrow \mu\mu\gamma)$ comporte les erreurs statistique et systématique de [38] ajoutées quadratiquement. . . . .	208

# Bibliographie

- [1] G.D. Rochester, C.C. Butler *Evidence for the Existence of New Unstable Elementary Particles* Nature 160 (1947) p.855
- [2] Particle Data Group *Review of Particle Physics* Phys. Rev. D 54, Part I (1996)
- [3] V.F. Weisskopf und E.P. Wigner Z. Phys. 63 (1930) p.54
- [4] J. Christenson, J.W. Cronin, V.L. Fitch and R. Turlay, *Evidence for the  $2\pi$  Decay of the  $K_2^0$  Meson* Phys. Rev. Lett. 13 (1964) p.138
- [5] B. Winstein and L. Wolfenstein *The search for direct CP violation* Rev. Mod. Phys. 65 (1993) p.1113
- [6] P. Debu et B. Peyaud *Recherches expérimentales de la violation des symétries CP et CPT dans le système des kaons neutres* École de Gif sur Yvette (1994)
- [7] K. Kleinknecht *CP violation and K decays* Ann. Rev. Nucl. Sci. 26 (1976) p.1
- [8] L.K. Gibbons *A precise measurement of  $\text{Re}(\epsilon'/\epsilon)$  and other kaon decay parameters* Ph.D. thesis, Univ. of Chicago (1993), Phys. Rev. Lett. 70 (1993) p.1199 and p.1203
- [9] J.L. Rosner *Present and future aspects of CP violation* proceedings Swieca Summer School, Rio de Janeiro, Brazil (1995), hep-ph/9506364
- [10] CERN *Laboratoire Européen pour la Physique des Particules* CH-1211 Genève 23, <http://www.cern.ch>
- [11] FNAL *Fermi National Accelerator Laboratory* P.O.Box 500, Batavia, IL 60510, USA. <http://www.fnal.gov>
- [12] G.D. Barr et al. *A new measurement of direct CP-violation in the neutral kaon system* Phys. Lett. B 317 (1993) p.233
- [13] G. Barr et al. *Proposal for a Precision Measurement of  $\epsilon'/\epsilon$  in CP violating  $K_L \rightarrow \pi\pi$  decays* CERN/SPSC/90-22 SPSC/P253, 20/7/90, <http://www.cern.ch/NA48>
- [14] KTeV, FNAL E832 *Kaons at the Tevatron* Design Report FN-580 (1992), <http://fnphx-www.fnal.gov/experiments/ktev/ktev.html>
- [15] L. Wolfenstein *Violation of CP invariance and the possibility of very weak interactions* Phys. Rev. Lett. 13 (1964) p.562
- [16] Y. Nir and H.R. Quinn *CP violation in B physics* Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. 42 (1992) p.221
- [17] L. Reina  *$\epsilon'/\epsilon$  theoretical results and updated phenomenological analysis* Nucl. Phys. B 37A (1994) p.51

- [18] G.D'Ambrosio and G. Isidori *CP violation in K decays* to appear in Int. Journ. Mod. Phys. A, hep-ph/9611284
- [19] BNL *Brookhaven National Laboratory* P.O.Box 5000, Upton, NY 11973, USA. <http://www.bnl.gov>
- [20] KEK *High Energy Accelerator Research Organisation* 1-1 Oho, Tsukuba, Ibaraki 305 Japan. <http://www.kek.jp>
- [21] J.L. Ritchie and S.G. Wojcicki *Rare K decays* Rev. Mod. Phys. 65 (1993) p.1149
- [22] L. Littenberg and G. Valencia *Rare and Radiative Kaon Decays* Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. 43 (1993) p.729, hep-ph/9303225
- [23] G. Altarelli *The standard model and beyond* série de Séminaires, DAPNIA, CEA/Saclay, 6/97
- [24] A.J. Buras *Theoretical Review of K-Physics* proceeding Workshop on K-Physics, Orsay, France (1996), hep-ph/9609324
- [25] G. Buchalla *CP Violation in K Decays and Rare Decays* proceeding Workshop on Heavy Quarks at Fixed Target, St. Goar, Germany (1996), hep-ph/9612307
- [26] K.E. Ohl et al. *Improved Experimental Limit on  $K_L \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$*  Phys. Rev. Lett. 64 (1990) p.2755
- [27] T. Akagi et al. *Measurement of the Branching Ratio of the Decay  $K_L \rightarrow \mu\mu$*  Phys. Rev. Lett. 67 (1991) p.2618
- [28] A.P. Heinson et al. *Measurement of the Branching Ratio of the Rare Decay  $K_L \rightarrow \mu\mu$*  Phys. Rev. D 51 (1995) p.985
- [29] T. Miyazaki *Meson  $\rightarrow \gamma l^+ l^-$  Decay as a Test of a  $K_L \rightarrow \mu^+ \mu^-$  Puzzle* Lett. al Nuovo Cimento 3 (1972) p.294
- [30] H. Rohrer *Messung der Rate des  $K_L \rightarrow ee\gamma$  Dalitzzerfalls und erste Beobachtung eines Formfaktors* Doktorarbeit, Uni-Mainz (1992)
- [31] N.N. Kroll and W. Wada *Internal Pair Production associated with the Emission of High-Energy Gamma Rays* Phys. Rev. 98 (1955) p.1355
- [32] L.G. Landsberg *Electromagnetic Decays of Light Mesons* Phys. Rep. 128 (1985) p.301
- [33] L.M. Sehgal *Structure effects in the Decays  $K_{L,S} \rightarrow \gamma l^+ l^-$*  Phys. Rev. D 7 (1973) p.3303
- [34] G.D. Barr et al. *Measurement of the Rate and Form Factor of the Decay  $K_L \rightarrow ee\gamma$*  Phys. Lett. B 240 (1990) p.283
- [35] K.E. Ohl et al. *Measurement of the Branching ratio and Form Factor of the Decay  $K_L \rightarrow ee\gamma$*  Phys. Rev. Lett. 65 (1990) p.1407
- [36] K. Kleinknecht *Results on rare decays of neutral kaons from NA31* Second Int. Workshop on Heavy Quarks, October 1994, Univ. of Virginia, USA. preprint Mainz MZ-ETAP/95-1
- [37] A.S. Carroll et al. *Observation of the Dalitz Decay Modes of  $K_L$*  Phys. Rev. Lett. 44 (1980) p.525
- [38] M.B. Spencer et al. *Measurement of the Branching Ratio and Form Factor of  $K_L \rightarrow \mu\mu\gamma$*  Phys. Rev. Lett. 74 (1995) p.3323

- [39] M.B. Spencer *A Measurement of the Muonic Dalitz Decay of the Neutral Kaon* Ph.D. thesis, Univ. of California, Los Angeles (1995)
- [40] M.K. Gaillard and B.W. Lee *Rare decay modes of the K mesons in gauge theories* Phys. Rev. D 10 (1974) p.897
- [41] I. Ma and A. Pramudita  *$K_L \rightarrow \gamma\gamma$ : Theory and phenomenology* Phys. Rev. D 24 (1981) p.2476
- [42] L. Bergström, E. Massó and P. Singer *Testing the origin of the  $\Delta I = 1/2$  rule through  $K_L$  Dalitz decays* Phys. Lett. B 131 (1983) p.229
- [43] L. Bergström, E. Massó and P. Singer *Radiative and muonic decays of  $K_L$*  Phys. Lett. B 249 (1990) p.141
- [44] R.F. Sarraga and H.J. Munczek *Weak-electromagnetic K-meson decays* Phys. Rev. D 4 (1971) p.2884
- [45] J.J. Sakurai *Vector-Meson Dominance and Current Algebra in the Parity-Violating Nonleptonic Decays of K Mesons and Hyperons* Phys. Rev. 156 (1967) p.1508
- [46] M.A. Shifman, A.I. Vainstein, V.I. Zakharov *Asymptotic Freedom, light Quarks and the Origin of the  $\Delta I = 1/2$  Rule in the non-leptonic Decays of strange Particles* Nucl. Phys. B 120 (1977) p.316
- [47] S.P. Møller et al. *High efficiency bending of 450 GeV protons using channelling* Phys. Lett. B 256 (1991) p.91
- [48] P. Grafström et al. *A Proton Tagging Detector for the NA48 Experiment* Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A 344 (1994) p.487
- [49] D. Béderède, J. B. Chèze, M. De Beer, P. Debu, D. Durand, S. Edard, L. Gosset, J. Heitzmann, F. Louis, E. Mazzucato, A. Migliori, B. Peyaud, S. Schanne, O. Steinkamp, G. Tarte, R. Turlay, B. Vallage *High resolution drift chambers for the NA48 experiment at CERN* Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A 367 (1995) p.88
- [50] V. Fanti et al. *The NA48 Charged Hodoscope* internal NA48 note 94-37
- [51] NA48 Collaboration (*LKr Calorimeter*) Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A 316 (1992) p.1, Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A 323 (1992) p.392, Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A 360 (1995) p.224, Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A 367 (1995) p.263, Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A 370 (1996) p.413
- [52] V. Fanti et al. *Performance of an electromagnetic liquid krypton calorimeter* Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A 344 (1994) p.507
- [53] G. Dietrich *Aufbau, Kalibration und Test des Hadronkalorimeters für NA31* Doktorarbeit, Uni-Mainz (1986)
- [54] R. DeWolf et al. *Description of the Mu-Veto Counters* internal NA48 note 94-01
- [55] Jeitler et al. *Clock Control and Signal Distribution Systems* internal NA48 note 95-14
- [56] E. Menichetti et al. *A Trigger Supervisor for NA48* internal NA48 note 92-06, 28/06/92
- [57] I. Augustin et al. *Readout of Wire Chambers in NA48* internal NA48 note 94-33

- [58] M. Calvetti et al. *The charged pretrigger, a preliminary study* internal NA48 note 95-01
- [59] A. Migliori *Monte Carlo Studies of Charged Trigger Rates* internal NA48 note, 01/02/94
- [60] P. Maas *The Level 1 Trigger Supervisor* internal NA48 note, 16/03/94
- [61] P. Debu, A. Migliori et M. Mur *Status of the Level 1 Trigger and related topics* internal NA48 memorandum, 15/06/93
- [62] A. Lai et al. *Pipeline Memory Boards specs.* internal NA48 note 95-05
- [63] J.P. Matheys et al. *NA48 data-flow Description* internal NA48 note 95-19
- [64] S. Luitz *Messung der CP-verletzenden Amplitude  $|\eta_{+-}|$  des  $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-$ -Zerfalls mit dem NA48-Detektor* Doktorarbeit, Uni-Mainz (1996)
- [65] S. Anvar et al. *The NA48 Level 2 Charged Trigger and Data Flow* internal NA48 note, 16/02/94
- [66] P. Debu *Functions of the A & B Coordinate Builder* internal NA48 note, 12/10/94
- [67] H. Le Provost, M. Mur et G. Tarte *Carte A & B: sous-ensembles et fonctions* internal NA48 note, 19/09/94
- [68] S. Schanne *Documentation for the Simulation programs of the AB-Coordinate Builder* internal NA48 note, 20/01/95
- [69] H. Le Provost, M. Mur *Distributeur d'Événement: sous-ensembles et fonctions* internal NA48 note, 1996
- [70] F. Louis *Carte MISC, Interface pour la Carte de Service C40* internal NA48 note, 1996
- [71] O. Steinkamp *Communication privée* 1995
- [72] P. Debu *Communication privée* 1997
- [73] P. Debu, P. Hristov *Mass-Box studies* internal NA48 note 96-06
- [74] R. Wilhelm *Hadron Calorimeter Reconstruction* internal NA48 note 96-22, 12/96
- [75] J.B. Cheze *Drift Chamber Reconstruction, User's Guide* internal NA48 note, 12/96
- [76] D. Luers et al.  $K_2^0$  Decays Phys. Rev. 133 (1964) p. B 1276
- [77] J. Shiers et al. *CERNLIB* CERN, CN Division, CH-1211 Geneva 23
- [78] M. Goossens et al. *GEANT* CERN, CN Division, CH-1211 Geneva 23
- [79] H.W. Atherton et al. *Precise measurements of particle production by 400 GeV/c protons on beryllium targets* CERN/80-07 Yellow Report, 22/08/80
- [80] P. Hristov *Communication privée* 1997
- [81] T. Miyazaki and E. Takasugi *Internal Conversion of Pseudoscalar Mesons into Lepton Pairs* Phys. Rev. D 8 (1973) p.2051
- [82] M. Goossens et al. *MINUIT* CERN, CN Division, CH-1211 Geneva 23
- [83] R. Moore *NA48 Detector Efficiency Working Group*, 22/05/96

- [84] M.Ya. Balats et al. *Search for decays of  $K^0$  mesons into two charged particles and an electron pair* Sov. J. Nucl. Phys. 38 (1983) p.556
- [85] P. Gu et al. *First Evidence for the Decay  $K_L \rightarrow e^+e^-\mu^+\mu^-$*  Phys. Rev. Lett. 76 (1996) p.4312
- [86] G. Donaldson et al. *Experimental study of  $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$  and other rare decay modes* Phys. Rev. D 14 (1976) p.2839