

UNIVERSITÉ DE PARIS-SUD
U.F.R. SCIENTIFIQUE D'ORSAY

THÈSE

présentée pour obtenir

Le **GRADE de DOCTEUR EN SCIENCES**
DE L'UNIVERSITÉ PARIS-XI ORSAY

par

Andrea Formica

Sujet :

**Mise en Evidence de la Violation Directe de \mathcal{CP} par
l'Expérience NA48**

Soutenue le 2 Octobre 2001 devant la commission d'examen :

MM.	Stefano	BERTOLINI	
	Pascal	DEBU	
	Alain	FALVARD	rapporteur
	Daniel	FOURNIER	rapporteur
	Italo	MANNELLI	
	Bertrand	VALLAGE	directeur de thèse

Introduction

Importance des symétries discrètes. L'étude des symétries est un aspect fondamental de la physique des particules, en ce sens que la nature des particules et de leurs interactions découlent des symétries que la théorie adoptée respecte. Les symétries en physique peuvent être *continues* ou *discrètes*, et sont strictement liées aux types de transformation qu'on peut apporter au système que l'on veut décrire. En théorie des groupes, la notion de symétrie est donc liée aux quantités conservées par le système physique: ainsi la conservation de l'énergie, du moment angulaire et de l'impulsion, sont issues de l'invariance de notre description avec des transformations continues comme la translation temporelle, les rotations dans l'espace, et la translation spatiale. De la même manière, trois transformations discrètes jouent un rôle particulier en théorie quantique des champs; on les définit par leur propriétés de transformation des fonctions d'onde $\psi(\vec{p}, \vec{s})$, d'impulsion \vec{p} et spin \vec{s} définis.

- la parité \mathcal{P} , qui est le renversement des coordonnées d'espace :

$$\mathcal{P}\psi(\vec{p}, \vec{s}) \rightarrow \phi_P\psi(-\vec{p}, \vec{s}) \quad (1)$$

- la conjugaison de charge \mathcal{C} , qui renverse le signe de toutes les charges d'une particule :

$$\mathcal{C}\psi(\vec{p}, \vec{s}) \rightarrow \phi_C\bar{\psi}(\vec{p}, \vec{s}) \quad (2)$$

- le renversement du temps \mathcal{T} , qui renverse la coordonnée temporelle, inversant ainsi l'impulsion et le moment cinétique :

$$\mathcal{T}\psi(\vec{p}, \vec{s}) \rightarrow \phi_T\psi^*(-\vec{p}, -\vec{s}) \quad (3)$$

Ces trois symétries furent considérées d'abord comme les symétries fondamentales des théories: pour chaque processus physique "existant", on pourrait obtenir un "processus possible" en appliquant l'un (ou une combinaison) des trois opérateurs définis dans les formules 1, 2 et 3, c'est-à-dire en renversant les coordonnées de l'espace, ou en changeant particules avec anti-particules, ou en considérant le processus renversé dans le temps.

D'autre part, le théorème \mathcal{CPT} élaboré en 1954 par Lüders et Pauli impose à toute théorie quantique des champs locale d'être invariante sous l'application successive de trois transformations \mathcal{C} , \mathcal{P} et \mathcal{T} . Aucune évidence de non-conservation de la symétrie \mathcal{CPT} n'a été observée à ce jour.

Les découvertes des années 1950-60. En 1957, la découverte par madame Wu de la violation maximale de la parité \mathcal{P} , dans les interactions faibles, suggérée par Lee et Yang en 1956

comme la solution possible du paradoxe " $\theta - \tau$ ", bouleverse une première fois le panorama de la physique. Très rapidement, on s'aperçoit que cette violation de \mathcal{P} est accompagnée par une violation similaire de l'opérateur \mathcal{C} , toujours dans les interactions faibles. Le produit \mathcal{CP} semble heureusement sauver les désirs des physiciens : les interactions faibles violent \mathcal{C} et \mathcal{P} séparément, mais conservent leur produit \mathcal{CP} . Ceci permet de résoudre le puzzle $\theta^+ - \tau^+$: il s'agit en effet de la même particule, le K^+ (de parité intrinsèque -1), qui peut se désintégrer en $\pi^0\pi^+$ avec violation de \mathcal{P} .

De la révolution de 1964 aux recherches actuelles. Le panorama est encore une fois bouleversé en 1964, lorsque quatre physiciens observent à Brookhaven un léger effet de violation de \mathcal{CP} dans les désintégrations des kaons neutres de longue durée de vie. Les implications d'une telle découverte pour le Modèle Standard (MS) encore trop jeune n'étaient pas immédiates. Ainsi, un autre modèle très élégant proposé par Wolfenstein dans la même année expliquait cette violation de \mathcal{CP} par la présence d'une deuxième force électrofaible, beaucoup plus petite que celle connue (modèle *super-faible*). L'importance de la violation de \mathcal{CP} est d'autre part soulignée par Sakharov, qui remarque, dans un article écrit en 1967, que l'existence de cette violation est l'un des critères indispensables pour expliquer l'asymétrie matière anti-matière dans l'univers.

Il faudra attendre les années '70 pour accommoder la violation de \mathcal{CP} au sein du Modèle Standard. C'est à ce moment là que Kobayashi et Maskawa proposent un modèle basé sur trois familles de quarks : dans ce contexte, la violation de \mathcal{CP} a une explication très naturelle, qui dépend d'une phase non nulle dans la matrice de mélange des quarks. La recherche de la violation de \mathcal{CP} s'est alors concentrée sur la différenciation des deux modèles, modèle standard ou *super-faible*, possible dans le système des kaons neutres qui est resté jusqu'à très récemment le laboratoire privilégié et unique pour cette recherche. À l'inverse de l'interaction *super-faible*, le modèle standard autorise une violation *directe* de \mathcal{CP} paramétrisée, dans le système des kaons neutres, par $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$. La mesure d'une valeur non-nulle de ce paramètre est donc importante d'une part pour invalider le modèle *super-faible* (qui prédit $Re(\varepsilon'/\varepsilon) = 0$), et d'autre part pour mettre à l'épreuve le modèle standard, si l'amplitude de la violation *directe* de \mathcal{CP} trouvée n'est pas compatible avec ses prévisions théoriques.

Pendant les années '80, les résultats des expériences qui avaient été construites dans le but de mesurer ce paramètre, ne permettaient pas de conclure sur l'existence d'une violation *directe*, à cause de l'incertitude trop élevée ($\sim 7 \times 10^{-4}$) et d'un accord marginal entre différentes expériences. L'expérience NA48 du CERN a donc été conçue (de la même manière que KTeV à Fermilab, et KLOE à Frascati) dans les années '90, pour atteindre une précision finale accrue ($\sim 2 \times 10^{-4}$). Dans les mêmes années, l'intérêt pour la violation de \mathcal{CP} s'est étendu au système des mésons neutres B : les expériences Babar (SLAC) et Belle (KEK) mesurent un paramètre "équivalent" à $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$, pour lequel le modèle standard prédit une valeur non-nulle en présence de violation de \mathcal{CP} . L'effort massif que ce sujet de recherche a stimulé au niveau de la communauté de physique de hautes énergies, montre son importance pour la compréhension du modèle standard, et éventuellement la mise en évidence de nouvelle physique.

La mesure de $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$ par NA48. Le sujet de cette thèse est la mesure du paramètre de violation directe de \mathcal{CP} avec une précision proche de 2×10^{-4} auprès de l'expérience NA48. Cette mesure se traduira en fait par une première mise en évidence de façon inambigüe du phénomène de violation *directe* de \mathcal{CP} , à la fois par notre expérience et par l'expérience concurrente KTeV.

J'ai entamé mon activité de recherche au sein de la collaboration NA48 à l'issue de mon cursus universitaire en Italie, dans le groupe de l'INFN de Ferrara.

Sous la direction de M. Savrié et M. Martini j'ai contribué à la construction des électrodes du calorimètre à krypton liquide destiné à la mesure des produits de désintégration (γ s issus de π^0) des kaons neutres dans les modes "neutres", ainsi qu'aux tests de l'électronique prévue pour la lecture de ce détecteur. Dans le groupe du CERN, avec l'aide de A.Norton, A.Ceccucci et H.Wahl, j'ai contribué à la mise au point de la procédure de calibration de cette électronique, qui a un grand impact sur la mesure de $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$.

J'ai rejoint le groupe du DAPNIA/SPP de Saclay en 1998, pour un stage d'une année, qui s'est prolongé par un contrat de thèse. Pour changer de "mode", je me suis penché dès le début sur les aspects concernant le système de déclenchement des événements du mode "chargé" $K \rightarrow \pi^+\pi^-$. Ce système effectue la reconstruction en temps réel des événements, en utilisant l'information provenant des chambres à fils (le spectromètre magnétique de NA48). En particulier, j'ai analysé les sources d'inefficacités à l'aide d'un programme de simulation que j'ai développé avec M.Debeer et B.Vallage. Pendant la prise des données en 1998 j'étais parmi les responsables du déclenchement, et j'ai collaboré, avec le groupe du DAPNIA/SEI, à l'installation de la nouvelle ferme de PC utilisée pour la reconstruction en ligne des événements. Mon rôle était d'optimiser l'algorithme de déclenchement, pour en améliorer l'efficacité. Du côté de l'analyse, j'ai assumé la tâche de mesurer l'efficacité du système de déclenchement chargé pour les lots expérimentaux des prises de données de 1998 et ensuite 1999. Cette mesure est essentielle pour l'extraction de $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$, si l'on considère que l'incertitude associée à l'efficacité de déclenchement était l'une des plus importantes contributions à l'incertitude systématique du résultat obtenu à partir des premières données de 1997. Grâce aux compétences acquises sur le fonctionnement des différents éléments constitutifs du déclencheur, j'ai pu étudier les causes d'inefficacités en "rejouant" le code de l'algorithme de déclenchement sur les données brutes des chambres. Ceci, conjugué aux améliorations dans les performances des processeurs de la ferme de PC, a amené à la forme actuelle de l'algorithme de déclenchement, qui est très peu sensible à la présence de coups accidentels dans le spectromètre. Les connaissances acquises dans le traitement des données brutes des chambres m'ont d'ailleurs permis de contribuer dès le début de la prise des données de 1998 à l'identification de certaines erreurs du système d'acquisition. Le travail très technique de classification de ces problèmes a permis d'améliorer considérablement la qualité des échantillons 1998 et 1999 de manière propre. J'ai continué à partager les responsabilités du déclenchement avec B.Vallage jusqu'à la fin de la prise des données de 99. C'est à ce moment là que j'ai pu me consacrer à l'extraction du paramètre $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$.

Je tiens à préciser que le travail décrit dans cette thèse est avant tout le fruit d'une collaboration, et suppose la compréhension des contributions des autres. Pour mieux connaître les aspects de l'analyse, j'ai décidé d'élaborer un programme personnel de mesure, où j'ai implémenté la plupart des corrections qui sont indispensables au résultat final. Ce code se compose essentiellement de deux parties :

- La première consiste dans la sélection des événements, et a été développée avec Raphaël Granier de Cassagnac pour le filtrage des données, et Frederic Derue en ce qui concerne l'analyse des données simulées par MonteCarlo à partir desquelles on mesure l'acceptance du détecteur; le chapitre 4 décrit en détail cette sélection, et contient aussi les études relatives à l'échelle d'énergie en mode chargé que j'ai menées en profitant de l'expertise du groupe du SPP en ce qui concerne la reconstruction des $\pi^+\pi^-$.
- La deuxième partie consiste dans la mesure de $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$ et des corrections qui doivent être appliquées aux données brutes. Cette partie est le fruit d'un travail personnel, pour lequel m'a été indispensable la communication avec les autres membres de la collaboration impliqués dans l'extraction de $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$, en particulier Guillaume Unal, Lydia Fayard et

Giacomo Graziani.

J'ai pu de cette manière apporter ma pierre au sein du groupe de travail chargé de déterminer $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$, et mon résultat personnel que je présente au chapitre 6 de cette thèse, a aussi été pris en compte dans le résultat final de NA48. Un chapitre à part (le 5) est dédié à l'analyse des efficacités de toutes les composantes du déclenchement chargé. Le travail de compréhension des sources d'inefficacité a été ma contribution la plus importante donnée au sein de l'analyse officielle. À ce propos, les discussions avec les autres experts du système (GianMaria Collazuol, Roberta Arcidiacono, Ivan Mikulec et Bertrand Vallage) ont été riches d'intérêt et déterminantes dans la résolution des problèmes rencontrés.

Les premiers chapitres ont été écrits dans le but de préciser le cadre théorique (chapitre 1) et expérimental (chapitre 2) de la violation de \mathcal{CP} jusqu'à ce jour. J'ai profité dans ce cas des compétences "historiques" du groupe du SPP, dont certains des membres ont participé activement à la première expérience de Fermilab (E731), et connaissent très bien la méthode d'analyse utilisée par cette collaboration. J'ai voulu dédier quelques pages à l'exposition des avantages et inconvénients de chaque méthode, pour pouvoir mieux apprécier les subtilités et les difficultés qui affectent la mesure de $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$. Le dernier chapitre brosse un tableau de la nouvelle situation expérimentale et la met en regard des prédictions théoriques

J'espère avoir réussi à donner une vision d'ensemble qui puisse être utile à la réflexion sur la violation de \mathcal{CP} , qui s'est enrichie durant l'année 2001 de plusieurs "évidences expérimentales", provenant avant tout de la physique des kaons neutres mais aussi, pour la première fois, de celle des mésons B .

Table des matières

Table des matières	1
1 La violation de \mathcal{CP}.	1
1.1 Le système des kaons neutres	1
1.1.1 Formalisme général	2
1.1.2 Les oscillations des kaons neutres	5
1.2 La violation de \mathcal{CP}	6
1.2.1 Les désintégrations des kaons neutres	7
1.2.2 La découverte en 1964 et les modèles de violation de \mathcal{CP}	10
1.2.3 Violation directe et indirecte	10
1.3 La violation de \mathcal{CP} dans le modèle standard	14
1.3.1 Introduction au Modèle Standard	14
1.3.2 Propriétés de V_{CKM}	16
1.3.3 Le calcul théorique des paramètres ε et ε'/ε	21
1.4 Aperçu du système des mésons B	25
1.4.1 La mesure de $\sin 2\beta$ dans $B_d \rightarrow J/\psi K_S$:	28
1.5 Le problème de la violation de \mathcal{CP} dans la QCD	28
2 Les expériences pour la mesure de ε'/ε.	29
2.1 La situation expérimentale avant 1985	29
2.2 Les expériences de deuxième génération	30
2.2.1 La violation directe et le double rapport: principes généraux	31
2.2.2 E731	33
2.2.3 NA31	35
2.3 Les expériences de troisième génération: KTeV et NA48	37
2.3.1 L'expérience KTeV (E832) à Fermilab	37
2.3.2 La méthode de NA48	42
2.3.3 La mesure de violation directe par KLOE	44
3 L'expérience NA48 au CERN	47
3.1 Les faisceaux K_L et K_S	47
3.2 Le système d'étiquetage des faisceaux [1]	50
3.3 L'anti-compteur de K_S (AKS)	51
3.4 L'anti-compteur de K_L (AKL)	52
3.5 Les détecteurs pour le mode $K \rightarrow \pi^+\pi^-$	53
3.5.1 Le spectromètre magnétique	53
3.5.2 L'hodoscope chargé	57
3.5.3 Le calorimètre hadronique	58
3.5.4 Les compteurs à muons	58
3.6 Les détecteurs pour le mode $K \rightarrow \pi^0\pi^0$	59

3.6.1	Le calorimètre électromagnétique (LKr)	59
3.6.2	L'hodoscope pour les désintégrations neutres:	64
3.7	Le système d'acquisition (DAQ) de NA48	64
3.8	Le système de lecture primaire de NA48	65
3.9	Le système de déclenchement de NA48	67
3.9.1	Le déclencheur chargé	67
3.9.2	Le déclencheur neutre (L2N)	74
3.9.3	Le superviseur de niveau 2 (L2TS)	75
3.10	La statistique de NA48 et les différences expérimentales entre 97 et l'ensemble 98-99	77
4	La sélection des événements dans NA48	79
4.1	L'étiquetage des K_S et des K_L	79
4.2	L'identification des événements chargés	82
4.2.1	Reconstruction du vertex	82
4.2.2	Les variables cinématiques pour le bruit de fond	83
4.2.3	L'identification des électrons	87
4.2.4	L'identification des muons	89
4.2.5	Le barycentre énergétique des $\pi^+\pi^-$	89
4.2.6	Minimisation des systématiques pour les coupures $\pi^+\pi^-$	89
4.2.7	Minimisation des effets dus aux accidentelles en $\pi^+\pi^-$	90
4.2.8	Résumé des critères pour la sélection chargée	91
4.3	L'identification des événements neutres	91
4.3.1	Reconstruction du vertex $\pi^0\pi^0$	92
4.3.2	Les variables cinématiques pour le bruit de fond	94
4.3.3	Le barycentre énergétique pour les $\pi^0\pi^0$	96
4.3.4	Minimisation des effets d'accidentelles en $\pi^0\pi^0$	96
4.3.5	Résumé des critères pour la sélection neutre	96
4.4	Le choix de la région fiducielle	96
4.5	L'échelle en énergie	102
4.5.1	L'échelle d'énergie en mode neutre	102
4.5.2	L'échelle d'énergie en mode chargé	105
4.5.3	Les méthodes pour fixer l'échelle d'énergie	108
4.5.4	La prise des données η	111
4.6	Les sélections communes aux $\pi^+\pi^-$ et aux $\pi^0\pi^0$	114
4.6.1	Les temps morts	114
4.6.2	Les "overflows"	114
4.6.3	Contrôle de la qualité des données	115
4.7	Les conditions d'intensité des faisceaux	115
4.8	Conclusions	117
5	Les inefficacités dans le système de déclenchement en mode chargé	121
5.1	Le temps mort du système de déclenchement en mode chargé	121
5.2	Les temps mort du système d'acquisition des chambres: les <i>overflows</i>	125
5.3	Mesure d'efficacité pour le déclencheur en mode chargé	131
5.3.1	Mesure de l'efficacité de la MassBox: ε^{MBX}	134
5.3.2	Mesure de l'efficacité du signal Q_X : ε_{QX}	149
5.3.3	Mesure de l'efficacité du signal E_{tot} : ε_{ETOT}	151
5.3.4	Mesure de l'efficacité du signal $Dchm$: ε_{DCHM}	154
5.4	Conclusions	155

6	Le résultat final : corrections et effets systématiques	157
6.1	Corrections d'étiquetage	157
6.1.1	La correction sur R	158
6.1.2	Mesures de $\Delta\alpha_{SL}$	160
6.1.3	Mesures de $\Delta\alpha_{LS}$	161
6.2	Le bruit de fond en $\pi^+\pi^-$	164
6.2.1	La soustraction des bruits de fond K_{e3} et $K_{\mu3}$	164
6.2.2	Stabilité du résultat et correction sur R	167
6.3	Les événements à grand $p'_\perp : N_{hpt}$	168
6.4	Le bruit de fond en $\pi^0\pi^0$	170
6.5	L'acceptance du détecteur	174
6.6	Efficacités et échelle en énergie	181
6.6.1	Efficacité du système de déclenchement neutre : ε_{NUT}	181
6.6.2	Efficacités ε_{MBX} et ε_{ETOT}	181
6.6.3	Échelle en énergie	182
6.6.4	Efficacité de l'AKS	184
6.6.5	Efficacité de reconstruction	184
6.7	L'activité accidentelle	185
6.7.1	Méthode de superposition : les <i>overlays</i>	186
6.8	Le résultat et les contrôles systématiques	188
6.8.1	Variations du double rapport avec la coupure en temps de l' <i>overflow</i>	189
6.9	Conclusions	193
7	Discussions des résultats et conclusions	197
7.1	Les résultats de NA48 et KTeV	197
7.1.1	L'impact de $(\varepsilon'/\varepsilon)_{exp}$ sur les calculs théoriques	198
7.2	Les résultats sur la violation de \mathcal{CP} dans le système des mésons B	202
7.3	Conclusions et perspectives	203
	Bibliographie	205

Chapitre 1

La violation de \mathcal{CP} .

Rappel historique. Dans les années qui vont de 1943 à 1959, le panorama de la physique est marqué par plusieurs expériences, qui conduisent à la découverte des particules aujourd'hui appelées kaons et lambda, mais dont la dénomination de l'époque était beaucoup plus variée ($\tau, \theta, \kappa, V, \chi$). Lors de la conférence de 1953 à Bagnères-de-Bigorre (France), le point a été fait sur les résultats obtenus jusqu'alors par la physique des rayons cosmiques. À partir de ce moment, les efforts expérimentaux et théoriques pour la compréhension des désintégrations de ces particules "étranges" se sont multipliés rapidement, intégrant la solution donnée par Gell-Mann [2] et parallèlement par Nakano et Nishijima [3] qui avaient introduit un nouveau nombre quantique additif, appelé *étrangeté*, conservé par les interactions fortes mais violé par les interactions faibles, justifiant ainsi les temps de désintégration observés, qui étaient $\sim 10^{13}$ plus lents que les temps typiques des interactions fortes ($\sim 10^{-23}$ s). Dans les années qui suivent, d'importantes découvertes modifient radicalement les connaissances sur les particules étranges :

- en 1955 Gell-Mann et Pais [4], faisant l'hypothèse de l'invariance par conjugaison de charge (et parité), prédisent l'existence du méson étrange neutre K^0 et de son anti-particule \overline{K}^0 , à partir de l'observation de deux états avec des temps de vie très différents ;
- dans les laboratoires de Brookhaven et Berkeley [5] [6] deux expériences confirment les prédictions théoriques : c'est la "découverte" du K_L ;
- en 1956 Lee et Yang proposent que la parité \mathcal{P} et la conjugaison de charge \mathcal{C} soient violées au sein des interactions faibles [7]; ceci permettrait de justifier les désintégrations du méson chargé K^+ en 2 ou 3 pions ;
- Wu et collaborateurs [8] trouvent en 1957 que \mathcal{P} est effectivement violée dans les désintégrations β du neutron. Une autre expérience montre la violation de \mathcal{C} [9] à travers l'étude du moment magnétique du muon dans les désintégrations du π^+ ;
- Landau proposa alors un nouveau cadre dans lequel le produit \mathcal{CP} est malgré tout conservé, et par conséquent \mathcal{T} aussi. Cette hypothèse fut largement acceptée dans le monde de la physique des particules.

Dans les sections qui suivent on traitera du système des kaons neutres dans le formalisme qui est courant aujourd'hui.

1.1 Le système des kaons neutres

Les kaons neutres appartiennent à un octet de mésons pseudoscalaires ($J^P = 0^-$) et sont produits par interaction forte, par exemple dans des réactions où un proton p envoyé sur une cible interagit avec un nucléon N :

$$p + N \rightarrow K^0 + \overline{K^0} + p + N \quad (1.1)$$

$$p + N \rightarrow \overline{K^0} + K^+ + n + N \quad (1.2)$$

$$p + n \rightarrow K^0 + K^- + p + p \quad (1.3)$$

$$p + N \rightarrow K^0 + \Lambda^0 + N + \pi^+ \quad (1.4)$$

$$p + N \rightarrow \overline{K^0} + \overline{\Lambda^0} + p + n + N \quad (1.5)$$

Les $K^0(\overline{K^0})$ ainsi produits sont donc des états propres d'étrangeté avec une valeur propre $\mathcal{S} = +1$ ($\mathcal{S} = -1$) et ils sont stables par rapport à l'interaction forte, c'est-à-dire que l'interaction forte (et électromagnétique) conserve l'étrangeté, comme on voit du fait que les réactions 1.1 et suivantes produisent toujours des paires de particules d'étrangeté opposée, pour avoir $\mathcal{S} = 0$ à droite et gauche de la réaction. Par contre, l'interaction faible ne conserve pas \mathcal{S} , donc l'évolution temporelle des kaons neutres aura les temps caractéristiques des processus faibles, qui permettent les désintégrations en 2π , 3π , $\pi e\nu$, $\pi\mu\nu$, autant que les transitions $K^0 \rightarrow \overline{K^0}$. La proportion de K^0 et $\overline{K^0}$ à la production n'est pas la même pour des raisons cinématiques, comme apparaît clairement dans les dernières équations de production des kaons.

On peut décrire le système des kaons neutres en introduisant un formalisme à deux dimensions.

1.1.1 Formalisme général

L'état générique utilisé pour décrire l'évolution temporelle du système $K^0\overline{K^0}$ peut être écrit, si on ne s'intéresse pas aux désintégrations en $2\pi, 3\pi, \pi l\nu$, comme :

$$|\Psi(t)\rangle = a(t)|K^0\rangle + b(t)|\overline{K^0}\rangle, \quad (1.6)$$

où on peut représenter

$$|K^0\rangle = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad |\overline{K^0}\rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \quad (1.7)$$

L'équation de Schrödinger pour cet état sera de la forme :

$$i\frac{d}{dt}|\Psi(t)\rangle = H^{eff}|\Psi(t)\rangle \quad (1.8)$$

où l'hamiltonien effectif H^{eff} est représenté par une matrice 2×2 non-hermitienne qui néglige dans notre approximation les produits de désintégrations, et qui peut s'écrire de façon générale sous la forme :

$$H^{eff} = M - \frac{i}{2}\Gamma \quad (1.9)$$

dans laquelle M et Γ sont les deux matrices hermitiennes de masse et de désintégration, qu'on peut représenter comme :

$$M = \begin{pmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{12}^* & M_{22} \end{pmatrix}; \quad \Gamma = \begin{pmatrix} \Gamma_{11} & \Gamma_{12} \\ \Gamma_{12}^* & \Gamma_{22} \end{pmatrix} \quad (1.10)$$

La formulation présentée ici pour H^{eff} est issue de la théorie de perturbations quand on considère l'hamiltonien faible H_W comme une perturbation à appliquer aux états non perturbés $K^0, \overline{K^0}$. Si on calcule les éléments de la matrice S :

$$S_{\beta K} = \langle\beta|Texp\left[-i\int_{-\infty}^{\infty} H_W(t)dt\right]|K\rangle, \quad (1.11)$$

où T est l'opérateur d'ordonnement temporel (time ordering, opérateur chronologique), et β n'importe quel état final, et si on calcule $S_{\beta K}$ jusqu'au deuxième ordre, on trouve l'expression suivante :

$$S_{\beta K} = \delta_{\beta K} - 2\pi i \delta(E_\beta - E_K) \left[\langle \beta | H_W | K \rangle + \sum_\lambda \frac{\langle \beta | H_W(t) | \lambda \rangle \langle \lambda | H_W | K \rangle}{E_\beta - E_\lambda + i\eta} \right], \quad (1.12)$$

avec $\eta \rightarrow 0$. On peut maintenant définir un hamiltonien effectif pour l'interaction faible $H_{W\beta K}^{eff}$ de façon à retrouver les éléments de la matrice S en 1.12 au premier ordre, et en faisant l'hypothèse que les kaons K^0 et \bar{K}^0 soient au repos ($E_\beta = E_K = m_K$) nous trouvons :

$$H_{\beta K}^{eff} = m_K \delta_{\beta K} + H_{W\beta K}^{eff}, \quad (1.13)$$

qui donne, en utilisant la définition de "partie principale",

$$H_{\beta K}^{eff} = M_{\beta K} - \frac{i}{2} \Gamma_{\beta K}, \quad (1.14)$$

où nous avons indiqué par M et Γ les matrices de masse et de désintégration respectivement :

$$M_{\beta K} = m_K \delta_{\beta K} + \langle \beta | H_W | K \rangle + P \sum_\lambda \frac{\langle \beta | H_W(t) | \lambda \rangle \langle \lambda | H_W | K \rangle}{m_K - E_\lambda}, \quad (1.15)$$

$$\Gamma_{\beta K} = 2\pi \sum_\lambda \langle \beta | H_W(t) | \lambda \rangle \langle \lambda | H_W | K \rangle \delta(m_K - E_\lambda). \quad (1.16)$$

Dans 1.15 on peut identifier trois composantes : la première prend en compte les états non perturbés, la deuxième les transitions directes $K^0 \leftrightarrow \bar{K}^0$ ($\Delta S = 2$) par l'hamiltonien faible, et la troisième les transitions (toujours $\Delta S = 2$) par un état intermédiaire λ virtuel.

En ce qui concerne la désintégration, dans l'expression 1.16 apparaissent les transitions par des états intermédiaires λ qui sont cette fois réels.

Hypothèse \mathcal{CPT} : la matrice H^{eff} possède des propriétés très importantes lorsque l'on demande d'avoir une théorie invariante par \mathcal{CPT} . Sous cette hypothèse, il est facile de montrer que les matrices M et Γ doivent satisfaire aux conditions suivantes :

$$M_{11} = M_{22} \equiv m_K ; \Gamma_{11} = \Gamma_{22} \equiv \gamma \quad (1.17)$$

La propagation des kaon neutres

Nous avons pour l'instant développé un formalisme à partir des états propres de l'interaction forte qui entrent en jeu au moment de la production des kaons, mais nous avons anticipé que ce ne sont pas les états propres de H^{eff} . Quand on étudie la propagation des kaons neutres il est donc utile de changer de base, en diagonalisant la matrice H^{eff} de façon à trouver les états propres de l'interaction faible qui seront aussi états propres de \mathcal{CP} (si \mathcal{CP} est conservé). En utilisant les conditions 1.17 nous aurons comme valeurs propres :

$$M_{S,L} - \frac{i}{2} \Gamma_{S,L} = m_K - \frac{i}{2} \gamma \pm R \quad (1.18)$$

avec

$$R = \sqrt{\left(M_{12} - \frac{i}{2} \Gamma_{12} \right) \left(M_{12}^* - \frac{i}{2} \Gamma_{12}^* \right)}. \quad (1.19)$$

À partir de cette définition on voit que la différence des masses et des largeurs des deux états propres peut s'écrire comme :

$$\Delta M = M_S - M_L = 2\text{Re}(R) \quad (1.20)$$

$$\Delta \Gamma = \Gamma_S - \Gamma_L = -4\text{Im}(R) \quad (1.21)$$

Expérimentalement les valeurs mesurées pour les masses et les temps de vie sont :

$$\Delta M = (-0.5351 \pm 0.0024) \times 10^{10} s^{-1} \quad (1.22)$$

$$\Gamma_L = 1.93 \times 10^7 s^{-1}$$

$$\Gamma_S = 1.12 \times 10^{10} s^{-1}$$

$$(1.23)$$

Les nouveaux états propres K_S et K_L peuvent être représentés en fonction des états propres de l'interaction forte comme :

$$|K_S\rangle = p|K^0\rangle + q|\overline{K^0}\rangle \quad (1.24)$$

$$|K_L\rangle = p|K^0\rangle - q|\overline{K^0}\rangle, \quad (1.25)$$

avec p, q coefficients connus à travers les matrices de passage d'une base à l'autre et qui satisfont aux relations :

$$\frac{q}{p} = \sqrt{\frac{M_{12}^* - \frac{i}{2}\Gamma_{12}^*}{M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12}}} \quad , \quad |p|^2 + |q|^2 = 1 \quad (1.26)$$

Il faut remarquer ici que :

- les équations écrites ne fixent les valeurs de p et q qu'à une phase près, donc les quantités p et q ne sont pas des observables physiques
- nous n'avons pas demandé l'orthogonalité pour les états propres K_L et K_S

Les états de particule (K^0) et antiparticule ($\overline{K^0}$) sont eux aussi définis à une phase près, vu que nous avons la liberté de transformer ces états par une rotation d'étrangeté en choisissant :

$$|K^0\rangle \rightarrow |K^0\rangle' = e^{i\sigma}|K^0\rangle, \quad |\overline{K^0}\rangle \rightarrow |\overline{K^0}\rangle' = e^{-i\sigma}|\overline{K^0}\rangle. \quad (1.27)$$

Par suite d'une telle rotation, les termes hors diagonale de la matrice H^{eff} deviennent :

$$M'_{12} = \langle K^0|M|\overline{K^0}\rangle = e^{-2i\sigma}M_{12}, \quad \Gamma'_{12} = \langle K^0|\Gamma|\overline{K^0}\rangle = e^{-2i\sigma}\Gamma_{12}, \quad (1.28)$$

et donc la relation 1.26 devient :

$$\frac{q}{p} \rightarrow e^{2i\sigma} \frac{q}{p}. \quad (1.29)$$

Même si p et q ne sont pas observables physiques, les valeurs propres de l'interaction faible écrites dans l'équation 1.18 ne dépendent pas du choix de la phase, puisqu'elles sont ne corrélées à M_{12} et Γ_{12} qu'à travers le produit R , où les phases qui apparaissent dans la transformation 1.28 s'éliminent.

Les noms des indices (S, L) qui ont été utilisés seront plus clairs dans les paragraphes à suivre.

1.1.2 Les oscillations des kaons neutres

Nous pouvons maintenant traiter la question de la propagation dans le vide des kaons neutres. Puisque c'est l'interaction faible qui régit la propagation des kaons, on écrira l'évolution temporelle des états propres de masse comme :

$$|K_S(t)\rangle = e^{-i(M_S - \frac{i}{2}\Gamma_S)t} |K_S(0)\rangle , \quad (1.30)$$

$$|K_L(t)\rangle = e^{-i(M_L - \frac{i}{2}\Gamma_L)t} |K_L(0)\rangle . \quad (1.31)$$

À l'instant $t = 0$ de la production nous trouvons les états propres de l'interaction forte, K^0 et $\overline{K^0}$. Étudions alors l'évolution dans le temps d'un faisceau pur de K^0 ($|\Psi(0)\rangle = |K^0\rangle$). Reprenons pour cela l'expression de l'état générique 1.6 au temps t , et exprimons-le en fonction des états propres K_S et K_L :

$$\begin{aligned} |\Psi(t)\rangle &= \frac{1}{2p} (|K_S(t)\rangle + |K_L(t)\rangle) \\ &= \frac{1}{2p} \left[e^{-i(M_L - \frac{i}{2}\Gamma_L)t} (p|K^0\rangle - q|\overline{K^0}\rangle) + e^{-i(M_S - \frac{i}{2}\Gamma_S)t} (p|K^0\rangle + q|\overline{K^0}\rangle) \right] \\ &= f_+(t)|K^0\rangle + \frac{q}{p}f_-(t)|\overline{K^0}\rangle , \end{aligned} \quad (1.32)$$

où nous avons défini f_{\pm} comme :

$$f_{\pm} = \frac{1}{2} \left[e^{-i(M_S - \frac{i}{2}\Gamma_S)t} \pm e^{-i(M_L - \frac{i}{2}\Gamma_L)t} \right] . \quad (1.33)$$

À partir de 1.32 nous pouvons facilement calculer les probabilités de retrouver un K^0 ou un $\overline{K^0}$ après un temps t ; la probabilité de trouver un K^0 s'écrit :

$$|\langle K^0|\Psi(t)\rangle|^2 = |f_+(t)|^2 = \frac{1}{4} \left[e^{-\Gamma_S t} + e^{-\Gamma_L t} + 2e^{-\frac{\Gamma_S + \Gamma_L}{2}t} \cos(\Delta M t) \right] , \quad (1.34)$$

où ΔM représente la différence des masses $M_L - M_S$. Pour le $\overline{K^0}$ on obtient de même :

$$\left| \langle \overline{K^0}|\Psi(t)\rangle \right|^2 = \left| \frac{q}{p} \right|^2 |f_-(t)|^2 = \frac{1}{4} \left[e^{-\Gamma_S t} + e^{-\Gamma_L t} - 2e^{-\frac{\Gamma_S + \Gamma_L}{2}t} \cos(\Delta M t) \right] \quad (1.35)$$

Les formules ainsi trouvées nous montrent que dans l'évolution temporelle d'un faisceau pur de K^0 on aura au temps t une probabilité non nulle de trouver un $\overline{K^0}$, qui est un état orthogonal au K^0 au moment de la génération.

Régénération des K_S

Il faut préciser que nous avons jusqu'ici parlé seulement de propagation dans le vide. Si les kaons neutres passent dans un milieu, les interactions fortes avec les nucléons de la matière seront différentes pour le K^0 et pour le $\overline{K^0}$. Supposons que l'on envoie un faisceau de purs K_L à travers de la matière, et considérons les états à la sortie. En général nous pouvons observer que la composante $\overline{K^0}$ est presque complètement absorbée, contrairement à la composante K^0 . L'état à la sortie sera donc encore une combinaison linéaire de K_S et K_L ; on parle dans ce cas de régénération de K_S .

Les études sur le phénomène de régénération ont mené à la mesure de ΔM . La valeur actuelle pour ΔM_K est de $(3.4782 \pm 0.0176) \times 10^{-12} \text{ MeV}$.

Il y a une autre façon d'approcher cette mesure dans les désintégrations des kaons. Si on oublie les effets de violation de \mathcal{CP} qui sont de l'ordre de 10^{-3} , on peut montrer que l'asymétrie

$$A = \frac{N(K^0) - N(\overline{K}^0)}{N(K^0) + N(\overline{K}^0)}$$

du nombre de K^0 et de \overline{K}^0 observés après un temps t est proportionnelle à $\cos(\Delta Mt)$. Nous pouvons concevoir cette mesure dans le cadre des désintégrations semi-leptoniques ($K \rightarrow l\nu\pi$) qui suivent la règle $\Delta S = \Delta Q$ et permettent ainsi d'étiqueter l'étrangeté du kaon à partir de la charge du lepton produit.

1.2 La violation de \mathcal{CP}

Jusqu'à maintenant nous avons fait l'hypothèse que \mathcal{CPT} était une bonne symétrie mais nous n'avons encore rien dit à propos de \mathcal{CP} . Introduisons donc l'opérateur \mathcal{CP} , et étudions le comportement du système des kaons neutres sous l'hypothèse que \mathcal{CP} est conservé dans les interactions fortes et faibles.

En général nous pouvons décrire l'action de \mathcal{CP} sur les états propres de l'interaction forte dans la manière suivante :

$$\mathcal{CP}|K^0\rangle = e^{i\alpha}|\overline{K}^0\rangle, \quad \mathcal{CP}|\overline{K}^0\rangle = e^{-i\alpha}|K^0\rangle, \quad (1.36)$$

où nous avons laissé libre le choix d'une phase globale ; de la même façon nous allons transformer les états propres de l'interaction faible :

$$\mathcal{CP}|K_S\rangle = pe^{i\alpha}|\overline{K}^0\rangle + qe^{-i\alpha}|K^0\rangle = p|K^0\rangle + q|\overline{K}^0\rangle, \quad (1.37)$$

$$\mathcal{CP}|K_L\rangle = pe^{i\alpha}|\overline{K}^0\rangle - qe^{-i\alpha}|K^0\rangle = -p|K^0\rangle + q|\overline{K}^0\rangle, \quad (1.38)$$

où la dernière équivalence de 1.37 et 1.38 provient directement de l'hypothèse d'invariance par \mathcal{CP} des états propres de masse. Cette hypothèse nous mène à une nouvelle contrainte sur q et p :

$$pe^{i\alpha} = q \rightarrow \left| \frac{q}{p} \right|^2 = 1. \quad (1.39)$$

Dans cette hypothèse donc les états propres de masse devraient être aussi orthogonaux, puisque la dernière équation dans 1.39 donne $|q|^2 = |p|^2$. Le module carré du rapport q/p est connu en terme des éléments de la matrice de masse comme nous l'avons indiqué dans 1.26. En utilisant cette relation qui était encore libre de l'hypothèse d'invariance par \mathcal{CP} on trouve :

$$\left| \frac{q}{p} \right|^2 = \sqrt{\frac{|M_{12}|^2 + \frac{1}{4}|\Gamma_{12}|^2 + \text{Im}(\Gamma_{12}^* M_{12})}{|M_{12}|^2 + \frac{1}{4}|\Gamma_{12}|^2 - \text{Im}(\Gamma_{12}^* M_{12})}}, \quad (1.40)$$

qui satisfait l'équation 1.39 seulement si la partie imaginaire $\text{Im}(\Gamma_{12}^* M_{12})$ est nulle. Cette condition est donc essentielle pour avoir conservation de la symétrie \mathcal{CP} , et elle est en plus invariante

pour les changements de phases de 1.28. Le fait d'avoir $|q/p|^2 = 1$ nous permet également d'affirmer que les deux états K_S et K_L sont orthogonaux, donc

$$\langle K_S | K_L \rangle = |p|^2 - |q|^2 = 0 \quad . \quad (1.41)$$

Dans le cadre d'une théorie où l'interaction faible conserve \mathcal{CP} nous avons ainsi montré que les deux états K_S et K_L sont bien à la fois états propres de masse et de \mathcal{CP} . La question qui se pose maintenant est de savoir comment vérifier expérimentalement que ce modèle est correct.

1.2.1 Les désintégrations des kaons neutres

Pour vérifier l'hypothèse de conservation de \mathcal{CP} il faut prouver que les désintégrations des kaons ne violent jamais cette symétrie. Nous avons déjà traité d'une manière superficielle le sous ensemble des désintégrations semi-leptoniques, qui permettent d'étiqueter l'étrangeté. Cette fois par contre nous cherchons les désintégrations des états propres de masse dans des états finals non leptoniques. Les seuls états observés pour les kaons neutres sont des états à deux ou trois pions, cinématiquement permis bien que la masse invariante du système de trois pions soit très proche de la limite imposée par la masse du kaon. Les valeurs propres de ces états sous \mathcal{CP} sont la conséquence des nombres quantiques possibles pour le système des n pions. L'opérateur \mathcal{C} échange particule et anti-particule du système, prenant une valeur propre $(-1)^l$, où nous avons indiqué par l le moment angulaire des particules échangées. Pour les deux pions neutres, \mathcal{C} n'a aucun effet, vu que particule et anti-particule coïncident. L'opérateur \mathcal{P} agit en même temps sur les parités intrinsèques des pions et sur les moment angulaires, de façon à donner une valeur propre $(-1)^n(-1)^{L+l}$, où l est le moment angulaire d'un paire de pions, et L celui du troisième pion par rapport au système des deux autres. Dans le cas $n = 2$ on fait l'hypothèse $L = 0$. Les pions étant en onde s , on peut démontrer que :

$$\mathcal{CP}|\pi^0\pi^0\rangle = +|\pi^0\pi^0\rangle \quad , \quad \mathcal{CP}|\pi^+\pi^-\rangle = +|\pi^+\pi^-\rangle \quad (1.42)$$

et que par contre :

$$\mathcal{CP}|\pi^0\pi^0\pi^0\rangle = (-1)^3(-1)^{2l}|\pi^0\pi^0\pi^0\rangle \quad \mathcal{CP}|\pi^+\pi^-\pi^0\rangle = (-1)^3(-1)^{3l}|\pi^+\pi^-\pi^0\rangle \quad (1.43)$$

$$= -|\pi^0\pi^0\pi^0\rangle \quad = -(+)\pi^+\pi^-\pi^0\rangle \quad (1.44)$$

où on voit que l'état $\pi^+\pi^-\pi^0$ reste sans valeur propre de \mathcal{CP} définie.

Donc si l'on suppose que les états propres K_L ($\mathcal{CP} = -1$) et K_S ($\mathcal{CP} = +1$) sont aussi états propres de \mathcal{CP} , il faut vérifier l'absence de désintégration du K_L en 2 pions, puisque seuls les états à 3π peuvent avoir la valeur $\mathcal{CP} = -1$. À ce point on peut aussi comprendre les indices utilisés ; l'espace des phase pour les 3π est en fait très réduit par rapport aux 2π , vu que $3M_\pi \simeq 420MeV$ et que $M_{K_L} \simeq 500MeV$. Ceci étant le cas, la vie moyenne pour le K_L (K_{long}) sera beaucoup plus grande que la vie moyenne du K_S (K_{short}). Les valeurs aujourd'hui connues sont :

$$\tau_S = \tau(K_S) = (0.8926 \pm 0.0012) \times 10^{-10} s \quad (1.45)$$

$$\tau_L = \tau(K_L) = (5.15 \pm 0.04) \times 10^{-8} s \quad (1.46)$$

c'est-à-dire le K_L vit ~ 600 plus que le K_S .

Désintégration en états d'isospin

La phénoménologie des systèmes des pions est bien décrite si on introduit le *spin isotopique* \mathcal{I} , ou *isospin*. Comme les pions sont des mésons avec $\mathcal{I} = 1$, les états de deux pions auront les valeurs $\mathcal{I} = 0, 2$, la valeur 1 étant interdite par la statistique de Bose-Einstein. On peut écrire alors, en utilisant la décomposition de Clebsch-Gordan :

$$\begin{bmatrix} |\pi^+\pi^- \rangle \\ |\pi^0\pi^0 \rangle \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \sqrt{\frac{2}{3}} & \sqrt{\frac{1}{3}} \\ -\sqrt{\frac{1}{3}} & \sqrt{\frac{2}{3}} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} |0\rangle \\ |2\rangle \end{bmatrix} \equiv V \begin{bmatrix} |0\rangle \\ |2\rangle \end{bmatrix} \quad (1.47)$$

où nous avons indiqué par $|i\rangle$ l'état à 2 pions d'isospin i . Les kaons neutres sont par contre des mésons qui appartiennent à un doublet d'isospin ($\mathcal{I} = 1/2$). Comme l'interaction faible privilégie les transitions $\Delta\mathcal{I} = 1/2$, les états $|0\rangle$ seront plus probables que les états $|2\rangle$. Les coefficients de la décomposition 1.47 montrent directement que :

$$\frac{|\langle \pi^+\pi^- | T | K_S \rangle|^2}{|\langle \pi^0\pi^0 | T | K_S \rangle|^2} = \frac{\Gamma(K_S \rightarrow \pi^+\pi^-)}{\Gamma(K_S \rightarrow \pi^0\pi^0)} = 2 \quad (1.48)$$

où T est la matrice de transition faible. Ce résultat est validé expérimentalement par une valeur de $2,18 \pm 0.03$. Il faut maintenant décrire les amplitudes de désintégration dans le formalisme avec isospin. L'amplitude d'un K^0 qui se désintègre en 2 pions est donnée par :

$$\langle \mathcal{I} | T | K^0 \rangle = A_{\mathcal{I}} e^{i\delta_{\mathcal{I}}} \quad (1.49)$$

où $\delta_{\mathcal{I}}$ représente le déphasage en onde s à l'énergie de la masse du kaon du aux interactions fortes des états finals, et $A_{\mathcal{I}}$ l'amplitude de transition, qui est en général un nombre complexe mais qui devient réel si \mathcal{T} est conservé (ce qui implique aussi \mathcal{CP} conservé). De la même manière on définit l'amplitude transformée par \mathcal{CP} :

$$\langle \mathcal{I} | T | \overline{K^0} \rangle = \bar{A}_{\mathcal{I}} e^{i\delta_{\mathcal{I}}} \quad (1.50)$$

Les amplitudes de transition des états K_S et K_L s'écrivent alors :

$$\langle \mathcal{I} | T | K_L \rangle = e^{i\delta_{\mathcal{I}}} [pA_{\mathcal{I}} - q\bar{A}_{\mathcal{I}}] \quad (1.51)$$

$$\langle \mathcal{I} | T | K_S \rangle = e^{i\delta_{\mathcal{I}}} [pA_{\mathcal{I}} + q\bar{A}_{\mathcal{I}}] \quad (1.52)$$

La probabilité pour le K_L de se désintégrer en deux pions chargés devient alors :

$$\langle \pi^+\pi^- | T | K_L \rangle = \sqrt{\frac{2}{3}} \langle 0 | T | K_L \rangle + \sqrt{\frac{1}{3}} \langle 2 | T | K_L \rangle \quad (1.53)$$

$$= \sqrt{\frac{2}{3}} e^{i\delta_0} [pA_0 - q\bar{A}_0] + \sqrt{\frac{1}{3}} e^{i\delta_2} [pA_2 - q\bar{A}_2] \quad (1.54)$$

et de la même façon on peut calculer la probabilité $\langle \pi^0\pi^0 | T | K_L \rangle$. Pour les K_S nous aurons :

$$\langle \pi^+\pi^- | T | K_S \rangle = \sqrt{\frac{2}{3}} \langle 0 | T | K_S \rangle + \sqrt{\frac{1}{3}} \langle 2 | T | K_S \rangle \quad (1.55)$$

$$= \sqrt{\frac{2}{3}} e^{i\delta_0} [pA_0 + q\bar{A}_0] + \sqrt{\frac{1}{3}} e^{i\delta_2} [pA_2 + q\bar{A}_2] \quad (1.56)$$

Il ne faut pas oublier que nous voulons déterminer si les états K_L et K_S sont états propres de \mathcal{CP} ou non. Pour cela, nous pouvons définir deux rapports mesurables expérimentalement :

$$\eta_{+-} = \frac{\langle \pi^+ \pi^- | T | K_L \rangle}{\langle \pi^+ \pi^- | T | K_S \rangle} \quad (1.57)$$

et

$$\eta_{00} = \frac{\langle \pi^0 \pi^0 | T | K_L \rangle}{\langle \pi^0 \pi^0 | T | K_S \rangle} . \quad (1.58)$$

En utilisant les expressions obtenues pour les probabilités dans 1.53 et 1.55, nous aurons par exemple dans le cas des désintégrations en $\pi^+ \pi^-$:

$$\begin{aligned} \eta_{+-} &= \frac{\sqrt{\frac{2}{3}} e^{i(\delta_0)} (pA_0 - q\bar{A}_0) + \sqrt{\frac{1}{3}} e^{i(\delta_2)} (pA_2 - q\bar{A}_2)}{\sqrt{\frac{2}{3}} e^{i(\delta_0)} (pA_0 + q\bar{A}_0) + \sqrt{\frac{1}{3}} e^{i(\delta_2)} (pA_2 + q\bar{A}_2)} \\ &= \frac{\left(\frac{1 - \frac{q}{p} \frac{\bar{A}_0}{A_0}}{\left(1 + \frac{q}{p} \frac{\bar{A}_0}{A_0}\right)} + \sqrt{\frac{1}{2}} e^{i(\delta_2 - \delta_0)} \frac{\left(1 + \frac{q}{p} \frac{\bar{A}_2}{A_2}\right) A_2}{\left(1 + \frac{q}{p} \frac{\bar{A}_0}{A_0}\right) A_0} \frac{\left(1 - \frac{q}{p} \frac{\bar{A}_2}{A_2}\right)}{\left(1 + \frac{q}{p} \frac{\bar{A}_2}{A_2}\right)}\right)}{1 + \sqrt{\frac{1}{2}} e^{i(\delta_2 - \delta_0)} \frac{\left(1 + \frac{q}{p} \frac{\bar{A}_2}{A_2}\right) A_2}{\left(1 + \frac{q}{p} \frac{\bar{A}_0}{A_0}\right) A_0}} \\ &= \varepsilon_0 + \frac{1}{1 + \frac{\omega}{\sqrt{2}}} \frac{\omega}{\sqrt{2}} (\varepsilon_2 - \varepsilon_0) \end{aligned} \quad (1.59)$$

et pour les désintégrations en $\pi^0 \pi^0$, on peut démontrer en suivant la même procédure que :

$$\eta_{00} = \varepsilon_0 - \frac{2}{1 - \sqrt{2}\omega} \frac{\omega}{\sqrt{2}} (\varepsilon_2 - \varepsilon_0) . \quad (1.60)$$

Dans les deux expressions 1.59 et 1.60 nous avons appliqué les substitutions :

$$\varepsilon_{\mathcal{I}} = \frac{\langle \mathcal{I} | T | K_L \rangle}{\langle \mathcal{I} | T | K_S \rangle} = \frac{\left(1 - \frac{q}{p} \frac{\bar{A}_{\mathcal{I}}}{A_{\mathcal{I}}}\right)}{\left(1 + \frac{q}{p} \frac{\bar{A}_{\mathcal{I}}}{A_{\mathcal{I}}}\right)} , \quad (1.61)$$

$$\omega = \frac{\langle 2 | T | K_S \rangle}{\langle 0 | T | K_S \rangle} = e^{i(\delta_2 - \delta_0)} \frac{\left(1 + \frac{q}{p} \frac{\bar{A}_2}{A_2}\right) A_2}{\left(1 + \frac{q}{p} \frac{\bar{A}_0}{A_0}\right) A_0} . \quad (1.62)$$

Il est évident que dans le cas où \mathcal{CP} est conservée, $\eta_{+-} = \eta_{00} = 0$. Pour rendre les deux expressions compatibles avec la littérature sur \mathcal{CP} , nous allons définir :

$$\varepsilon \equiv \varepsilon_0 \quad ; \quad \varepsilon' \equiv \frac{\omega}{\sqrt{2}} (\varepsilon_2 - \varepsilon_0) \quad (1.63)$$

Faisons encore quelques remarques sur les expressions trouvées dans 1.59 et 1.60 :

- la valeur de ω est petite à cause de la règle expérimentale qui privilégie les transitions $\Delta\mathcal{I} = 1/2$.
- Les équations obtenues de cette façon montrent immédiatement que ε et ε' sont des quantités mesurables et donc pas dépendantes d'une phase arbitraire.
- Il nous reste à investiguer maintenant les différentes possibilités que nous avons de générer des rapports η_{+-} et η_{00} non nuls, et en quoi ε et ε' diffèrent.

1.2.2 La découverte en 1964 et les modèles de violation de \mathcal{CP}

Après la période 1943-1959, la conservation du produit \mathcal{CP} semblait être un fait acquis dans le modèle théorique de l'interaction faible. La physique des kaons neutres dans les années 60 avait été très riche du point de vue expérimental, en particulier au laboratoire de Brookhaven (BNL) où avaient eu lieu les découvertes du K_L et du phénomène de régénération de " K_S " par le groupe de Piccioni. Dans ce domaine, le résultat d'une expérience [10] avait montré un excès de régénération de K_S par rapport aux prévisions théoriques, ce qui avait poussé un groupe composé de trois physiciens, J. W. Cronin, V. L. Fitch et R. Turley [11], à proposer le 10 avril 1963 à Brookhaven la construction d'un appareillage pour vérifier cet excès. Les auteurs mentionnent aussi le but secondaire de pousser la limite du mode de désintégration $K_L \rightarrow 2\pi$, qui viole \mathcal{CP} , à presque 10^{-4} . Une première phase de leur analyse se termina en 1963, quand ils trouvèrent, avec surprise, des événements $K_L \rightarrow 2\pi$ dans leur lot de données, ce qui montrait une violation de \mathcal{CP} de $\sim 2 \times 10^{-3}$ dans l'interaction faible. Ce résultat fut contrôlé pendant plusieurs mois avant d'être publié en juillet 1964 [12].

Le détecteur. Le détecteur nécessaire pour l'observation de $K \rightarrow 2\pi$ devait combiner sensibilité et résolution pour avoir un bon rejet du bruit de fond. Un tel appareillage existait déjà, et venait d'être utilisé par le groupe de Cronin au début 1963. Il était constitué de deux spectromètres composés de chambres à étincelle et d'un aimant pour détecter les produits de désintégration provenant du faisceau des K_L . Des détecteurs à lumière Cerenkov étaient situés après les chambres pour donner les conditions de déclenchement : lorsque deux particules passent en même temps dans les deux spectromètres, l'événement est pris en compte. Le bruit de fond est soustrait avec des coupures sur la somme des deux impulsions, et sur la masse invariante reconstruite dans l'hypothèse que chaque trace soit celle d'un π chargé. L'angle entre le vecteur somme et l'axe du faisceau des kaons sera 0 pour des événements $K \rightarrow \pi^+\pi^-$, tandis que pour des désintégrations en trois particules, l'impulsion manquante rendra l'angle différent de 0.

1.2.3 Violation directe et indirecte

Pour accommoder au sein du modèle théorique la violation de \mathcal{CP} qui venait d'être découverte les scénarios possibles doivent tenir compte de valeurs non nulles des paramètres ε et ε' , définis dans les formules 1.63, qui interviennent dans les expressions de η_{00} et η_{+-} .

L'interprétation physique de ces paramètres est liée aux contributions dans l'hamiltonien faible des transitions $\Delta S = 1$ et $\Delta S = 2$, les premières étant responsables des désintégrations $K \rightarrow 2\pi$ et les deuxièmes étant par contre à la base des oscillations $K^0 \leftrightarrow \overline{K}^0$.

Violation indirecte et modèle superfaible

On peut décrire l'hamiltonien faible comme la somme de deux termes de différentes variations d'étrangeté :

$$H_W = H_W^{\Delta S=1} + H_W^{\Delta S=2} \quad (1.64)$$

et supposer que le seul terme responsable de la violation de \mathcal{CP} soit celui dû au mélange, donc à $H_W^{\Delta S=2}$. De la même façon on peut dire que la matrice de transition T est décomposée en $T^{\Delta S=1} + T^{\Delta S=2}$, où le premier terme qui conserve \mathcal{CP} nous permet de relier l'amplitude de 1.49 à celle de 1.50 :

$$A_{\mathcal{I}} e^{i\delta_{\mathcal{I}}} = \langle \mathcal{I} | T | K^0 \rangle = \langle \mathcal{I} | (\mathcal{CP})^{-1} T (\mathcal{CP}) | K^0 \rangle = \langle \mathcal{I} | T | \overline{K}^0 \rangle e^{i\alpha} = \bar{A}_{\mathcal{I}} e^{i\delta_{\mathcal{I}}} e^{i\alpha} \quad (1.65)$$

où nous avons utilisé la définition de \mathcal{CP} donnée dans 1.36 laissant la liberté de choisir arbitrairement la phase α . En utilisant aussi l'hypothèse d'invariance sous \mathcal{CPT} on peut montrer que $\bar{A} = A^*$ pour chaque valeur de \mathcal{I} (si on utilise l'hypothèse d'invariance sous \mathcal{CP} , on a aussi $A = A^*$, qui signifie que les amplitudes sont réelles). Les rapports ε_I indiqués dans la définition 1.61 sont donc indépendants de l'état d'isospin \mathcal{I} :

$$\bar{\varepsilon}_I = \frac{1 - (q/p)e^{-i\alpha}}{1 + (q/p)e^{-i\alpha}} ; \quad \mathcal{I} = 0, 2 \quad (1.66)$$

Dans ce cas $\varepsilon' \equiv \frac{\omega}{\sqrt{2}}(\varepsilon_2 - \varepsilon_0) = 0$, et le seul paramètre de violation de \mathcal{CP} non nul dans les relations 1.63 est ε , indépendamment du mode de désintégration :

$$\eta_{+-} = \eta_{00} = \varepsilon_0 . \quad (1.67)$$

Les valeurs expérimentales de ces paramètres mesurés individuellement :

$$|\eta_{+-}| = (2.285 \pm 0.019) \times 10^{-3} . \quad (1.68)$$

$$|\eta_{00}| = (2.275 \pm 0.019) \times 10^{-3} . \quad (1.69)$$

ne sont pas en désaccord avec notre hypothèse de départ. La violation ainsi décrite est appelée violation *indirecte* pour des raisons qui ne peuvent apparaître clairement sans faire la digression historique suivante : dans le formalisme mis en place par Wu et Yang après la découverte de la violation de \mathcal{CP} en 1964, on définit les états propres de \mathcal{CP} :

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

où l'on a fait un choix de phase de façon à avoir :

$$\mathcal{CP}|K^0\rangle = |\bar{K}^0\rangle ; \quad \mathcal{CP}|\bar{K}^0\rangle = |K^0\rangle .$$

En choisissant de plus une phase α nulle et en inversant la relation 1.66, on obtient :

$$\frac{q}{p} = \frac{1 - \bar{\varepsilon}_0}{1 + \bar{\varepsilon}_0} \quad (1.70)$$

ce qui permet d'écrire les états propres de l'interaction faible en fonction des états propres de \mathcal{CP} :

$$|K_S\rangle = \frac{1}{\sqrt{1 + |\bar{\varepsilon}_0|^2}}(|K_1\rangle + \bar{\varepsilon}_0|K_2\rangle) \quad (1.71)$$

$$|K_L\rangle = \frac{1}{\sqrt{1 + |\bar{\varepsilon}_0|^2}}(|K_2\rangle + \bar{\varepsilon}_0|K_1\rangle) \quad (1.72)$$

Cette formulation est celle que l'on trouve le plus couramment dans la littérature. $\bar{\varepsilon}_0$ apparaît alors comme un paramètre "d'impureté" responsable de la petite violation de \mathcal{CP} observée, et comme la valeur propre sous \mathcal{CP} du K_1 est identique à celle de l'état à deux pions, cette violation est qualifiée d'"indirecte" ou "par mélange" à cause du mélange asymétrique entre les états K^0 et \bar{K}^0 . Par opposition, la violation de \mathcal{CP} correspondant à la désintégration du K_2 en deux pions sera appelée "directe" puisque leurs valeurs propres sous \mathcal{CP} sont différentes.

Toujours du point de vue historique, on peut mentionner l'idée du modèle "superfaible" due à L. Wolfenstein en août 1964 pour accommoder la violation de \mathcal{CP} observée. Dans ce modèle,

une nouvelle interaction dite superfaible permet au K_L de se régénérer spontanément en K_S dans le vide avant de se désintégrer faiblement en deux pions. Cette interaction autorise donc des transitions $\Delta\mathcal{S} = 2$ à l'ordre le plus bas, à l'inverse de l'interaction faible qui ne l'autorise qu'au second ordre. Les prédictions de ce modèle sont résumées par la relation 1.67, c'est-à-dire l'absence de violation directe de \mathcal{CP} .

Phase de ε . Essayons maintenant de relier ε aux éléments de la matrice de masse. Pour ça reprenons la condition sur $Im(\Gamma_{12}^* M_{12})$ trouvée en 1.40, sur la base de laquelle on peut écrire les termes Γ_{12} et M_{12} comme

$$M_{12} = |M_{12}|e^{i(\phi+\delta)} \quad , \quad \Gamma_{12} = |\Gamma_{12}|e^{i\phi} \quad . \quad (1.73)$$

La petite violation de \mathcal{CP} observée nous invite à dire que la phase δ doit être proche de 0 ou π . On peut réécrire l'équation 1.40 en utilisant la notation de 1.73 :

$$\left| \frac{1 - \bar{\varepsilon}_0}{1 + \bar{\varepsilon}_0} \right|^2 = \left| \frac{q}{p} \right|^2 = \sqrt{\frac{|M_{12}|^2 + \frac{1}{4}|\Gamma_{12}|^2 + |\Gamma_{12}||M_{12}|\sin\delta}{|M_{12}|^2 + \frac{1}{4}|\Gamma_{12}|^2 - |\Gamma_{12}||M_{12}|\sin\delta}} \quad , \quad (1.74)$$

Avec une violation de \mathcal{CP} ($\sim 10^{-3}$), nous pouvons conclure que $|q/p| \sim 1$ ainsi que $\sin\delta \sim 10^{-3}$. Cette considération nous permet de développer en série de $\sin\delta$ le rapport q/p écrit dans l'équation 1.26, et la quantité R définie en 1.19 :

$$\frac{q}{p} = e^{i\Phi} \left(1 - \frac{i|M_{12}|\sin\delta}{|M_{12}|\cos\delta - \frac{i}{2}|\Gamma_{12}|} \right) + \mathcal{O}(\sin^2\delta) \quad , \quad (1.75)$$

$$R = |M_{12}|\cos\delta - \frac{i}{2}|\Gamma_{12}| + \mathcal{O}(\sin^2\delta) \quad . \quad (1.76)$$

Pour résoudre l'ambiguïté sur la valeur de δ on utilise les valeurs expérimentales de différence de masses ΔM et de largeur de vie $\Delta\Gamma$ de l'équation 1.20 et on rappelle qu'elles ont expérimentalement un signe opposé. Depuis 1.76 nous pouvons prouver qu'un tel résultat correspond à demander $\cos\delta = -1$, et donc $\delta = \pi$. Si on remplace maintenant $\delta \rightarrow \pi + \delta$ nous pouvons développer autour de $\delta = 0$ les \sin et \cos , et dériver de cette façon ε_0 en fonction des éléments de la matrice de masse :

$$\bar{\varepsilon}_0 = \frac{i}{2} \frac{|M_{12}|\delta}{|M_{12}| + (i/2)|\Gamma_{12}|} + \mathcal{O}(\delta^2) = \frac{\delta}{\sqrt{2}} e^{i\pi/4} + \mathcal{O}(\delta^2) \quad (1.77)$$

où la dernière égalité tient compte du fait expérimental $\Delta M \simeq -\Delta\Gamma/2$ qui implique $-2|M_{12}| \simeq -|\Gamma_{12}|$, vrai seulement dans le système des kaons neutres. La valeur $\pi/4$ pour la phase est issue donc de considérations expérimentales.

En conclusion de cette discussion, on rappelle que la relation entre $\bar{\varepsilon}_0$ et l' ε *physique*, c'est-à-dire sans aucun choix de phase, ni hypothèse sur \mathcal{CP} , est :

$$\varepsilon = \bar{\varepsilon}_0 + i\arg(A_0) \simeq \bar{\varepsilon}_0 + i \frac{Im A_0}{Re A_0} \quad , \quad (1.78)$$

où le dernier terme apporte une correction de $\sim 10^{-6}$ à la valeur de ε .

Violation directe

Cette fois on envisage la possibilité pour le terme de la matrice de transition $T^{\Delta S=1}$ de violer \mathcal{CP} . La condition qui nous permettait d'écrire la formule 1.65 vient à manquer, et dans ce cadre on peut montrer simplement que :

$$\frac{\langle 2|T|\overline{K^0}\rangle}{\langle 2|T|K^0\rangle} \neq \frac{\langle 0|T|\overline{K^0}\rangle}{\langle 0|T|K^0\rangle} \quad (1.79)$$

et donc que l'équation 1.66 n'est plus valide. Les deux rapports η seront différenciés par la quantité ε' , qui est cette fois non nulle :

$$\eta_{+-} = \varepsilon + \varepsilon' \quad , \quad \eta_{00} = \varepsilon - 2\varepsilon'. \quad (1.80)$$

Pour dériver les formules écrites ici nous avons utilisé l'approximation de $\omega \simeq 1/20 \ll 1$ (qui est conséquence de la règle $\Delta I = 1/2$) pour éliminer les termes d'ordre ω^2 à partir de 1.59 et 1.60. Comme les valeurs mesurées pour η_{+-} et η_{00} (1.68 et 1.69) sont compatibles, on s'attend à ce que ε' soit beaucoup plus petit que ε . Pour obtenir une meilleure précision sur la valeur de ε' il est utile de la normaliser à ε , en comparant les rapports des modes de désintégration en pions neutres et chargés pour les quantités qui violent et qui conservent \mathcal{CP} :

$$\frac{\Gamma(K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0)}{\Gamma(K_S \rightarrow \pi^0 \pi^0)} / \frac{\Gamma(K_L \rightarrow \pi^+ \pi^-)}{\Gamma(K_S \rightarrow \pi^+ \pi^-)} = \left| \frac{\eta_{00}}{\eta_{+-}} \right|^2 \simeq 1 - 6 \times \text{Re}(\varepsilon'/\varepsilon). \quad (1.81)$$

La mesure de ce double rapport est l'objet de cette thèse.

Le paramètre ε' En remplaçant ε_2 , ε_0 et ω définis par les relations 1.61 et 1.62 dans l'expression 1.63 de ε' , et en prenant q/p selon 1.70, on trouve l'expression de ε' en terme des amplitudes A_I :

$$\varepsilon' = \frac{i e^{i(\delta_2 - \delta_0)} \text{Re} A_2}{\sqrt{2} \text{Re} A_0} \left[\frac{\text{Im} A_2}{\text{Re} A_2} - \frac{\text{Im} A_0}{\text{Re} A_0} \right] \frac{1 - \varepsilon^2}{(1 + i \varepsilon \text{Im} A_0 / \text{Re} A_0)^2} \quad (1.82)$$

dans laquelle le dernier terme en ε est de l'ordre de 1. La quantité mesurable $\text{Re}(\varepsilon')$ prend en compte tous les effets liés à la **violation directe** de \mathcal{CP} .

Si l'on utilise $|\varepsilon| \ll 1$ et se replace dans le contexte historique de la base de Wu et Yang, dans laquelle $\text{Im} A_0 = 0$, l'expression peut être réécrite comme :

$$\varepsilon' = \frac{i \text{Im} A_2 e^{i\delta_2}}{\sqrt{2} \text{Re} A_0 e^{i\delta_0}} = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{\langle 2|T|K^0\rangle - \langle 2|T|\overline{K^0}\rangle}{\langle 0|T|K^0\rangle + \langle 0|T|\overline{K^0}\rangle} \quad (1.83)$$

ce qui fait apparaître les états propres de \mathcal{CP} :

$$\varepsilon' = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{\langle 2|T|K_2\rangle}{\langle 0|T|K_1\rangle} \quad (1.84)$$

Dans cette expression, ε' apparaît explicitement comme le paramètre de violation directe de \mathcal{CP} , dans la désintégration de l'état propre \mathcal{CP} impair en deux pions dans l'état d'isospin 2, normalisé à la désintégration de l'état \mathcal{CP} pair en deux pions dans l'état d'isospin 0.

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

Parmi les scénarios possibles pour expliquer la présence de la violation de \mathcal{CP} dans les interactions faibles, celui qui eu le plus grand impact est le modèle *superfaible* de Wolfenstein que nous avons déjà brièvement mentionné. Ce modèle postulait l'existence d'un hamiltonien beaucoup plus faible que H_W , responsable des transitions $\Delta S = 2$. Il est important de rappeler aussi qu'à cette époque seulement trois quarks avaient été "trouvés", et que le mécanisme de GIM permettant d'expliquer l'absence de courants neutres changeant la saveur n'était pas encore accepté par l'ensemble de la communauté.

À l'université de Nagoya l'hypothèse de quatre quarks avait par contre été bien acceptée, et une fois compris que la violation de \mathcal{CP} ne pouvait pas être prise en compte par un modèle à deux familles de quarks, Kobayashi et Maskawa y présentèrent leur modèle basé sur six quarks dans les années '70 [13].

Nous allons décrire dans les paragraphes suivants la façon moderne de présenter la violation de \mathcal{CP} au sein du Modèle Standard.

1.3.1 Introduction au Modèle Standard

Le Modèle Standard (MS) décrit les interactions fortes et électrofaibles en utilisant le groupe de jauge $SU(3) \times SU(2)_L \times U(1)$. Nous allons considérer pour l'instant seulement la partie électrofaible, connue sous le nom de modèle de Glashow-Salam-Weinberg. On regarde seulement le secteur hadronique, vu que dans l'hypothèse où les neutrinos sont des particules de Dirac, le secteur leptonique utilise un formalisme très proche. Pour les hadrons donc, les champs des quarks sont représentés comme des doublets (left-handed) ou des singlets (right-handed) de $SU(2)$:

$$\begin{pmatrix} u_L^0 \\ d_L^0 \end{pmatrix}_j, \quad u_R^0, \quad d_R^0, \quad j = 1, 2, \dots, N \quad (1.85)$$

avec N nombre des familles de quarks. Il faut préciser que l'indice 0 sert à distinguer les états propres de l'interaction faible, qui sont liés aux états propres de physique à travers une transformation unitaire, dont on va parler plus tard. Dans la suite les indices j, k vont toujours servir pour indiquer la sommation sur les familles de quarks. Si on laisse de coté pour l'instant la partie relative aux interactions fortes, nous pouvons écrire le lagrangien de la partie électrofaible comme :

$$\mathcal{L}_{MS} \simeq \mathcal{L}_{jauge} + \mathcal{L}_{Yukawa} \quad (1.86)$$

Le premier terme décrit les couplages des champs de gauge du groupe $SU(2) \times U(1)$ avec les fermions, et est à l'origine des courants électromagnétiques, neutres et chargés que nous allons étudier. Le deuxième terme par contre décrit les interactions des fermions avec le doublet de Higgs du MS. Nous donnons ici l'expression des lagrangiens pour les courants :

$$\mathcal{L}_{em} = -e J_{em}^\mu A_\mu \quad (1.87)$$

$$\mathcal{L}_Z = \frac{g}{\cos\theta_W} [J_\mu^3 - 2\sin^2\theta_W (J_{em})_\mu] Z^\mu \quad (1.88)$$

$$\mathcal{L}_W = \frac{g}{\sqrt{2}} [\bar{u}_L^0 \gamma^\mu d_L^0] W_\mu^+ + h.c. \quad (1.89)$$

et de \mathcal{L}_{Yukawa} :

$$\mathcal{L}_{Yukawa} = + (\bar{u}_L^0 \quad \bar{d}_L^0)_j \Gamma_{jk}^d \begin{pmatrix} \varphi^+ \\ \varphi^{(0)} \end{pmatrix} d_{Rk}^0 + (\bar{u}_L^0 \quad \bar{d}_L^0)_j \Gamma_{jk}^u \begin{pmatrix} \varphi^{(0)} \\ -\varphi^- \end{pmatrix} u_{Rk}^0 + h.c. \quad (1.90)$$

Les termes \mathcal{L}_{em} et \mathcal{L}_Z sont responsables des interactions qui présentent des courants *neutres*, tandis que \mathcal{L}_W décrit les interactions par courant *chargé*. L'angle θ_W est l'angle de Weinberg, qui relie les potentiels vecteur A_μ^3, B_μ pour donner le Z_μ, A_μ . Les matrices Γ sont les matrices de couplage à coefficients complexes de Yukawa. Les coefficients g, g', e sont les constantes de couplage pour les courants neutres et chargés, qu'on peut trouver à partir des même lagrangiens. Sans entrer dans le détail des démonstrations formelles, il faut pourtant mettre en évidence les points importants d'un tel modèle :

- La masse des fermions est issue d'une brisure spontanée de la symétrie $SU(2) \times U(1)$ (le champ φ_0 prend une valeur moyenne dans le vide non nulle) dans le lagrangien \mathcal{L}_Y . Les champs φ_i sont dans cette hypothèse, reabsorbés dans les bosons W^\pm et Z^0 qui acquièrent une masse, sauf le champ φ_0 qui reste dans le lagrangien :

$$\mathcal{L}_Y = \bar{u}_{Lj}^0 M_{jk}^u d_{Rk}^0 + \bar{d}_{Lj}^0 M_{jk}^d u_{Rk}^0 + h.c. \quad (1.91)$$

Les $M^{u,d}$ sont des matrices carrées $N \times N$ en général complexes. À partir de ce lagrangien, qui viole $\mathcal{CP}, \mathcal{C}, \mathcal{P}$ séparément, nous pouvons montrer que la conservation de ces symétries impose des conditions sur M : en particulier la conservation de \mathcal{CP} n'est réalisée que si les M sont des matrices à coefficients réels.

- Les matrices $M^{u,d}$ contiennent les constantes de couplage de Yukawa qui sont en général complexes, permettant ainsi de concilier la violation de \mathcal{CP} au MS.
- Si on diagonalise les matrices $M^{u,d}$, on obtient des matrices qui ont sur la diagonale les masses des quarks :

$$U_L^{d\dagger} M^d U_R^d = \text{diag}(m_d, m_s, m_b) \quad (1.92)$$

$$U_L^{u\dagger} M^u U_R^u = \text{diag}(m_u, m_c, m_t) \quad (1.93)$$

En utilisant les matrices unitaires U de transformation on peut redéfinir aussi les champs de quarks :

$$d_L^0 = U_L^d d_L = U_L^d \begin{pmatrix} d_L \\ s_L \\ b_L \end{pmatrix}, \quad u_L^0 = U_L^u u_L = U_L^u \begin{pmatrix} u_L \\ c_L \\ t_L \end{pmatrix}. \quad (1.94)$$

Donc on introduit les états propres de masse comme la représentation où les matrices de masse des fermions sont diagonales, contrairement aux états propres de l'interaction faible où les courants de jauge sont diagonaux. Les mêmes relations 1.94 que nous avons écrites pour les quarks de type L valent aussi pour les quark de type R .

Représentation dans la base des états propres de masse : on peut réécrire les lagrangiens $\mathcal{L}_{em}, \mathcal{L}_Z, \mathcal{L}_W$ et \mathcal{L}_{Yukawa} en fonction des états propres de masse et trouver des nouvelles expressions pour les courants. Nous voyons de cette façon que le lagrangien de Yukawa 1.91 représenté avec les états *physiques* conserve \mathcal{C}, \mathcal{P} et \mathcal{CP} après brisure de symétrie.

Pour ce qui concerne les courants on peut distinguer deux types : les *courants neutres* qui conservent \mathcal{CP} et la saveur, et les *courants chargés*, qui par contre changent la saveur (c'est-à-dire mélangent u et d grâce à l'intervention du boson W qui porte une charge électrique).

Le fait que les courants neutres changeant la saveur soient interdits par le mécanisme de GIM est une prédiction très importante dont la confirmation expérimentale a constitué un grand succès du modèle standard.

Écrivons maintenant le lagrangien pour les courants chargés :

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_W &= \frac{g}{\sqrt{2}} \bar{u}_L \gamma^\mu \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} d_L W_\mu + h.c. \\ &= \frac{g}{\sqrt{2}} (\bar{u}_{L\alpha} \gamma^\mu V_{\alpha\beta} d_{L\beta} W_\mu^+ + \bar{d}_{L\beta} \gamma^\mu V_{\alpha\beta}^* u_{L\alpha} W_\mu^-)\end{aligned}\quad (1.95)$$

La matrice V qu'on vient de présenter descend directement des matrices U de transformation pour définir les états physiques : nous pouvons aussi écrire $V = U_L^u U_L^{d\dagger}$. Il faut préciser que le fait d'avoir choisi $N = 3$ pour le nombre de familles de quarks est un choix lié aux connaissances expérimentales (et aussi à la cohérence du MS), mais ne change pas les propriétés que nous allons trouver maintenant pour V . La matrice V est connue historiquement comme matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (V_{CKM}) de mélange des quarks.

Les conditions dont nous avons parlé précédemment pour obtenir la violation de \mathcal{CP} dans notre modèle s'appliquent aussi à V_{CKM} : **pour conserver \mathcal{CP} il est nécessaire d'avoir une matrice V_{CKM} réelle.**

1.3.2 Propriétés de V_{CKM}

À partir du lagrangien 1.95 nous pouvons écrire le courant comme :

$$J_c^\mu = \bar{u}_L \gamma^\mu V_{CKM} d_L \quad (1.96)$$

où on peut changer la phase des quarks d'une façon arbitraire sans affecter les matrices de masse :

$$u_\alpha \rightarrow u'_\alpha \equiv e^{-i\psi_\alpha} u_\alpha \quad (1.97)$$

$$d_\beta \rightarrow d'_\beta \equiv e^{-i\psi_\beta} d_\beta, \quad (1.98)$$

où les indices α, β indiquent respectivement un quark de type *up* et un quark de type *down*. Par conséquent la matrice V_{CKM} se transforme aussi comme :

$$V_{\alpha\beta} \rightarrow V'_{\alpha\beta} \equiv e^{i(\psi_\beta - \psi_\alpha)} V_{\alpha\beta}. \quad (1.99)$$

Il est important de remarquer que les termes de masse sont inchangés après ce genre de transformation (ils sont tous fonction de $\bar{u}_R u_L$, et les phases se compensent si on fait l'hypothèse que les quarks R prennent une phase opposée aux quarks L), et que les éléments de V_{CKM} peuvent aussi prendre une phase qui n'a pas de signification physique. On peut se poser alors la question de savoir comment le lagrangien 1.95 se transforme sous \mathcal{CP} . Il est facile de démontrer que l'invariance par \mathcal{CP} nous oblige à contraindre les éléments de V de la manière suivante :

$$V_{\alpha\beta}^* = e^{i(\xi_W + \xi_\beta - \xi_\alpha)} V_{\alpha\beta}, \quad (1.100)$$

où nous avons indiqué avec ξ_k les phases prises sous \mathcal{CP} par les bosons W^\pm et par les quarks u_α, d_β . Nous pouvons montrer que la condition 1.100 implique aussi :

$$Im(V_{\alpha\beta} V_{ij} V_{\alpha j}^* V_{i\beta}^*) = 0. \quad (1.101)$$

La quantité que nous avons écrite en 1.101 est invariante par changement de phase des quarks ; seules les quantités qui respectent cette propriété sont mesurables, et dans le cas spécifique de la matrice V_{CKM} nous aurons :

1. les modules des éléments : $U_{\alpha\beta} \equiv |V_{\alpha\beta}|^2$,

2. les produits : $Q_{\alpha\beta ij} \equiv V_{\alpha\beta} V_{ij} V_{\alpha j}^* V_{i\beta}^*$,

comme fonctions simples des éléments qui satisfont l'invariance par une transformation de phase des champs des quarks.

Observations sur les matrices complexes Pour l’instant nous n’avons rien imposé à la matrice V_{CKM} . Nous allons donc décrire les propriétés d’une matrice à coefficients complexes d’une façon très générale.

- Une matrice complexe de dimension N contient $2N^2$ paramètres réels.
- À partir de la définition de V_{CKM} nous savons que la matrice doit être unitaire, ce qui implique :

$$\sum V_{ij} V_{jk}^* = \delta_{ik} , \quad (1.102)$$

donnant de cette façon N contraintes pour $i = k$ et $N(N - 1)$ pour $i \neq k$. L’unitarité limite donc le nombre de paramètres libres indépendants à N^2 .

- Les phases des quarks peuvent être changées à loisir, ce qui correspond à multiplier la matrice V par deux matrices ne contenant que des phases dans les termes diagonaux :

$$V \rightarrow \text{diag}(e^{-i\phi_1^U}, \dots, e^{-i\phi_N^D}) V \text{diag}(e^{i\phi_1^U}, \dots, e^{i\phi_N^D}) , \quad (1.103)$$

donc nous pouvons nous affranchir encore de $2N - 1$ phases.

Le nombre de paramètres indépendants qu’on obtient à la fin est :

$$\mathcal{N}_{par} = N^2 - (2N - 1) = (N - 1)^2 . \quad (1.104)$$

Nous pouvons interpréter une partie des paramètres comme les angles d’Euler pour une matrice de rotation :

$$\mathcal{N}_{angles} = \frac{1}{2}N(N - 1) , \quad (1.105)$$

et il nous reste seulement :

$$\mathcal{N}_{phases} = (N - 1)^2 - \frac{1}{2}N(N - 1) , \quad (1.106)$$

qu’on appelle des phases “physiques”. Pour $N = 3$ il est immédiat de se convaincre qu’il n’y a qu’une phase physique, alors que pour $N < 3$ il n’y a pas de phase. Ce dernier cas implique que nous ne pourrions jamais accommoder la violation de \mathcal{CP} dans le MS s’il n’y a que 2 familles de quarks.

Mais la condition d’avoir 1 phase physique n’est pas suffisante pour assurer l’existence de la violation de \mathcal{CP} .

Dégénérescence des quarks Dans le cas où les masses des quarks sont dégénérées nous ne pourrions pas les distinguer. Ceci donne la possibilité de redéfinir les éléments de V_{CKM} en éliminant la phase non triviale qui nous permet de violer \mathcal{CP} , comme nous avons affirmé précédemment. Donc une condition essentielle pour avoir violation de \mathcal{CP} est :

$$(m_t^2 - m_c^2)(m_c^2 - m_u^2)(m_u^2 - m_t^2)(m_b^2 - m_s^2)(m_s^2 - m_d^2)(m_d^2 - m_b^2) \neq 0 . \quad (1.107)$$

Le triangle d’unitarité Nous considérons dorénavant une matrice V_{CKM} de dimension 3. L’unitarité nous donne les équations 1.102 pour les éléments, ce qui fait un total de trois équations pour les modules et six équations complexes :

$$\sum |V_{ij}|^2 = 1 \quad j = 1, \dots, 3 , \quad (1.108)$$

$$\Sigma V_{ji} V_{ki}^* = 0 = \Sigma V_{ij} V_{ik}^* \quad j = 1, \dots, 3, \quad j \neq k. \quad (1.109)$$

C'est à partir des équations 1.109 que nous pouvons extraire quelques considérations sur la violation de \mathcal{CP} . Commençons avec une première observation en utilisant la relation d'orthogonalité des premières deux lignes, où nous utilisons cette fois comme indices les noms de quarks de type "up" et "down" :

$$V_{ud} V_{cd}^* + V_{us} V_{cs}^* + V_{ub} V_{cb}^* = 0, \quad (1.110)$$

en multipliant par $V_{us}^* V_{cs}$ nous obtenons :

$$|Im(V_{ud} V_{cs} V_{cd}^* V_{us}^*)| = |Im(V_{us} V_{cb} V_{cs}^* V_{ub}^*)| \equiv J. \quad (1.111)$$

La même chose peut être démontrée pour les autres quartets Q . Cette conclusion est spécifique d'une matrice V_{CKM} à trois dimensions. La quantité J qu'on vient d'écrire est, comme les Q , invariante pour un changement de phase des quarks. On peut utiliser une méthode graphique pour représenter les relations d'unitarité 1.109 en utilisant le plan complexe. Prenons comme exemple la relation :

$$V_{ud} V_{ub}^* + V_{cd} V_{cb}^* + V_{td} V_{tb}^* = 0 \quad (1.112)$$

Chaque terme de la somme peut être considéré comme le côté d'un triangle dans le plan complexe, comme indiqué figure 1.1. Dans ce triangle nous pouvons identifier les angles comme :

$$\begin{aligned} \alpha &= \arg\left(\frac{V_{td} V_{tb}^*}{V_{ud} V_{ub}^*}\right) = \arg(-Q_{ubtd}) \\ \beta &= \arg\left(\frac{V_{cd} V_{cb}^*}{V_{td} V_{tb}^*}\right) = \arg(-Q_{tbcd}) \\ \gamma &= \arg\left(\frac{V_{ud} V_{ub}^*}{V_{cd} V_{cb}^*}\right) = \arg(-Q_{cbud}) \end{aligned} \quad (1.113)$$

avec la contrainte que leur somme doit être $\pi(\dots + n2\pi)$. Il faut souligner certaines propriétés très importantes des triangles d'unitarité :

1. la surface des triangles ne dépend pas des changements de phase des éléments de la matrice V ;
2. les triangles ont tous la même surface A , tout en pouvant changer de forme :

$$A = \frac{1}{2} |V_{cd}| |V_{cb}| \times h \quad (1.114)$$

avec la hauteur h :

$$h = |V_{ud}| |V_{ub}| |\sin\gamma| \quad (1.115)$$

ce qui mène à :

$$A = \frac{1}{2} |Im(V_{ud} V_{cb} V_{ub}^* V_{cd}^*)| = \frac{1}{2} J. \quad (1.116)$$

3. La violation de \mathcal{CP} est liée à une surface non-nulle de chaque triangle.
4. La connaissance se restreint aux modules de $Im(Q)$, mais il reste une ambiguïté de signe, qui correspond à ne pas savoir la direction du triangle. Par contre si on change la convention de phase des quarks on obtiendra une rotation du triangle.

Paramétrisation de la matrice V_{CKM}

Pour représenter la matrice V_{CKM} nous avons plusieurs possibilités de choisir les trois angles et la phase. Ici nous présentons la paramétrisation qui est devenue standard dans le *Particle Data Group* [14]:

$$V = \begin{bmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta_{13}} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & c_{23}c_{13} \end{bmatrix} \quad (1.117)$$

où nous avons utilisé l'écriture $c_{ij} = \cos\theta_{ij}$ et $s_{ij} = \sin\theta_{ij}$ pour les angles d'Euler, avec i, j qui sont les indices des familles des quarks. Nous pouvons voir que le paramètre J défini dans la formule 1.111 dépend des termes de la matrice V_{CKM} ainsi représentée, et que la condition que $J \neq 0$ n'est vérifié que si les angles $\theta_{ij} \neq 0$, $\frac{\pi}{2}$.

Les conditions pour la violation de \mathcal{CP}

Essayons maintenant de résumer la situation à propos de V_{CKM} . Nous avons vu que la violation de \mathcal{CP} peut avoir lieu seulement si la matrice n'est pas réelle, ce qui implique que le nombre de famille doit être égal ou supérieur à trois. En plus, pourvu que les masses des quarks ne soient pas dégénérées, nous pouvons représenter la matrice V_{CKM} pour trois familles en utilisant trois angles d'Euler et une phase. Avec la visualisation du triangle d'unitarité nous avons vu que la violation de \mathcal{CP} n'est permise que pour une surface non nulle du triangle, ce qui implique des conditions sur les angles et sur la phase :

$$\theta_{ij} \neq 0, \delta_{13} \neq 0, \frac{\pi}{2}. \quad (1.118)$$

Toutes ces conditions peuvent être résumées en demandant un déterminant non nul pour le commutateur des matrices des masses des quarks, comme a été décrit par C.Jarlskog [15]. Si on définit :

$$iC = [M^u(M^u)^\dagger, M^d(M^d)^\dagger] \quad (1.119)$$

alors on peut démontrer que :

$$\det C = -2J(m_t^2 - m_c^2)(m_c^2 - m_u^2)(m_u^2 - m_t^2)(m_b^2 - m_s^2)(m_s^2 - m_d^2)(m_d^2 - m_b^2). \quad (1.120)$$

La condition $\det C \neq 0$ implique tout ce que nous avons discuté précédemment ; elle est donc la condition nécessaire pour avoir violation de \mathcal{CP} dans le modèle standard avec trois familles de quarks.

La paramétrisation de Wolfenstein [16]

Les récentes mesures expérimentales des paramètres de V_{CKM} ont montré que les quantités s_{12} et s_{13} doivent être petites (de l'ordre $\mathcal{O}(10^{-3})$ et $\mathcal{O}(10^{-2})$ respectivement). Par conséquent $c_{13} = c_{23} = 1$. La représentation 1.117 de la matrice V_{CKM} est utile pour les évaluations numériques des éléments, mais pour comprendre la structure globale de la matrice une autre paramétrisation est souvent utilisée, où chaque élément est développé en puissances d'un paramètre numériquement petit $\lambda = |V_{us}| = 0.22$, qui correspond au sinus de l'angle de Cabibbo.

$$V_{CKM} \simeq \begin{bmatrix} 1 - \lambda^2/2 & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \lambda^2/2 & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{bmatrix} + \mathcal{O}(\lambda^4). \quad (1.121)$$

Les nouveaux paramètres A , ρ , η sont reliés aux paramètres de 1.117 à travers :

$$s_{12} \equiv \lambda, s_{23} \equiv A\lambda^2, s_{13}e^{-i\delta} \equiv A\lambda^3(\rho - i\eta). \quad (1.122)$$

L'expression 1.121 peut être rendue plus précise en effectuant le changement de variable

$$\bar{\rho} = \rho\left(1 - \frac{\lambda^2}{2}\right), \quad \bar{\eta} = \eta\left(1 - \frac{\lambda^2}{2}\right), \quad (1.123)$$

qui permet de définir V_{CKM} jusqu'à l'ordre λ^5 . Ce genre de précision est indispensable dans certains calculs théoriques, comme celui de ε . Dans l'écriture 1.121 on voit que la matrice est "presque" diagonale et symétrique. Cette paramétrisation permet d'estimer assez rapidement la taille de chaque triangle d'unitarité. Nous allons mentionner ici seulement deux triangles qui se comportent de façons très différentes :

$$V_{us}V_{ud}^* + V_{cs}V_{cd}^* + V_{ts}V_{td}^* = \mathcal{O}(\lambda) + \mathcal{O}(\lambda) + \mathcal{O}(\lambda^5) = 0 \quad (1.124)$$

$$V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^* = \mathcal{O}(\lambda^3) + \mathcal{O}(\lambda^3) + \mathcal{O}(\lambda^3) = 0 \quad (1.125)$$

Les côtés de chaque triangle sont donc presque du même ordre de grandeur dans la relation 1.125, alors que ce n'est pas le cas pour 1.124. Le triangle 1.125 est le plus intéressant du point de vue phénoménologique, car il dépend des termes V_{ub} , V_{cb} et V_{td} , qui constituent un thème de recherche actif actuellement. On peut le représenter graphiquement en normalisant tous les termes à $V_{cd}V_{cb}^* = -A\lambda^3$, ce qui nous donne le triangle dessiné en figure 1.1, où les sommets sont représentés par $(0, 0)$, $(1, 0)$ et $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$. Les paramètres de ce triangle peuvent être mesurés à partir des désintégrations de mésons B , sur lesquels on reviendra dans la suite.

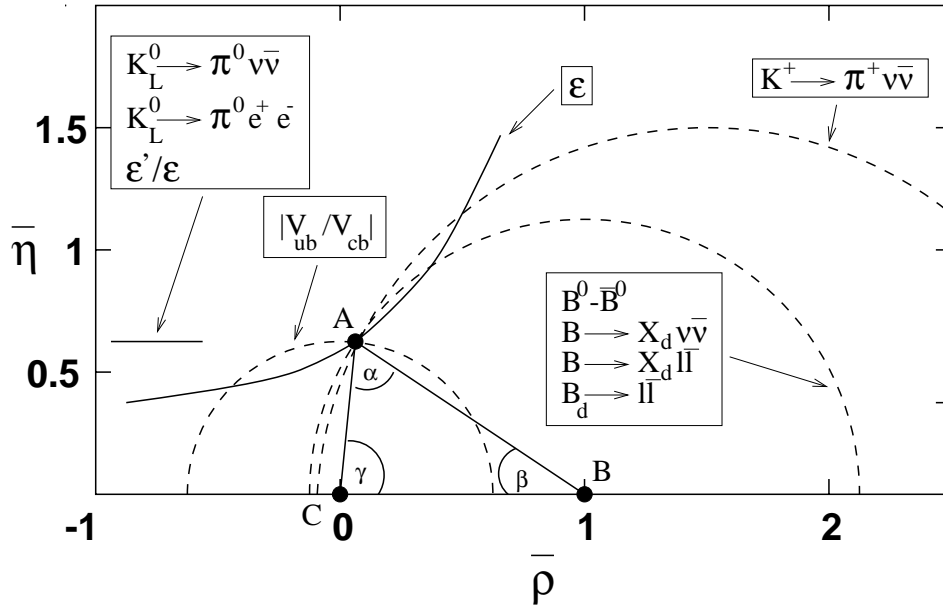


FIG. 1.1 – Triangle d'unitarité (Buras). En figure sont illustrées aussi les désintégrations qui contribuent à la mesure des paramètres du triangle.

1.3.3 Le calcul théorique des paramètres ε et ε'/ε

Le lagrangien électrofaible dont nous avons parlé jusqu'ici est défini à l'échelle de la masse du W et du Z , ce qui implique que les transitions faibles sont des transitions de courte distance. Si maintenant nous prenons en compte les interactions fortes, il faut étudier ce qui se passe aux échelles de l'ordre de Λ_{QCD} . La théorie utilisée ici est la *chromodynamique quantique* (QCD), pour laquelle la constante de couplage α_s dépend de l'échelle des processus considérés.

L'approche actuelle pour le calcul des corrections dues aux interactions fortes est de partager le domaine en énergie en deux, en factorisant les contributions de courte distance et de longues distance à l'aide d'un paramètre μ qui varie en fonction de l'énergie.

Au premier ordre les diagrammes qui sont responsables des désintégrations du kaon sont les diagrammes en arbre du genre représenté en figure 1.2; aucune violation de \mathcal{CP} n'est associée à ce terme. Aux ordres supérieurs par contre, apparaissent les diagrammes en boîte et pingouin faibles, qui se manifestent à l'échelle de la masse du W et du Z ; à cette énergie la valeur du paramètre μ est petite et une méthode perturbative peut être appliquée, grâce au comportement asymptotique de la *QCD*. Quand on s'approche des énergies plus faibles qui correspondent aux masses des hadrons impliqués, comme $\mu \sim \mathcal{O}(1 \text{ GeV})$ la méthode perturbative devient vite inutilisable à cause d'une valeur de α_s plus grande que 0.5. L'approche utilisée est donc celle de prendre en compte un Hamiltonien *effectif*, c'est-à-dire où apparaissent seulement les opérateurs locaux qui gouvernent les transitions, et qui dépendent des hadrons mis en jeu.

Pour le cas de la désintégration du kaon neutre en deux pions, on peut écrire l'amplitude de transition en utilisant le développement en produits d'opérateurs (*OPE*) pour écrire l'hamiltonien effectif qui règle les transitions $\Delta S = 1$:

$$\mathcal{H}_{eff}(\Delta S = 1) = \frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{us}^* V_{ud} \sum_{i=1}^{10} (z_i(\mu) + \tau y_i(\mu)) \mathcal{Q}_i(\mu) \quad , \quad (1.126)$$

où les \mathcal{Q}_i sont des opérateurs effectifs à quatre quarks, responsables des désintégrations et les coefficients $C_i = z_i + \tau y_i$ sont appelés coefficients de Wilson, avec $\tau = -\frac{V_{ts}^* V_{td}}{V_{us}^* V_{ud}}$. Une expression détaillée pour les opérateurs peut être trouvée dans [17]. Ici nous nous limitons à considérer que :

- $\mathcal{Q}_{1,2}$ représentent les interactions *courant-courant* avec échange des gluons ou d'un W ;
- $\mathcal{Q}_{3,4,5,6}$ représentent les diagrammes pingouins de la *QCD* (fig. 1.4), avec un gluon ;
- $\mathcal{Q}_{7,8,9,10}$ représentent les diagrammes pingouins électrofaibles (fig. 1.4), avec un Z ou un γ .

La dépendance en μ qui est présente dans les coefficients de 1.126 est compensée par la dépendance en μ des opérateurs \mathcal{Q}_i , et elle doit s'effacer dans les amplitudes $\langle f | \mathcal{H}_{eff} | K \rangle \propto C_i \langle f | \mathcal{Q}_i | K \rangle$.

Ce sont ces derniers facteurs qui contiennent les plus grandes incertitudes de calcul théorique, et pour cette raison les approches utilisés sont variées, du calcul sur réseaux aux méthodes perturbatives qui utilisent le modèle chiral (où on fait l'hypothèse de masse nulle pour les quarks), aux approches phénoménologiques qui essaient de raccorder les termes $\langle f | \mathcal{Q}_i | K \rangle$ aux observables mieux connues expérimentalement.

Les méthodes théoriques utilisées: pour le calcul de ε'/ε , différentes approches théoriques peuvent être utilisées pour l'estimation des contributions hadroniques à longue distance dans les désintégrations des kaons. Les résultats obtenus sont résumés dans le tableau 1.1, et nous résumons ici les caractéristiques de chaque approche :

- *calcul sur réseau*: c'est la méthode adoptée par le groupe de Rome, qui se base sur une simulation de QCD non perturbative. Dans cette approche les théories de basse et haute énergie sont identiques et données par le lagrangien de QCD. La limite consiste dans le

fait que tous les éléments ne sont pas calculés, en particulier le paramètre $\langle \mathcal{Q}_6 \rangle$ qui est très important pour ε'/ε est estimé par des calculs qui font l'approximation de saturation de vide.

- *approche phénoménologique* : adoptée par le groupe de Munich, l'approche phénoménologique est basée sur la connaissance des amplitudes qui conservent \mathcal{CP} , et sur des développements en série de $1/N_c$, où N_c est le nombre des couleurs. Les valeurs des opérateurs $\langle \mathcal{Q}_6 \rangle$ et $\langle \mathcal{Q}_8 \rangle$ ne peuvent pas être déterminées dans ce cadre théorique, et restent donc les sources plus les importantes d'incertitude.
- *théorie chirale* : le groupe de Trieste détermine les valeurs de tous les opérateurs \mathcal{Q}_i avec la théorie chirale perturbative, jusqu'à l'ordre $O(p^4)$. Dans cet approche, on combine un modèle de QCD à basse énergie qui permet de calculer les termes hadroniques en fonction de certains paramètres, et l'estimation de ces paramètres est basée sur la phénoménologie des transitions $\Delta\mathcal{I} = 1/2$.
- *développement $1/N_c$* : le groupe de Dortmund utilise une approche qui calcule les éléments de matrice hadronique grâce à un développement du lagrangien en termes $1/N_c$, c'est-à-dire inversement proportionnels au nombre des couleurs. L'avantage de calculer tous les opérateurs avec la même méthode est affaibli par les difficultés à inclure les termes d'ordre $O(p^4)$, et par l'instabilité des résultats en fonction du choix de l'échelle μ .

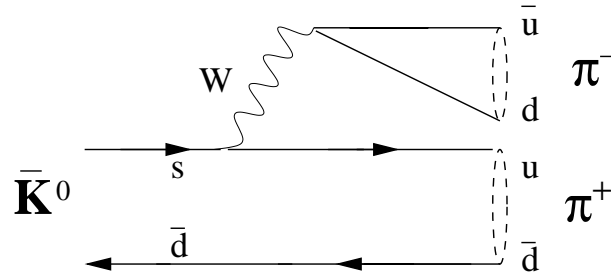


FIG. 1.2 – Diagrammes à arbre

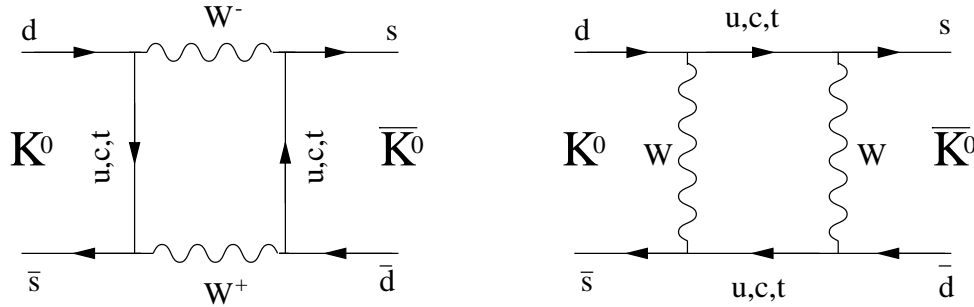


FIG. 1.3 – Diagrammes en boîte

Le calcul de ε : comme nous l'avons vu, ε vient surtout des transitions $\Delta S = 2$, c'est-à-dire du mélange $K^0 - \bar{K}^0$, correspondant aux diagrammes en boîte 1.3. Ces diagrammes représentent les amplitudes de désintégration du genre :

$$\langle \bar{K}^0 | \mathcal{Q}(\Delta S = 2) | K^0 \rangle = \frac{8}{3} B_K(\mu) F_K^2 m_K^2, \quad (1.127)$$

où nous avons indiqué par F_K la constante de désintégration des kaons, par m_K la masse, et par B_K les facteurs non perturbatifs liés aux éléments de matrice hadronique des opérateurs utilisés, avec une dépendance en μ qui inclut celle des Q_i . Les incertitudes sur ce terme sont très importantes. Par la connaissance expérimentale de ε et les formules théoriques qui montrent la dépendance envers les éléments de matrice V_{CKM} nous pouvons obtenir la contrainte :

$$\bar{\eta} [(1 - \bar{\rho})A^2\eta_2 S_0(x_t) + P_0(\varepsilon)] A^2 B_K = 0.226 \quad , \quad (1.128)$$

où nous avons indiqué par :

$$P_0(\varepsilon) = [\eta_3 S_0(x_c, x_t) - \eta_1 x_c] \frac{1}{\lambda^4} \quad , \quad x_q = \frac{m_q^2}{M_W^2} \quad . \quad (1.129)$$

Les fonctions S_0 dépendent de la masse des quarks et des leptons internes, et représentent les boucles des diagrammes en boîte avec un seul quark ou deux quarks (*charm*, *top*). En particulier $P_0(\varepsilon)$ exprime la contribution des diagrammes qui ne dépendent que faiblement de la masse du quark *top*. Nous avons indiqué par η_i les facteurs de QCD, dont les valeurs calculées à l'aide des méthodes perturbatives sont [17] :

$$\eta_1 = 1.38 \pm 0.20 \quad , \quad \eta_2 = 0.57 \pm 0.01 \quad , \quad \eta_3 = 0.47 \pm 0.04 \quad . \quad (1.130)$$

Les quantités A , λ sont les paramètres de Wolfenstein que nous avons définis dans 1.122. L'équation 1.128 représente une hyperbole dans le plan $\bar{\rho}$, $\bar{\eta}$, ce qui implique que ε_K (c'est-à-dire ε dans le système des kaons neutres) aide à contraindre les éléments $|V_{ub}/V_{cb}|$, $|V_{cb}|$, et B_k , m_t . Pour des valeurs faibles de ces paramètres, l'hyperbole s'éloigne de l'origine du plan.

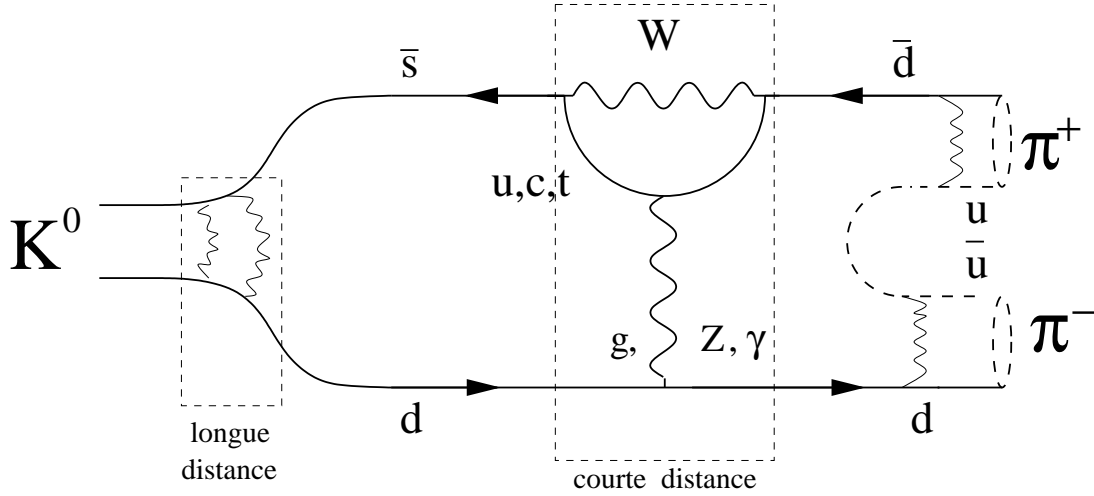


FIG. 1.4 – Diagrammes Pingouins de QCD et électrofaibles.

Le calcul de ε'/ε : dans le modèle standard ε' est liée aux amplitudes de désintégration en états d'isospin 0, 2 selon la relation 1.82 que nous réécrivons pour plus de commodité sous la forme :

$$\varepsilon' = \frac{-1}{\sqrt{2}} \frac{\omega}{Re A_0} \left[Im A_0 - \frac{1}{\omega} Im A_2 \right] e^{i(\delta_2 - \delta_0 + \pi/2)} \quad (1.131)$$

Les diagrammes qui contribuent à ces transitions ont été représentés en figure 1.4. Le terme $Im A_0$ est dominé par les diagrammes pingouins de QCD et dépend peu de m_t , à l'inverse de

$\text{Im}A_2$ qui est dominé par les pingouins électrofaibles et augmente considérablement pour des valeurs élevées de m_t . De plus, malgré leur suppression par rapport aux pingouins QCD (due au rapport α/α_s), les pingouins électrofaibles doivent être considérés à cause de l'accroissement qui vient du rapport $1/\omega = 22$ qui traduit la règle empirique $\Delta\mathcal{I} = 1/2$.

En raison de l'incertitude théorique sur l'origine de $\Delta\mathcal{I} = 1/2$, la façon habituelle de procéder dans la calcul est de prendre les valeurs expérimentales des parties réelles des amplitudes $A_{\mathcal{I}}$, et de calculer seulement les parties imaginaires, en utilisant l'hamiltonien effectif des transitions $\Delta\mathcal{S} = 1$ que nous avons écrit en 1.126. Seuls les coefficients de Wilson $y_i(\mu)$ entrent dans l'évaluation de ε'/ε , qui peut être réécrit comme :

$$\frac{\varepsilon'}{\varepsilon} = \text{Im}\lambda_t \frac{G_F \omega}{2|\varepsilon| \text{Re}A_0} \left[\sum_{i=0}^{10} y_i \langle \mathcal{Q}_i \rangle_0 (1 - \Omega_{\eta+\eta'}) - \frac{1}{\omega} \sum_{i=0}^{10} y_i \langle \mathcal{Q}_i \rangle_2 \right], \quad (1.132)$$

dans laquelle nous utilisons $\lambda_t = V_{td}V_{ts}^* = \eta A^2 \lambda^5$ et où nous avons indiqué par :

$$\langle \mathcal{Q}_i \rangle_{\mathcal{I}} \equiv \langle \mathcal{I} | \mathcal{Q}_i | K \rangle, \quad (1.133)$$

la valeur de l'opérateur \mathcal{Q}_i pour une certaine amplitude de transition dans un état d'isospin \mathcal{I} . La première somme entre parenthèses dans 1.132 représente les transitions $\Delta\mathcal{I} = 1/2$ et est dominée par les diagrammes de QCD qui sont supprimés par les effets de brisure de symétrie d'isospin qui donne lieu à la séparation des masses des quarks ($m_u \neq m_d$) ; cela est décrit par le terme $\Omega_{\eta+\eta'}$, qui a la valeur 0.25 ± 0.10 [18] estimée à partir de déductions basées sur la théorie chirale et sur l'expansion N_c . La deuxième somme dans 1.132 contribue aux transitions $\Delta\mathcal{I} = 3/2$. Donc, même si la théorie autorise la présence d'une violation directe de \mathcal{CP} , nous pouvons avoir des conditions telles que la quantité ε'/ε soit nulle, grâce à des compensations des termes contribuant à $\Delta\mathcal{I} = 1/2$ et à $\Delta\mathcal{I} = 3/2$. Dans l'approche phénoménologique, les éléments de matrice $\langle \mathcal{Q}_i \rangle$ sont en général exprimés en termes des paramètres non perturbatifs B_i , dont la valeur peut dépendre de l'échelle μ choisie. Les paramètres B_i sont reliés aux $\langle \mathcal{Q}_i \rangle$ à travers les valeurs $\langle \mathcal{Q}_i \rangle_{VSA}^1$ calculés dans l'approximation de saturation du vide (dans cette hypothèse $B_i = 1$, indépendamment de μ). Les opérateurs les plus difficiles à évaluer sont ceux qui ne peuvent pas être contraints à l'aide des connaissances sur la conservation de \mathcal{CP} , c'est-à-dire B_6 et B_8 , qui malheureusement ont des coefficients de Wilson numériquement important, et contribuent donc très largement à ε'/ε . Dans le cadre de l'approche phénoménologique on peut dériver la formule approximative suivante :

$$\frac{\varepsilon'}{\varepsilon} \sim 13.4 \cdot \text{Im}\lambda_t \left(\frac{110 \text{MeV}}{m_s(2 \text{GeV})} \right)^2 \left[(1 - \Omega_{\eta+\eta'}) B_6 - 0.4 \cdot B_8 \left(\frac{m_t}{165 \text{GeV}} \right)^{\frac{5}{2}} \right] \cdot \frac{\Lambda_{MS}^{(4)}}{340 \text{MeV}} \quad (1.134)$$

où m_s est la masse du quark étrange à une échelle de 2GeV , m_t la masse du quark top, et $\Lambda_{MS}^{(4)}$ le paramètre d'échelle de QCD. Une incertitude importante dans ce calcul est celle liée à la masse du quark étrange, pour laquelle différentes valeurs (dans l'intervalle $75 - 175 \text{MeV}$) ont été utilisées.

L'expression 1.134 montre l'intérêt que peut avoir la mesure de ε'/ε dans la détermination de $\text{Im}\lambda_t$, et donc du paramètre η de violation de \mathcal{CP} dans la matrice V_{CKM} . Les incertitudes qui affectent le calcul des coefficients B_6 et B_8 sont malheureusement telles qu'une mesure expérimentale précise de ε'/ε ne peut servir actuellement à contraindre la hauteur η du triangle d'unitarité. La démarche théorique actuelle consiste donc à utiliser la valeur de $\text{Im}\lambda_t$ issue d'un ajustement global dans le cadre du modèle standard, estimer les paramètres B_6 et B_8 et ainsi prédire la valeur de ε'/ε .

1. Le sigle *VSA* vient de l'anglais *Vacuum Saturation Approximation*

groupe (année)	$\text{Re}\varepsilon'/\varepsilon$ [unités 10^{-4}]	approche
Rome (1995)	3.1 ± 2.5	réseau
Munich (1996)	3.6 ± 3.4	phénoménologique ($m_s = 150 \pm 20 \text{ MeV}/c^2$)
Munich (1996)	10.4 ± 3.4	phénoménologique ($m_s = 100 \pm 20 \text{ MeV}/c^2$)
Trieste (1996)	4 ± 5	chirale (LO)
Trieste (1998)	$17_{-1.0}^{+1.4}$	chirale (NLO)
Rome (1999)	$3.6 - 6.7 \pm 0.5$	réseau (variation des paramètres en entrée)
Dortmund (1999)	$1.5 - 31.6$	$1/N_c$ (variations des paramètres : $m_s, \Omega_{\eta+\eta'}, \Lambda_{QCD}$)
Valencia (2001) [19]	17 ± 9	chirale
Trieste (2001) [20]	22 ± 8	chirale

TAB. 1.1 – Résultats théoriques pour ε'/ε .

1.4 Aperçu du système des mésons B

Le système des mésons B neutres, et plus précisément celui du $B_d^0 - \bar{B}_d^0$, permet d'explorer le paramètre d'un triangle d'unitarité ayant les côtés du même ordre de grandeur dans la matrice V_{CKM} . En normalisant les côtés du triangle correspondant à l'équation 1.125, par $V_{cd}V_{cb}^*$ on obtient les longueurs suivantes :

$$R_u \equiv \frac{V_{ud}V_{ub}^*}{V_{cd}V_{cb}^*} = \sqrt{\bar{\rho}^2 + \bar{\eta}^2} = \frac{1 - \lambda^2/2}{\lambda} \left| \frac{V_{ub}}{V_{cb}} \right| , \quad (1.135)$$

$$R_t \equiv \frac{V_{td}V_{tb}^*}{V_{cd}V_{cb}^*} = \sqrt{(1 - \bar{\rho})^2 + \bar{\eta}^2} = \frac{1}{\lambda} \left| \frac{V_{td}}{V_{cb}} \right| . \quad (1.136)$$

Pour démontrer qu'il y a violation de \mathcal{CP} dans le système des B il suffit de mesurer les angles α, β, γ , qui ont été définis dans 1.113 et voir que l'un d'entre eux est différent de 0 ou π . Dans le plan ρ, η ceci revient à trouver un domaine permis qui exclut $\eta = 0$. Ce triangle favorise une étude systématique de la violation de \mathcal{CP} puisque la relation d'unitarité est sur-contrainte par les mesures des modules $|V_{us}|, |V_{ub}|, |V_{cb}|, |V_{td}|$ dans des désintégrations qui conservent \mathcal{CP} , et par les mesures des angles (α, β, γ) dans les désintégrations des mésons B qui présentent des asymétries par rapport à \mathcal{CP} .

Oscillations des B

Le mélange entre particule et anti-particule est responsable des petites différences de masse dans les mésons neutres, et dans le cas spécifique des kaons est aussi strictement corrélé à la violation de \mathcal{CP} à travers ε . Dans le cadre du modèle standard ce mélange est sensible à la masse et aux couplages du quark top , ce qui permet d'accéder à la mesure de $|V_{td}|$ par exemple. Les observations théoriques qui ont été adressées aux kaons peuvent être donc étendues aux B , dont les désintégrations apparaissent très prometteuses pour l'étude de la violation de \mathcal{CP} .

Probabilité d'oscillation des B : l'évolution temporelle d'un B^0 ou d'un \bar{B}^0 est décrite par les mêmes équations 1.32 que nous avons trouvées pour les kaons, en y substituant les états propres de masse du système des B :

$$\begin{aligned} |B^0(t)\rangle &= f_+(t)|B^0\rangle + \frac{q}{p}f_-(t)|\bar{B}^0\rangle \\ |\bar{B}^0(t)\rangle &= f_+(t)|\bar{B}^0\rangle + \frac{q}{p}f_-(t)|B^0\rangle , \end{aligned} \quad (1.137)$$

où f_{\pm} sont définies en analogie avec 1.33 comme :

$$f_{\pm} = \frac{1}{2} e^{-i(M_1 - \frac{1}{2}\Gamma_1)t} \left[1 \pm e^{-i(\Delta M - \frac{1}{2}\Delta\Gamma)t} \right], \quad (1.138)$$

avec $\Delta M = M_2 - M_1$ et $\Delta\Gamma = \Gamma_2 - \Gamma_1$, qui représentent pour le cas en question les différences entre les masses et les largeurs des états propres de masse du système des B .

Comparaison avec le système des kaons. Pour les kaons nous avons vu que les quantités ΔM_K et $\Delta\Gamma_K$ sont liées entre elles par

$$r_K \equiv \frac{\Gamma_{12}^K}{M_{12}^K} \simeq \frac{\Delta\Gamma_K}{\Delta M_K} \simeq 2, \quad (1.139)$$

si on utilise l'équation 1.20. En utilisant le formalisme introduit dans les équations 1.73 et 1.74 nous rappelons que la violation de \mathcal{CP} est liée à la différence de phase entre M_{12} et Γ_{12} , paramétrisée par $\zeta_K = \sin\delta$, à travers la relation :

$$\left| \frac{q}{p} \right| \simeq 1 - \frac{\zeta_K}{2}. \quad (1.140)$$

Dans le système des B , les mêmes considérations mènent à un résultat légèrement différent, avec

$$\left| \frac{q}{p} \right| \simeq 1 - \frac{r_B}{2} \sin\zeta_B, \quad (1.141)$$

où la condition de conservation de \mathcal{CP} est donnée par $r_B \ll 1$ plutôt que par $\zeta \ll 1$.

La différence par rapport au système des kaons est une conséquence du fait que pour les B la contribution majeure à ΔM_B vient de la présence du quark *top* dans le diagramme en boîte, alors que dans le calcul de $\Delta\Gamma$ les termes dominants sont ceux des quarks c, u , dont les masses sont beaucoup plus petites que m_b . Donc par rapport au système des K , nous pouvons écrire dans celui de B :

$$\frac{\Delta\Gamma_B}{\Delta M_B} = \frac{|\Gamma_{12}^B|}{|M_{12}^B|} \simeq \left(\frac{m_b}{m_t} \right)^2 = \mathcal{O}(10^{-3}) \ll 1. \quad (1.142)$$

Pour résumer la situation, nous avons pour les kaons $|\Gamma_{12}^K| \sim |M_{12}^K|$, tandis que pour les B on trouve $|\Gamma_{12}^B| \ll |M_{12}^B|$. Ceci a une influence non négligeable sur les observables liées à \mathcal{CP} . Dans le premier cas en effet, $\text{Re}(\varepsilon_K)$ est du même ordre de grandeur que $|\varepsilon_K|$ puisque la phase vaut $\sim 45^\circ$. Dans le deuxième cas au contraire on peut démontrer que $\text{Re}(\varepsilon_B) \ll |\varepsilon_B|$.

Les désintégrations des B . Si on utilise les équations 1.137 d'évolution temporelle on peut écrire les amplitudes de désintégration d'un B^0 ou $\overline{B^0}$ dans un état final f, \bar{f} :

$$\begin{aligned} A(f) &= \langle f | H_{\Delta B=1} | B^0 \rangle & A(\bar{f}) &= \langle \bar{f} | H_{\Delta B=1} | B^0 \rangle \\ \overline{A}(f) &= \langle f | H_{\Delta B=1} | \overline{B^0} \rangle & \overline{A}(\bar{f}) &= \langle \bar{f} | H_{\Delta B=1} | \overline{B^0} \rangle \end{aligned} \quad (1.143)$$

ainsi que les largeurs correspondantes :

$$\begin{aligned} \Gamma(B^0 \rightarrow f) &\propto e^{i\Gamma_1 t} \mathcal{G}_f(t) \\ \Gamma(B^0 \rightarrow \bar{f}) &\propto e^{i\Gamma_1 t} \mathcal{G}_{\bar{f}}(t) \\ \Gamma(\overline{B^0} \rightarrow f) &\propto e^{i\Gamma_1 t} \overline{\mathcal{G}}_f(t) \\ \Gamma(\overline{B^0} \rightarrow \bar{f}) &\propto e^{i\Gamma_1 t} \overline{\mathcal{G}}_{\bar{f}}(t) \end{aligned} \quad (1.144)$$

où nous avons indiqué par \mathcal{G}_f une fonction de ΔM , $\Delta\Gamma$, et aussi du rapport $\frac{q}{p}\frac{\bar{A}(f)}{A(f)} \equiv \frac{q}{p}\bar{\rho}(f)$. En ce qui concerne la possibilité d'observer une violation de \mathcal{CP} , on peut démontrer à partir des relations 1.144 (on pourra consulter [14], [21] pour le détail des calculs) que la condition d'invariance est violée pour :

$$\mathcal{G}_f(t) \neq \bar{\mathcal{G}}_{\bar{f}}(t) \quad (1.145)$$

qui se traduit dans des relations différentes selon le mode de désintégration étudié ; les effets que l'on peut observer sont aussi liés à cette différence, et il y a donc des types de désintégrations plus favorables que d'autres pour les asymétries. Les différentes catégories de violation de \mathcal{CP} qui peuvent se produire sont :

- $B \rightarrow f \neq \bar{B} \rightarrow \bar{f}$: l'étude des désintégrations dans des états propres de \mathcal{CP} (f, \bar{f}) pour particule et anti-particule peut montrer une asymétrie de \mathcal{CP} même en absence d'oscillations ($\Delta\Gamma = \Delta M = 0$), lorsque :

$$|A(f)| \neq |\bar{A}(\bar{f})| . \quad (1.146)$$

Une telle violation de \mathcal{CP} est observable dans le système des B pour les **désintégrations semi-leptoniques** suivant la règle $\Delta B = \Delta Q = 1$. Elle correspond à celle que nous avons appelée violation **directe**.

- $B \rightarrow f \not\leftarrow \bar{B}$ ou $B \not\rightarrow f \leftarrow \bar{B}$: dans ce cas les états propres de \mathcal{CP} se mélangent à travers les oscillations ($\Delta B = 2$). On peut étudier cette asymétrie toujours dans le cadre des désintégrations semi-leptoniques, en utilisant la quantité mesurable :

$$\frac{\Gamma(B(t) \rightarrow l^+ X) - \Gamma(\bar{B}(t) \rightarrow l^- X)}{\Gamma(B(t) \rightarrow l^+ X) + \Gamma(\bar{B}(t) \rightarrow l^- X)} = \frac{1 - |p/q|^4}{1 + |p/q|^4} = -r_B \sin \zeta_B , \quad (1.147)$$

où nous avons utilisée la formule 1.141. Cette asymétrie est nulle seulement quand $|q/p| = 1$, et c'est la même condition que nous avons nommée précédemment violation **indirecte**.

- $B \rightarrow f \leftarrow \bar{B}$: les états finals sont communs à particule et anti-particule, mais pas avec la même probabilité. C'est le cas par exemple dans le système des kaons et des B pour les désintégrations :

$$K \rightarrow \pi\pi \leftarrow \bar{K} \quad (1.148)$$

$$B \rightarrow J/\psi K_S, \pi\pi \leftarrow \bar{B} . \quad (1.149)$$

On peut démontrer qu'une asymétrie est présente même si $|A(f)| = |\bar{A}(\bar{f})|$, et qu'elle est liée aux possibles différences des phases dans le produit $(q/p)(\bar{A}/A)$, comme on le voit dans l'expression de l'asymétrie :

$$\frac{\Gamma(B(t) \rightarrow f) - \Gamma(\bar{B}(t) \rightarrow f)}{\Gamma(B(t) \rightarrow f) + \Gamma(\bar{B}(t) \rightarrow f)} \simeq \frac{-2\sin(\Phi_{\Delta B=2} + \Phi_{\Delta B=1})e^{\frac{1}{2}\Delta\Gamma t}\sin(\Delta Mt)}{1 + e^{\Delta\Gamma t}} \quad (1.150)$$

qui est non nulle quand les deux conditions suivantes sont vérifiées simultanément :

1. $B \rightarrow \bar{B}$ oscillent, ce qui génère $\Delta M \neq 0$,
2. la somme des phases entre les termes responsables de la désintégration et du mélange est non nulle :

$$\arg(q/p) + \arg(\bar{A}/A) \neq 0 . \quad (1.151)$$

Cette dernière condition montre qu'on peut avoir violation de \mathcal{CP} à cause de l'interférence entre le terme de violation directe et violation indirecte, mais sans que les conditions 1.146 et 1.147 soient satisfaites.

1.4.1 La mesure de $\sin 2\beta$ dans $B_d \rightarrow J/\psi K_S$:

La meilleure façon de mesurer $\sin 2\beta$ consiste à considérer un état final de désintégration qui soit commun à B^0 et $\overline{B^0}$, comme par exemple $J/\psi K_S$. La violation de \mathcal{CP} est dans ce cas liée à l'angle β du triangle d'unitarité, à travers la quantité

$$\text{Im} \frac{q \overline{A}(\psi K_S)}{p A(\psi K_S)} \simeq \frac{2(1 - \bar{\rho})\bar{\eta}}{(1 - \bar{\rho})^2 + \bar{\eta}^2} = \sin 2\beta, \quad (1.152)$$

ce qui nous mène à des contraintes phénoménologiques au sein du MS qui donnent :

$$0.2 \leq \sin 2\beta \leq 0.85. \quad (1.153)$$

Dans les “usines” à B , les mésons B_d sont produit par la réaction :

$$e^+ e^- \rightarrow B^0 \overline{B^0}. \quad (1.154)$$

La violation de \mathcal{CP} est étudiée dans la configuration où les B vont se désintégrer en :

$$B^0(\overline{B^0}) \rightarrow J/\psi K_S \rightarrow (l^+ l^-)_{J/\psi} (\pi^+ \pi^-)_{K_S}, \quad (1.155)$$

où l'on voit que les signatures expérimentales du J/ψ et du K_S sont très claires et faciles à mettre en œuvre. La mesure de l'asymétrie décrite dans 1.150 est liée à la possibilité d'étiqueter la beauté du B qui s'est désintégré au temps t_l grâce au canal semi-leptonique, par exemple $\overline{B} \rightarrow l^- + X$, et puis regarder l'amplitude de désintégrations de l'autre B dans un état propre de \mathcal{CP} , par exemple $B \rightarrow J/\psi K_S$, après un temps Δt . Le même raisonnement s'applique pour Δt négatif.

Un désavantage du mode en question est la probabilité de branchement qui est de l'ordre de 10^{-4} . Pour établir la violation **directe** de \mathcal{CP} , il faudra en principe comparer l'asymétrie ainsi mesurée, avec celle qu'on obtient dans une autre classe de désintégrations (par exemple $B \rightarrow \pi\pi$).

Les expériences qui sont aujourd'hui en cours pour la mesure de $\sin 2\beta$ dans un tel canal utilisent des collisionneurs $e^+ e^-$ à $\sqrt{s} \sim 10 \text{ GeV}$, et sont : Belle (KEK, Japon), Babar (SLAC, États Unis) et CLEO (CORNELL, États Unis). Des résultats viennent ou sont attendus aussi des machines hadroniques comme le TEVATRON (Fermilab), et dans le futur LHC (CERN). L'expérience HERAB (Hambourg) n'ayant pu démontrer sa compétitivité avant le démarrage des “usines” à B , est en train de recentrer ses objectifs de physique.

1.5 Le problème de la violation de \mathcal{CP} dans la QCD

Jusqu'à maintenant nous avons traité la symétrie \mathcal{CP} à l'intérieur du modèle des interactions faibles, en supposant que le lagrangien de QCD était invariant sous \mathcal{CP} . La présence de violation de \mathcal{CP} dans les interactions dites *fortes* constitue encore aujourd'hui un problème non résolu. Le lagrangien de QCD peut en général contenir un terme additionnel qui viole \mathcal{CP} , et qui peut être vu dans des observables comme le moment magnétique du neutron d_n . Cette problématique sort du cadre de notre exposé, et nous allons maintenant nous concentrer sur la mise en évidence expérimentale de la violation **directe** de \mathcal{CP} dans le système des kaons neutres.

Chapitre 2

Les expériences pour la mesure de ε'/ε .

Comme nous l'avons vu au chapitre précédent, plusieurs modèles ont été proposés après 1964 pour justifier la violation de \mathcal{CP} observée. Le modèle standard des interactions faibles donne des prédictions qui diffèrent des prédictions du modèle *super-faible* pour ce qui concerne ε' . Pour distinguer les deux solutions il faut donc mesurer ε' ou, ce qui est expérimentalement plus accessible, le rapport ε'/ε relié au double rapport R de taux de désintégrations par la relation :

$$R \equiv \frac{\Gamma(K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0)}{\Gamma(K_S \rightarrow \pi^0 \pi^0)} / \frac{\Gamma(K_L \rightarrow \pi^+ \pi^-)}{\Gamma(K_S \rightarrow \pi^+ \pi^-)} = \left| \frac{\eta_{00}}{\eta_{+-}} \right|^2 \simeq 1 - 6 \times \text{Re}(\varepsilon'/\varepsilon). \quad (2.1)$$

Les mesures de ε'/ε ont commencé dans les années 70, et continuent encore aujourd'hui, la violation de \mathcal{CP} restant une des questions les plus fondamentales des interactions entre les particules élémentaires. Le système des kaons a été jusqu'à ces dernières années le seul à offrir un terrain d'investigation possible, mais aujourd'hui celui des mésons B commence à être exploité, comme nous l'avons mentionné dans le chapitre précédent.

2.1 La situation expérimentale avant 1985

Après 1964, année de la découverte de la violation de \mathcal{CP} , plusieurs expériences ont approfondi les connaissances sur ce phénomène. En 1965, une autre expérience confirme les désintégrations $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^-$. Le résultat [12] de 1964 était :

$$|\eta^{+-}| = (2.0 \pm 0.4) \times 10^{-3} \quad (2.2)$$

tandis qu'il faut attendre 1967 pour les premiers résultats de η^{00} dans la désintégration $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$, qui étaient très différents des valeurs de η^{+-} obtenus dans le mode chargé. Ces résultats sur η^{00} se sont avérés faux, comme le montre pour la première fois en 1968 une expérience au CERN [22] (comprenant une chambre à bulle à liquide lourd), qui trouve :

$$|\eta^{00}| = (2.2 \pm 0.4) \times 10^{-3} \quad (2.3)$$

Le mode neutre présente des difficultés en ce qui concerne le rejet du bruit de fond $K_L \rightarrow 3\pi^0$, ainsi que pour l'acceptance de l'appareillage. Dans les années suivantes, l'intérêt dans la mesure de $|\eta^{00}/\eta^{+-}|$ se concrétise en trois résultats qui sont résumés dans le tableau 2.1.

En 1985 deux expériences, l'une à Brookhaven et l'autre à Chicago, atteignent une précision de $\sim 2\%$ sur $|\eta^{00}/\eta^{+-}|$, et publient pour la première fois un résultat sur la mesure de $\text{Re}(\varepsilon'/\varepsilon)$:

- Yale-BNL : $\text{Re}(\varepsilon'/\varepsilon) = (17 \pm 82(\text{stat} + \text{syst})) \times 10^{-4}$ [26]

Groupe	année	Résultat de la mesure de $ \eta^{00}/\eta^{+-} $
CERN [23]	1972	$1,00 \pm 0,06$
Princeton [24]	1972	$1,03 \pm 0,07$
NYU [25]	1979	$1,00 \pm 0,09$

 TAB. 2.1 – Résultats des mesures expérimentales de $|\eta^{00}/\eta^{+-}|$ avant 1980.

- Chicago-Saclay: $Re(\varepsilon'/\varepsilon) = (-46 \pm 53(stat) \pm 24(syst)) \times 10^{-4}$ [27]

Leur mesures ne permettant pas de conclure à propos de la violation directe de \mathcal{CP} , d'autres collaborations ont relevé le défi de baisser les erreurs systématique et statistique, dans le but d'atteindre une précision de 0.1% sur $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$.

2.2 Les expériences de deuxième génération

La méthode la plus utilisée pour la recherche de la violation directe est celle de la mesure de $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$ par le double rapport (NA31 et E731) qui a été défini dans 1.81, mais une autre approche a été adoptée par la collaboration CPLEAR dont nous allons décrire en brièvement.

CPLEAR: cette expérience commence à prendre des données en 1989 au CERN. Elle utilise les protons du LEAR (*Low Energy Anti-proton Ring*) pour produire des kaons, et regarde l'asymétrie :

$$A_{+-}(t) = \frac{\Gamma(K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-) - \Gamma(\overline{K}^0 \rightarrow \pi^+\pi^-)}{\Gamma(K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-) + \Gamma(\overline{K}^0 \rightarrow \pi^+\pi^-)}, \quad (2.4)$$

qui dépend du paramètre η^{+-} de violation de \mathcal{CP} , ainsi que de la différence de masse entre K_L et K_S . La réaction $p\bar{p} \rightarrow K^-\pi^+K^0$ (ou sa conjuguée), permet l'étiquetage de l'étrangeté du kaon neutre (K^0 ou \overline{K}^0). Pour cette raison, le détecteur de CPLEAR est constitué par un système de reconstruction des traces chargées (pour déterminer le signe de la charge du K^- ou du K^+) dans un champ magnétique de 0.44T, et par un système d'identification des particules basé sur un détecteur à lumière Cerenkov.

La situation est ici très proche de celle que nous avons décrite pour les B dans 1.150 et ensuite dans la description de la mesure de $\sin 2\beta$. Dans les kaons le taux de désintégrations est plus large que dans les B , mais l'asymétrie attendue est beaucoup plus petite (0.2% par rapport à 50%). Malheureusement, les erreurs systématiques liées aux normalisations des désintégrations des kaons neutres ont rendu cette approche non compétitive par rapport à celle du double rapport pour ce qui concerne la mesure de $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$.

La collaboration de CPLEAR a donc concentré ses efforts dans la détermination d'autres paramètres importants dans le système des kaons neutres :

- la détermination du module $|\eta^{+-}|$ et de la phase ϕ_{+-} ,
- la mesure de la différence de masse ΔM par l'utilisation des désintégrations semi-leptoniques ;
- dans les mêmes désintégrations, la mesure des paramètres de violation de \mathcal{T} et \mathcal{CPT} , ce qui a mené à la première mise en évidence directe de la non-invariance par rapport à \mathcal{T} dans le système des kaons neutres.

2.2.1 La violation directe et le double rapport : principes généraux

La méthode du double rapport consiste à mesurer les taux de désintégrations du K_L et du K_S en deux pions (chargés et neutres) intervenant dans la relation 2.1. L'expérience nous donne dans la réalité accès à quatre nombres, chacun relié à un taux de désintégration par une relation de la forme :

$$N_i = \Phi_i \times \Gamma_i \times \varepsilon_i \times a_i \quad (2.5)$$

où Φ indique le flux de kaons du mode i , ε l'efficacité de mesure et a l'acceptance expérimentale. On peut alors définir un double rapport "brut" des nombres d'événements mesurés :

$$R_{brut} = \frac{N_L^{00} / N_S^{00}}{N_L^{+-} / N_S^{+-}} \quad (2.6)$$

Le double rapport R cherché est donc relié à R_{brut} par l'expression suivante :

$$R = \frac{\Gamma_L^{00} / \Gamma_S^{00}}{\Gamma_L^{+-} / \Gamma_S^{+-}} = R_{brut} \cdot \left(\frac{\Phi_S^{00} \times \epsilon_S^{00} \times a_S^{00}}{\Phi_L^{00} \times \epsilon_L^{00} \times a_L^{00}} \right) / \left(\frac{\Phi_S^{+-} \times \epsilon_S^{+-} \times a_S^{+-}}{\Phi_L^{+-} \times \epsilon_L^{+-} \times a_L^{+-}} \right) \quad (2.7)$$

La technique du double rapport permet d'effacer au premier ordre les quantités qui sont identiques entre K_S et K_L , ou entre chargés et neutres. On reviendra plus tard sur ce point. Nous allons maintenant présenter les caractéristiques des détecteurs et de la méthode, qui sont valables pour NA31 et E731, où l'erreur totale attendue était de l'ordre de 1×10^{-3} , mais aussi pour NA48 et KTeV, qui visent une précision finale de l'ordre de 2×10^{-4} .

Pour une mesure précise de R nous devons accumuler une statistique suffisante pour réduire l'erreur totale au niveau requis par l'expérience. Du côté des erreurs systématiques par contre, la technique du double rapport permet de profiter de simplifications pourvu que les conditions d'acquisition des événements soient identiques pour deux modes (K_S - K_L , ou chargés-neutres). Nous résumons ici les points principaux qui ont été considérés dans la construction des détecteurs pour la mesure de R .

Incertitudes statistiques: on peut aisément quantifier la statistique expérimentale nécessaire pour atteindre une incertitude de l'ordre de 10^{-4} , puisque :

$$\Delta_{stat}(Re(\varepsilon'/\varepsilon)) \simeq \frac{1}{6} \cdot \left(\frac{1}{N_L^{00}} + \frac{1}{N_S^{00}} + \frac{1}{N_L^{+-}} + \frac{1}{N_S^{+-}} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.8)$$

Les modes neutres sont défavorisés par rapport aux modes chargés d'un facteur 2 dans le rapport de branchement, ainsi que d'un second facteur 2 dans l'acceptance géométrique des détecteurs, soit finalement $N_{L,S}^{00} \simeq N_{L,S}^{+-}/4$. Les nombres $N_S^{00,+}$ ne sont pas en soit une limitation puisqu'ils ne violent pas \mathcal{CP} , et en règle générale les expériences choisissent de se limiter à $N_S \simeq 2 \times N_L$, ce qui rend la contribution des K_S à l'erreur totale non significative. La relation 2.8 devient alors $\Delta_{stat}(Re(\varepsilon'/\varepsilon)) \simeq 0.23/\sqrt{N_L^{00}}$. Il en ressort que pour parvenir à la précision visée, les expériences NA48 et KTeV doivent acquérir de l'ordre de $5 \times 10^6 (K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0)$, ce qui demande un système d'acquisition très performant, capable de soutenir des intensités de faisceau élevées. Dans l'expérience E731, l'erreur statistique était la limitation la plus importante de la mesure.

Incertitudes systématiques: le fait de compter un nombre d'événements dans une région fiducielle précise, implique la connaissance de l'**acceptance** de détection, des **efficacités** du déclenchement et des **temps morts** dans l'acquisition, pour chaque mode de désintégration.

La définition de la région fiducielle elle même dépend des résolutions du détecteur dans la reconstruction du vertex de désintégration et de l'énergie en mode neutre et chargé.

Au niveau du détecteur, il y a deux systématiques importantes à contrôler :

- **Bruit de fond** : les désintégrations des K_L plus probables sont, dans le mode neutre, $K_L \rightarrow 3\pi^0$, et dans le mode chargé, $K_L \rightarrow \pi\mu\nu, \pi e\nu, \pi^+\pi^-\pi^0$ (voir tableau 2.2). Pour les distinguer des modes qui entrent dans la mesure de R , c'est-à-dire le $K_L \rightarrow 2\pi^0, \pi^+\pi^-$, il faut adopter des détecteurs qui soient très performants en ce qui concerne les résolutions spatiale, temporelle, et en énergie.
- **Échelle d'énergie** : l'incertitude dans la différence d'échelle en énergie pour les modes chargé et neutre doit être réduite au minimum, puisqu'elle affecte directement la définition de la région de désintégration.

mode de désintégration	Probabilité Γ_j/Γ
$K_S \rightarrow \pi^+\pi^-$	$(68, 61 \pm 0, 28) \times 10^{-2}$
$K_S \rightarrow \pi^0\pi^0$	$(31, 39 \pm 0, 28) \times 10^{-2}$
$K_S \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$	$(3, 2 \pm 1) \times 10^{-7}$
$K_S \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0$	$< 1, 4 \times 10^{-5} \quad CL = 90\%$
$K_S \rightarrow \pi^\pm e^\pm \nu_e$	$(7, 2 \pm 1, 4) \times 10^{-4}$
$K_L \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0$	$(21, 13 \pm 0, 27) \times 10^{-2}$
$K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$	$(12, 55 \pm 0, 20) \times 10^{-2}$
$K_L \rightarrow \pi^\pm \mu^\pm \nu_e$	$(27, 18 \pm 0, 25) \times 10^{-2}$
$K_L \rightarrow \pi^\pm e^\pm \nu_e$	$(38, 78 \pm 0, 28) \times 10^{-2}$
$K_L \rightarrow \pi^+\pi^-$	$(2, 056 \pm 0, 033) \times 10^{-3}$
$K_L \rightarrow \pi^0\pi^0$	$(9, 27 \pm 0, 19) \times 10^{-4}$

TAB. 2.2 – Principales désintégrations des kaons neutres [28].

Nous allons dans la suite décrire les méthodes utilisées par les deux expériences des années 80, en essayant surtout de mettre en évidence leurs points faibles et forts, pour mieux comprendre les expériences de troisième génération. Ces expériences ainsi que leurs résultats seront présentés plus en détail dans la section suivante.

La méthode de E731

Cette expérience, comme son prédécesseur E617, a choisi de mesurer les deux rapports

$$\frac{N_L^{00}}{N_S^{00}}, \quad \frac{N_L^{+-}}{N_S^{+-}}$$

séparément, à travers la technique du double faisceau, que nous allons traiter plus en détail dans la description de KTeV. Les K_S et les K_L sont produits à partir d'un faisceau de protons sur une **cible unique**. Les kaons neutres sont collimés en deux faisceaux presque parallèles, dont l'un est absorbé et ensuite régénéré pour retrouver une composante K_S . Pour permettre des simplifications des effets de géométrie des deux faisceaux, les deux appareillages (absorbant et régénérateur), se déplacent d'un faisceau à l'autre entre deux déversements de l'accélérateur (dont le cycle de fonctionnement est de 20 s de déversement par minute). L'amplitude de régénération cohérente ρ , est choisie de façon à avoir un rapport $|\rho/\eta| \sim 10 - 20$, pour avoir une

prédominance des désintégrations de K_S par rapport aux K_L dans le faisceau régénéré. Les simplifications expérimentales les plus importantes dans l'expression 2.7 que permet cette méthode sont :

- la variation de la réponse en temps du détecteur, spécifiquement les temps morts ;
- les pertes dues à l'activité accidentelle qui sont au premier ordre identiques entre K_S et K_L ;
- les spectres en énergie K_S - K_L qui sont presque identiques dans le cas de régénération cohérente ;
- l'acceptance en intervalles de P et Z , qui est identique si on considère l'alternance de l'absorbeur et du régénérateur d'un faisceau à l'autre.

Le dernier point important est la simplification des flux de kaons. Par construction, on peut voir que dans E731, les rapports entre les flux *Long/Short* sont identiques entre chargés et neutres, si le régénérateur et l'absorbeur se comportent de la même façon en mode chargé et en mode neutre. Vu que les prises de données pour ces deux modes étaient proches l'une de l'autre, nous pouvons faire l'hypothèse que, en première approximation, les amplitudes ρ_{+-} et ρ_{00} étaient identiques. On peut en déduire que, si on pouvait mesurer le double rapport en intervalles infinitésimaux en Z et en P , celui-ci serait une mesure directe de ε'/ε . Dans la réalité, E731 utilise dans son analyse un seul intervalle en Z (pour optimiser le pouvoir statistique des données), d'extension différente suivant le mode de désintégration, ce qui comporte une dépendance de la méthode par rapport à la correction d'acceptance, mesurée par Monte Carlo.

La méthode de NA31

Dans le cas de NA31, la collection des événements chargés et neutres est effectuée en même temps, de manière à mesurer les rapports

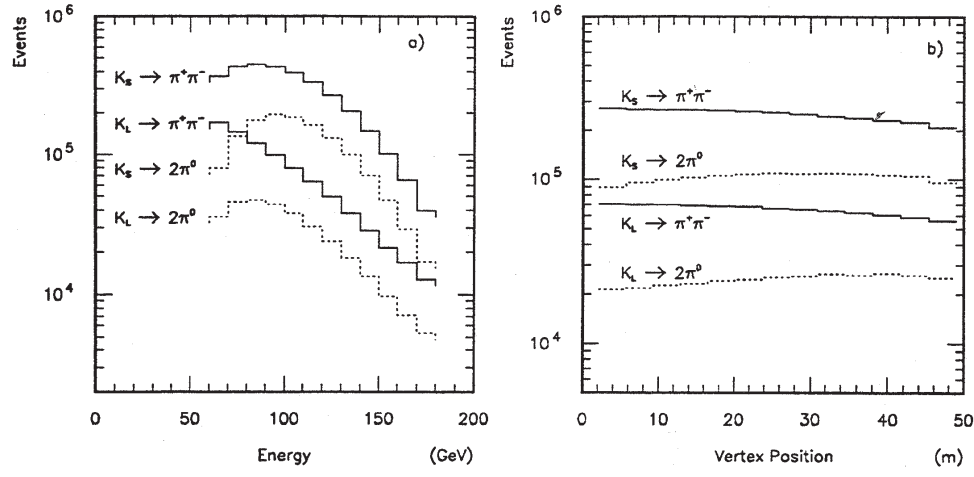
$$\frac{N_L^{00}}{N_L^{+-}} \quad , \quad \frac{N_S^{00}}{N_S^{+-}} \quad .$$

Par contre les faisceaux K_S et K_L ne sont pas simultanés : la prise des données K_S est séparée de celle K_L , et pour reproduire la distribution “plate” du temps de vie des K_L , la cible de production des K_S est déplacée sur un train qui change de position longitudinale à travers 41 stations couvrant environ 48m en Z . La figure 2.3 montre cette structure complexe pour le faisceau K_S et le détecteur de NA31. Le choix d'un tel agencement des faisceaux est motivé par la réduction de la correction d'acceptance. Les problèmes qui sont liés à un tel choix viennent de l'activité accidentelle entre K_S et K_L . En enregistrant séparément les événements, les K_S n'auront presque pas d'activité accidentelle, qui affecte par contre les K_L . Sur la figure 2.1, on montre les spectres en énergie des quatre modes et leur distributions longitudinales. Les événements K_S ont été “pondérés” en fonction de la position de la cible, et reproduisent la distribution en Z des K_L .

2.2.2 E731

Après l'expérience appelée *Chicago-Saclay* (E617), une autre expérience fut proposée à Fermilab in 1983, pour mesurer ε'/ε avec une précision de 1×10^{-3} .

Les éléments de détection qui ont été choisis pour les deux modes doivent essentiellement satisfaire deux critères : permettre la reconstruction de l'**impulsion** du kaon et la **position du vertex** de désintégration dans l'espace, de manière à distinguer le signal du bruit de fond dans la région fiducielle. Pour le mode chargé, E731 a adopté un spectromètre magnétique avec 4


 FIG. 2.1 – Spectres en énergie et distributions en Z des quatre modes enregistrés par NA31

chambres à dérive avec deux plans (X, Y) dans chaque chambre, et une résolution spatiale de $100\mu\text{m}$ par plan. La résolution en impulsion du détecteur est :

$$\frac{\sigma_P}{P} = 0.45[1 \oplus P(\text{GeV}/c)/37.5]\%, \quad (2.9)$$

qui se concrétise en une résolution en masse invariante du système $\pi^+\pi^-$ de $3.5\text{MeV}/c^2$. En mode neutre, un calorimètre électromagnétique en verre au plomb permet de mesurer l'énergie des photons issus de désintégration, avec une résolution en énergie de :

$$\frac{\sigma_E}{E} = [2.5 \oplus 5/\sqrt{E(\text{GeV})}]\%, \quad (2.10)$$

qui mène à une résolution en masse invariante $\pi^0\pi^0$ de $5.5\text{MeV}/c^2$. Des hodoscopes sont utilisés pour différents rôles dans le système de déclenchement, et plusieurs systèmes de *veto* des photons sont placés le long du détecteur. Les modes chargés neutres ont été acquis séparément pour la quasi-totalité de la prise de données (*E731a*, en 1985, et *E731b* en 1987-88), tandis que pour dernière période, correspondant à $\sim 20\%$ de la statistique totale (*G-set*), un développement technique a permis d'enregistrer les quatre modes en même temps. Le tableau 2.3 montre la statistique accumulée par E731 au cours des ces trois périodes.

Mode	E731a	<i>G-set</i>	E731b	$Z_{min} - Z_{max}$	Accept.	BdF
$K_L \rightarrow \pi^0\pi^0$	7	52	410	110 - 152 m	12.6%	5.15 %
$K_L \rightarrow \pi^+\pi^-$	22	43	329	110 - 137 m	39.6%	0.341%
$K_S \rightarrow \pi^0\pi^0$	36	201	800	124 - 152 m	13.7%	2.66 %
$K_S \rightarrow \pi^+\pi^-$	130	179	1061	124 - 137 m	50.1%	0.152%

 TAB. 2.3 – Échantillons de données enregistrées dans E731, en unité de 10^3 . Dans le tableau sont spécifiées aussi les régions fiducielles, les acceptances et les bruits de fond pour chaque mode.

Les différents résultats de E731, ayant donné lieu à des publications, sont montrés dans le tableau 2.4 sans rentrer dans le détail de l'extraction de ε'/ε à partir du double rapport (dont les caractéristiques principales sont expliquées dans le paragraphe concernant KTeV). On peut voir donc que E731 ne peut pas exclure l'absence de violation directe de \mathcal{CP} ($Re(\varepsilon'/\varepsilon) = 0$).

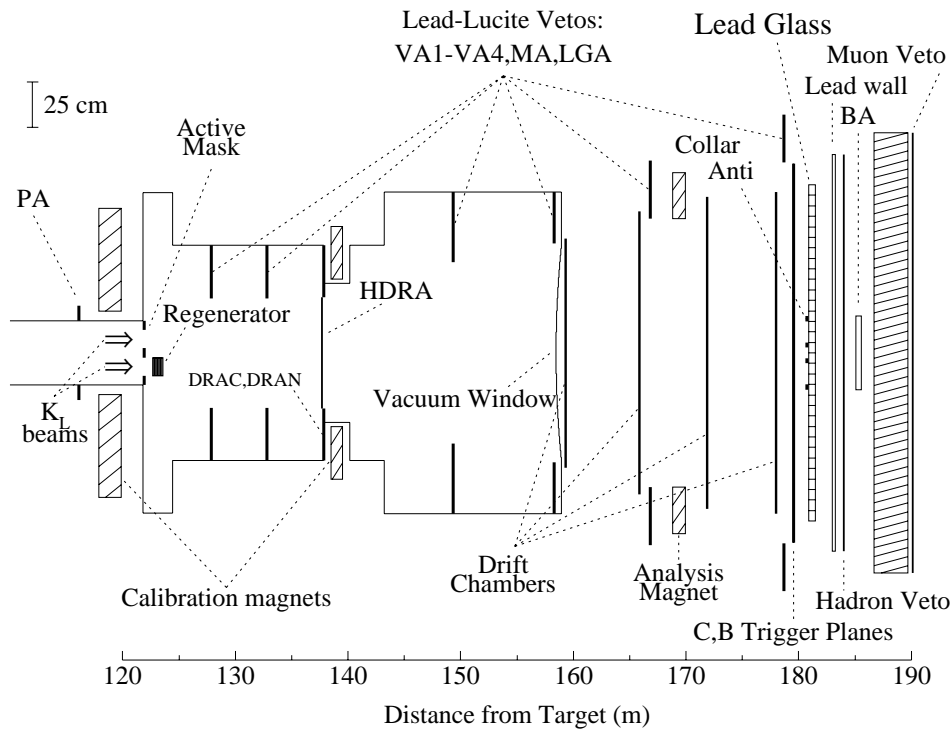


FIG. 2.2 – Schéma de E731 à Fermilab

L'incertitude de E731 est principalement d'origine statistique, et le point critique de l'expérience est la forte dépendance du résultat envers la correction d'acceptance ($\sim 16\%$), qui se fonde sur une très bonne connaissance de l'appareillage.

Référence	Année	$Re(\epsilon'/\epsilon)$
<i>test</i> E731a [29]	1988	$32 \pm 28 \pm 12$
<i>G-set</i> E731b [30]	1990	$-4 \pm 14 \pm 6$
<i>final</i> E731b [31]	1993	$7.4 \pm 5.2 \pm 2.9$

TAB. 2.4 – Déterminations de $Re(\epsilon'/\epsilon)$ en unités de 10^{-4} provenant de l'expérience E731. Les incertitudes sont d'abord statistiques puis systématiques.

2.2.3 NA31

L'expérience NA31 a été proposée au CERN en 1984 par une collaboration composée par Mainz, Edinbourg, Orsay, Pisa, Siegen, et avait le but de mesurer $Re(\epsilon'/\epsilon)$ avec une précision de 1×10^{-3} . La ligne de faisceau servait alternativement pour les K_S et les K_L , puisque ces modes n'étaient pas enregistrés en même temps. La cible du faisceau K_L était placée à 120m en amont de la région fiducielle, tandis que la cible K_S était montée sur un système mobile, pour pouvoir la déplacer en Z , et imiter de cette façon la distribution en temps de vie des K_L . Le schéma du détecteur est montré en figure 2.3. À une distance de 100m en aval de la région fiducielle, deux chambres à dérive étaient utilisées pour la reconstruction du vertex de désintégration et de l'énergie du kaon, pour laquelle un calorimètre en fer et scintillateur était utilisé. De ce fait,

la résolution en masse invariante $\pi^+\pi^-$ était de $23\text{MeV}/c^2$, et ce mode comporte un bruit de fond plus important que celui de E731 pour lequel un spectromètre magnétique était employé.

Mode	1986	BdF 1986	1988-1989	BdF 88-89
$K_L \rightarrow \pi^0\pi^0$	109	4.0 %	319	2.67 %
$K_L \rightarrow \pi^+\pi^-$	295	0.6 %	847	0.63 %
$K_S \rightarrow \pi^0\pi^0$	932	<0.1%	1322	0.07 %
$K_S \rightarrow \pi^+\pi^-$	2300	<0.1%	3241	0.03 %

TAB. 2.5 – Échantillons de données accumulées par NA31 en unités de 10^3 , avec indication des bruits de fond dans chaque mode.

Pour les événements neutres, un calorimètre en *Plomb-Argon liquide* mesurait l'énergie des photons issus des pions neutres, avec une bonne résolution :

$$\frac{\sigma_E^\gamma}{E} = [0.5 \oplus 8/\sqrt{E(\text{GeV})}] \% , \quad (2.11)$$

qui se traduit par $2\text{MeV}/c^2$ pour la résolution en masse du π^0 . La prise des données pour NA31 fut entamée en 1986, pour continuer en 1988-89. La statistique accumulée est reportée dans le tableau 2.5, et les résultats sont résumés dans la table 2.6. Contrairement au résultat de E731, celui du CERN permet de conclure sur un signal de violation directe de \mathcal{CP} à plus que 3 écarts standards. L'incertitude qui affecte cette mesure est principalement d'origine systématique. La correction due aux accidentelles étant la plus importante dans cette méthode, à cause de la forte asymétrie entre K_S et K_L , c'est sur ce point essentiellement que la plupart des efforts d'amélioration s'est concentrée dans la conception de NA48. L'argument fort dans cette méthode est par contre l'élimination des différence entre K_S et K_L au niveau des acceptances.

Référence	Année	$Re(\epsilon'/\epsilon) [10^{-4}]$
1986 [32]	1988	$33 \pm 6.5 \pm 8.5$
88-89 [33]	1993	$20 \pm 4.3 \pm 5.0$
Totale[33]	1993	$23 \pm 6.5(\text{comb})$

TAB. 2.6 – Valeurs de $Re(\epsilon'/\epsilon)$ mesurées par NA31. Le résultat final est une preuve de l'existence de la violation directe de \mathcal{CP} , à > 3 . écarts standards.

Après les années 80 , la situation expérimentale n'était guère plus claire, à cause de cet accord marginal entre les deux expériences, et surtout à cause du résultat de E731, compatible avec l'absence de violation directe. Si l'on utilise la moyenne du *Particle Data Group* dans le cas d'un accord marginal (qui prévoit d'augmenter les incertitudes de chaque expérience par $\sqrt{\chi^2/d.o.f.}$), on obtient une valeur $Re(\epsilon'/\epsilon) = (15 \pm 8)10^{-4}$, qui est à moins de deux écarts standards de zéro. Comme nous avons vu dans le premier chapitre, les contraintes théoriques sur $Re(\epsilon'/\epsilon)$ sont mal connues, ce qui empêche la communauté d'éclaircir la situation expérimentale, au moins jusqu'en 1994 quand *CDF* (suivi par *D0*), mesurent une masse du quark *top* de l'ordre de 175GeV . Le fait que $Re(\epsilon'/\epsilon)$ soit préférentiellement petit pour une masse grande du *top*, pousse l'opinion à croire à une valeur de $Re(\epsilon'/\epsilon)$ compatible avec zéro.

La nécessité d'atteindre une plus haute précision conduit à la proposition de deux autres expériences de troisième génération, KTeV et NA48, ayant chacune pour but une incertitude de l'ordre de $2 \cdot 10^{-4}$.

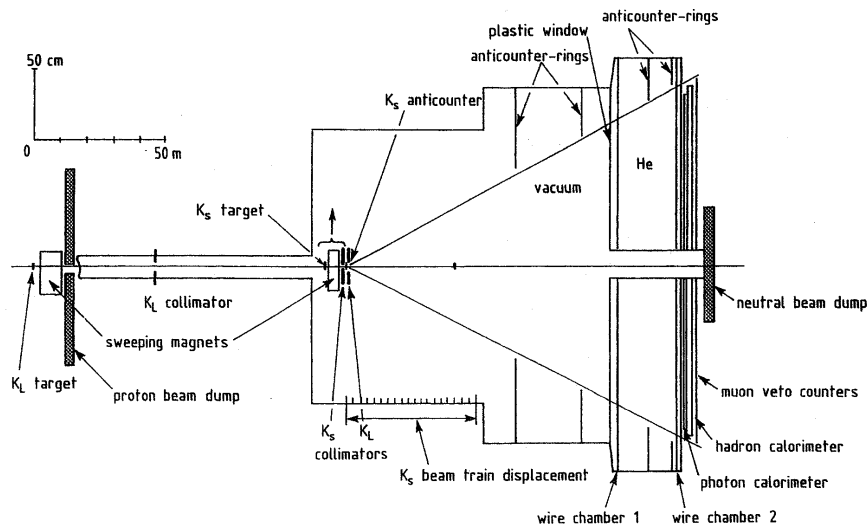


FIG. 2.3 – Schéma de NA31 au CERN

2.3 Les expériences de troisième génération : KTeV et NA48

Dans cette section nous allons présenter avant tout l'expérience KTeV qui se déroule à Fermilab aux États-Unis, et qui utilise une méthode très proche de celle de E731. Dans la suite nous allons traiter la méthode de l'expérience NA48, qui par contre a beaucoup évolué par rapport à son prédécesseur NA31, non seulement du point de vue de la méthode elle-même, mais aussi en ce qui concerne le détecteur. Celui-ci sera décrit en détail dans le prochain chapitre.

2.3.1 L'expérience KTeV (E832) à Fermilab

Cette expérience est le successeur de E731, et utilise un détecteur qui lui est fort semblable. Par rapport à cette dernière, KTeV a choisi d'enregistrer simultanément les quatre modes de désintégration.

Le faisceau

KTeV utilise les protons à 800 GeV du Tevatron pour produire deux faisceaux quasi-parallèles de kaons à partir d'une **cible unique** en beryllium (fig 2.4). Les kaons sortants sont collimés en deux faisceaux, et nettoyés grâce à un système d'aimants de balayage. L'un de deux faisceaux est laissé inaltéré jusqu'à la région de désintégration qui se trouve plus de 100m en aval, et il est composé majoritairement de K_L ; l'autre est absorbé et ensuite dirigé sur un régénérateur placé à environ 125m de la cible, au début de la région fiducielle. Le faisceau sortant contiendra une composante K_S , avec la même distribution en impulsion que le faisceau K_L incident.

L'identification K_S/K_L

Pour associer un événement à son faisceau d'origine, KTeV utilise le barycentre énergétique (COG) reconstruit par le spectromètre en mode chargé, et par le calorimètre électromagnétique en mode neutre. À ce propos on rappelle que les faisceaux sont séparés, au niveau de l'absorbeur,

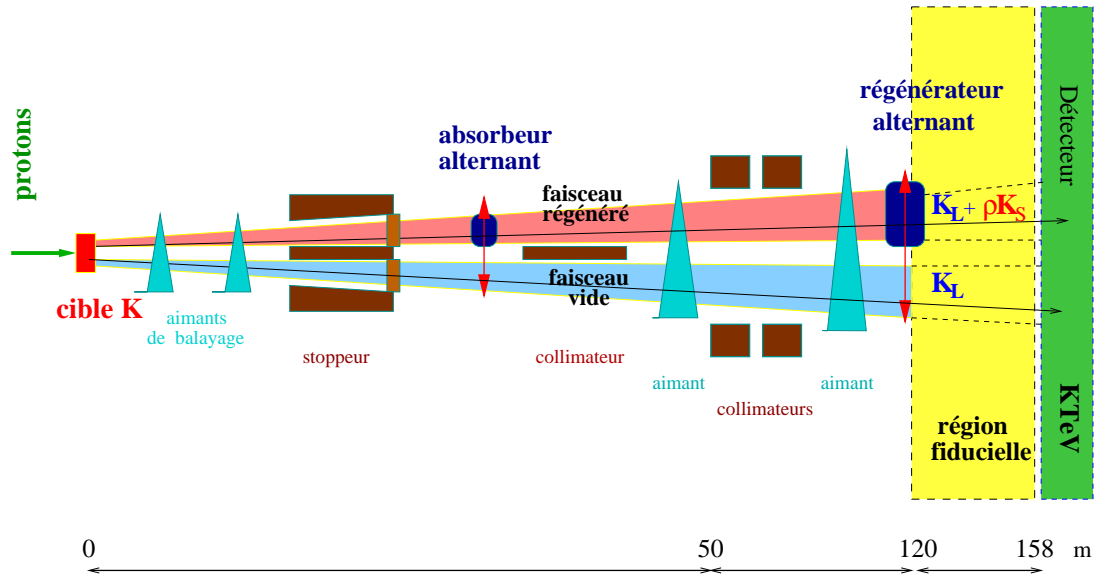


FIG. 2.4 – Les faisceaux de kaons de $KTeV$: une cible unique est utilisée pour générer deux faisceaux de K_L . L'un de deux est absorbé et puis dirigé sur un régénérateur après lequel on retrouve la composante K_S .

d'environ 15 cm. Cette façon d'identifier les K_S et les K_L est soumise à une erreur systématique importante liée à la régénération incohérente dans le faisceau K_S . Cet effet peut être facilement contrôlé en mode chargé par la résolution en p_T du spectromètre, mais pas en mode neutre. La contamination d'un faisceau sur l'autre est étudiée avec les données en mode chargé, et corrigée en neutre avec la simulation Monte Carlo. Cet effet rentre en mode neutre dans la soustraction des bruits de fond, et rend la correction de $KTeV$ très importante: le premier résultat présenté par la collaboration de $KTeV$ s'est révélé faux à cause d'un problème dans la simulation de cette contamination.

Contrairement à NA48, dans $KTeV$ il n'y a pas un faisceau de "purs" K_S , puisque la proportion de K_S dans le faisceau régénéré sera proportionnelle à la quantité de matière qui a été traversée. Comme on voit dans la figure 2.4 on parlera donc d'un faisceau mixte de $K_L + \rho K_S$. Pour profiter de la technique du double rapport, qui permet d'effacer des systématiques communes à K_L et K_S , l'absorbeur et le régénérateur de $KTeV$ peuvent se déplacer alternativement d'un faisceau à l'autre, avec la fréquence des cycles d'extraction du Tevatron (environ une fois par minute). Ceci permet donc de compenser d'éventuelles asymétries droite-gauche dans le détecteur ou dans les faisceaux.

Le détecteur de $KTeV$

$KTeV$ utilise un appareillage proche de celui de NA48, qui sera décrit dans le prochain chapitre. Un **spectromètre magnétique** à 4 chambres, avec un aimant entre la deuxième et la troisième, est destiné à la détection du mode chargé. Le spectromètre s'étend sur une longueur d'environ 40 mètres qui suit la région de désintégration ou règne un vide poussé. Le champ magnétique est de $\sim 400 \text{ MeV}/c$, soit le double de ceux de $E731$ ainsi que NA48, ce qui permet une meilleure résolution en p_T . Les fils sont disposés le long des directions X et Y , et on peut résoudre l'ambiguïté des événements à deux traces à l'aide du calorimètre électromagnétique.

Ce dernier sert à détecter les désintégrations neutres. Il est composé par 3100 blocs de cristal de iodure de césium pur (CsI), avec deux granularités différentes: dans la région centrale, où la densité des photons est plus élevée, les cellules mesurent $2.5 \times 2.5 \text{ cm}^2$, contre $5 \times 5 \text{ cm}^2$ dans la

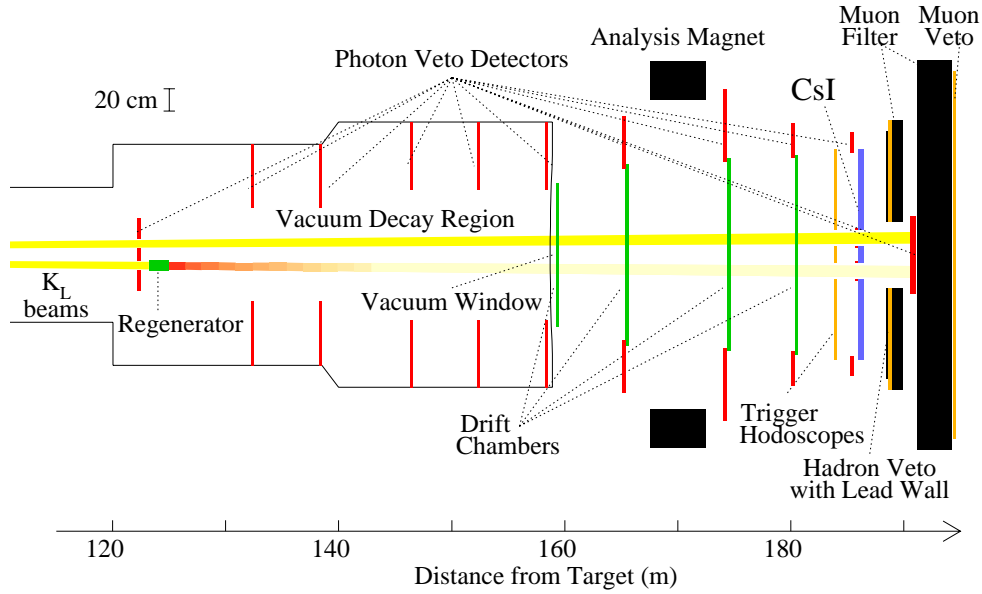


FIG. 2.5 – Schéma du détecteur de KTeV.

région périphérique. Le calorimètre a une épaisseur de $27 X_0$ (correspondant à $\sim 50 \text{ cm}$), et il a l'avantage d'avoir un très bon terme stochastique dans la résolution. L'uniformité longitudinale de la réponse en énergie des cristaux est de 5% [34], et un système de calibration avec du Cs-137 permet de garantir la stabilité de la calibration dans le temps (la réponse des cristaux du calorimètre peut changer de quelques % en fonction de la période, à cause des radiations). En aval de l'appareillage, un système de scintillateurs est utilisé comme *veto* pour les muons.

Les performances de chaque détecteur sont bien sûr à la hauteur de la tâche assignée, qui est de permettre une très bonne soustraction des bruits de fond. Les résolutions en masse et impulsion du spectromètre sont résumées dans le tableau 2.7. Le système de *veto* des muons situé à l'extrémité aval du détecteur joue un rôle important dans l'identification du $K_L \rightarrow \pi\mu\nu$, tandis que les résolutions en énergie du calorimètre et du spectromètre sont mises à profit pour l'identification des électrons du bruit de fond $K_L \rightarrow \pi e\nu$ (basée sur le rapport E/P).

P_T aimant	$412 \text{ MeV}/c$
$\sigma(P)/P$ (%)	$0.2 \oplus 0.008 \times P$
résolution en masse inv. $\pi^+\pi^-$	1.6 MeV
$\sigma(E)/E$ (%)	$0.02/\sqrt{E(\text{GeV})} \oplus 0.45$
résolution en masse inv. $\pi^0\pi^0$	1.5 MeV

TAB. 2.7 – Performances du spectromètre et du calorimètre de KTeV.

Pour ce qui concerne la partie neutre, le calorimètre sert à mesurer l'énergie et la position x et y des gerbes des photons pour les utiliser dans le calcul du vertex de désintégration à travers la contrainte de la masse du π^0 . Parmi les combinaisons possibles des deux photons, on choisit la "meilleure" avec une méthode de χ^2 sur la compatibilité des deux vertex z_{ab}, z_{cd} , reconstruits avec les couples $\gamma_a\gamma_b$ et $\gamma_c\gamma_d$. La distance du vertex est ensuite utilisée pour reconstruire la masse du K . Pour distinguer les bons événements du bruit de fond $K_L \rightarrow 3\pi^0$, qui est le mode dominant dans les K_L , il faut une très bonne résolution en énergie. Le calorimètre de KTeV a

un $\sigma(E)/E$ (%) $\simeq 0.8\%$ pour des γ ayant des énergies de 10GeV . La résolution en énergie est indiquée dans le tableau 2.7.

La régénération des K_S

Nous avons mentionné que l'expérience KTeV, tout comme précédemment E731, utilise des K_S issus d'un régénérateur, ce qui constitue une contrainte expérimentale pour la détermination du double rapport R . Avant de décrire la méthode d'extraction de R , nous allons donc brièvement décrire le phénomène de régénération.

La régénération cohérente du faisceau de purs K_L est lié aux interactions fortes du $K^0(d\bar{s})$ et du $\bar{K}^0(\bar{d}s)$ dans la matière, qui sont différentes à cause du fait que la matière ne contient que les quarks u, d . La régénération cohérente naît de la différence des amplitudes de diffusion vers l'avant des K^0 et \bar{K}^0 . On peut exprimer les états émergents en fonction du moment de transfert $q = k - k'$ par :

$$|K^0\rangle \rightarrow \frac{f(q)}{k}|K^0\rangle, \quad |\bar{K}^0\rangle \rightarrow \frac{\bar{f}(q)}{k}|\bar{K}^0\rangle, \quad (2.12)$$

ce qui implique, pour un état K_L après régénération :

$$|K_L\rangle \xrightarrow{\text{Rég.}} \frac{f(q) + \bar{f}(q)}{2k}|K_L\rangle + \frac{f(q) - \bar{f}(q)}{2k}|K_S\rangle, \quad (2.13)$$

où nous pouvons distinguer deux termes, le premier représentant l'absorption des K_L , et le deuxième qui montre la régénération des K_S . Pour la régénération cohérente vers l'avant il faudra naturellement considérer $q = 0$. On peut réécrire une formule approximée de ρ si l'on se limite à l'intervalle d'énergies sélectionnées par KTeV, qui s'étend de $40 - 160\text{GeV}$:

$$\rho(p) \simeq i\pi N L \frac{f(0) - \bar{f}(0)}{k} (70\text{GeV}) \left(\frac{p}{70}\right)^\alpha, \quad (2.14)$$

avec α qui définit la loi de puissance attendue de la théorie pour la dépendance envers l'impulsion p du K , $k = p/\hbar$ le nombre d'onde du kaon, L l'épaisseur du régénérateur et N la densité des centres diffuseurs. Si on regarde les désintégrations en $\pi\pi$, les deux faisceaux de KTeV auront un comportement très différent provenant de leur composition même. Le taux $r_v(p, z)$ de désintégration dans le faisceau "vide" très loin de la cible ($K_L \sim$ purs) est décrit par :

$$r_v(p, z) = \frac{dN_v}{dp dz} = |\eta|^2 e^{-(z-z_{reg})m_K/p\tau_L}, \quad (2.15)$$

où la normalisation a été choisie pour avoir l'amplitude K_L égale à 1 à l'abscisse z du régénérateur (z_{reg}). Nous avons explicité ici $\tau = (zm_K)/p$, et les termes d'interférence et de décroissance du K_S ont été négligés puisque nous sommes très loin de la cible. La quantité $\eta = \eta_{0,+}$ est la taille de la violation de \mathcal{CP} . Dans le faisceau régénéré, le taux $r_r(p, z)$ aura une dépendance en $\rho(p)$ de la forme :

$$\begin{aligned} r_r(p, z) &= \frac{dN_r}{dp dz} \\ &= |\rho(p)|^2 e^{-(z-z_{reg})m_K/p\tau_S} + |\eta|^2 e^{-(z-z_{reg})m_K/p\tau_L} \\ &\quad + 2|\rho(p)||\eta| \cos\left(\frac{\Delta m(z-z_{reg})m_K}{p\hbar} + \Phi_\rho - \Phi_\eta\right) e^{-(z-z_{reg})m_K/p\tau_{av}} \end{aligned} \quad (2.16)$$

avec $\tau_{av} = \frac{1}{2}\left(\frac{1}{\tau_S} + \frac{1}{\tau_L}\right)$ qui est la moyenne des temps de vie, Φ_ρ qui représente la phase de régénération, et Φ_η phase de la violation de \mathcal{CP} . Le calcul des simples rapports en mode neutre

et chargé revient dans KTeV à déterminer $\left| \frac{\rho(p)}{\eta} \right|_{00}^2, \left| \frac{\rho(p)}{\eta} \right|_{+-}^2$. Dans le double rapport les rapports des flux $\frac{\Phi_L^{00}}{\Phi_S^{00}}$ et l'énergie $\frac{\Phi_L^{+-}}{\Phi_S^{+-}}$ s'éliminent, par construction des deux faisceaux "vide" et "régénéré" à partir d'une cible unique, et par l'alternance du régénérateur.

La mesure de R dans KTeV

La méthode utilisée par KTeV vise à utiliser toute la puissance statistique des données, au prix d'une forte dépendance systématique envers la simulation de l'appareillage. Les coupures cinématiques appliquées dans cette expérience pour la définition du lot expérimental sont sur l'énergie des K , restreinte entre 40 et 160 GeV , et la position du vertex en z , qui doit être entre $110 < z < 158 m$ pour le faisceau "vide" (K_L), et entre $122 < z < 158 m$ pour le faisceau "régénéré" (K_S). Dans ce dernier, un système de *veto* permet d'éliminer au niveau de l'analyse toute désintégration qui se serait produite avant le régénérateur. Puisque $|\rho| \gg |\eta|$, la formule 2.16 montre que les désintégrations en deux pions dans le faisceau "régénéré" sont majoritairement issues de K_S , au moins jusqu'à $\tau \lesssim 7c\tau_S$. Après avoir soustrait les bruits de fond, l'expérience KTeV doit appliquer une correction pour la différence d'acceptance entre les modes chargé et neutre, et entre K_L et " K_S ", due essentiellement au facteur ~ 600 entre les temps de vie, qui rend les distributions en z très différentes.

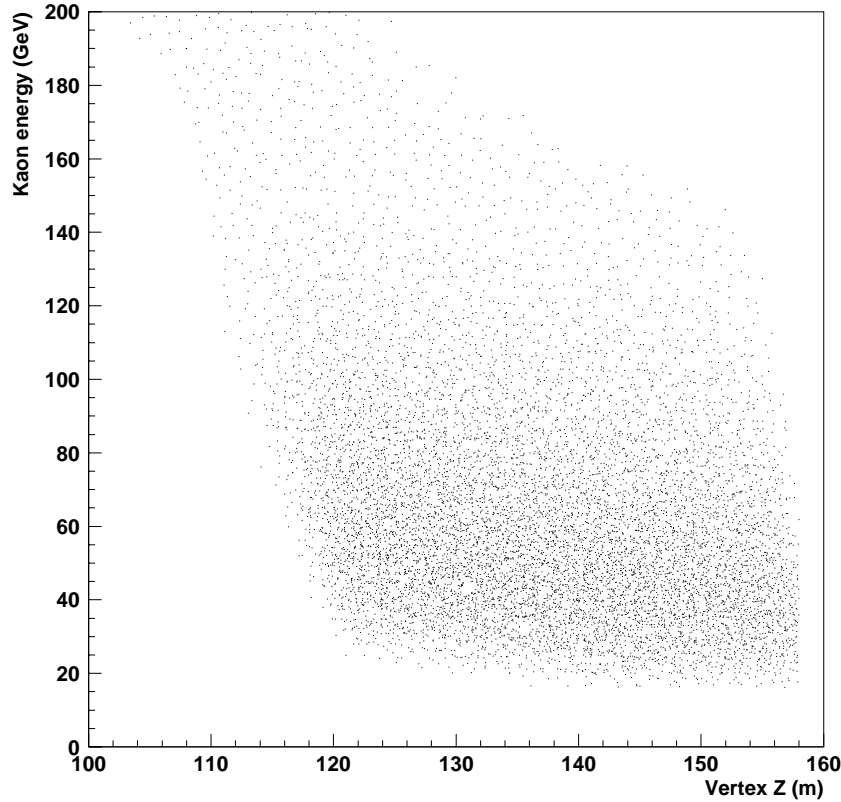


FIG. 2.6 – Plan E vs Z pour des événements chargés $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-$ de KTeV. L'espace de phases ne présente pas de coupure cinématique en temps de vie. L'histogramme est emprunté à la thèse de P.Shawhan [34].

Pour calculer l'acceptance de détection, KTeV a développé une simulation Monte Carlo très détaillée, incluant aussi l'électronique de base du système d'acquisition. Les algorithmes et l'électronique de déclenchement sont également simulés et intégrés dans la correction d'acceptance.

Ceci implique un important travail de contrôle de l'appareillage avec classification des périodes d'inefficacité pour chaque composante. La correction d'acceptance est mesurée en intervalles de p et z : il faut remarquer à ce propos que l'acceptance en intervalles de p, z devrait être identique pour chaque intervalle, entre faisceau "vide" et "régénéré". En raison de l'impureté du faisceau "régénéré", KTeV ne calcule donc pas un double rapport, ce qui impliquerait une correction *moyenne* intégrée sur z , mais utilise une méthode d'ajustement dans tout l'espace p, z , en laissant des paramètres libres comme : $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$, Δm , τ_S , α (exposant de la loi de puissance dans ρ) et les flux dans chaque mode par intervalle d'énergie. Pour appliquer la correction d'acceptance, le programme d'ajustement intègre analytiquement en z l'expression des taux de désintégration, et puis additionne sur des intervalles de 1 GeV en énergie, pour calculer le nombre de K dans chaque intervalle et y appliquer le facteur d'acceptance.

Le résultat de l'ajustement pour la mesure de $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$ utilise une minimisation du χ^2 défini comme la différence entre le nombre de K dans les données et le nombre prédit par MC, en 12 intervalles en énergie d'une largeur de 10 GeV , ceci pour minimiser les différences résiduelles entre les spectres en énergie.

Pour mieux apprécier l'importance de la correction d'acceptance dans KTeV, nous indiquons dans le tableau 2.8 la correction pour chaque mode. Pour une valeur de $Re(\varepsilon'/\varepsilon) = 20 \times 10^{-4}$, nous avons $R = 0.9880$, et sur cette valeur KTeV doit appliquer des corrections de l'ordre de $0.1 = 1000 \times 10^{-4}$. On comprend maintenant les efforts nécessaires pour contrôler l'incertitude sur une telle correction au niveau de 10×10^{-4} .

Mode	<acceptance> [10^{-4}]
Faisceau <i>vide</i> : $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^-$	2313
Faisceau <i>régénéré</i> : $K_S \rightarrow \pi^+ \pi^-$	3077
Faisceau <i>vide</i> : $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$	1036
Faisceau <i>régénéré</i> : $K_S \rightarrow \pi^0 \pi^0$	1305

TAB. 2.8 – Correction d'acceptance sur le double rapport R dans KTeV.

La statistique de KTeV

L'expérience KTeV a entamé sa prise de données en 1996 avec $\sim 10^6$ $K_L \rightarrow 2\pi^0$ collectés pendant deux mois. Un problème d'inefficacité liée au système de déclenchement a empêché la collaboration d'utiliser les événements chargés dans cette période. Le premier résultat présenté en 1999 utilisait donc les données de 1996 et, pour les chargés seulement, les premiers 18 jours de prise de données de 1997. Ce résultat [35] a confirmé la présence de violation directe de \mathcal{CP} à environ 7σ :

$$Re(\varepsilon'/\varepsilon) = (28.0 \pm 3.0(stat) \pm 2.8(syst)) \times 10^{-4}. \quad (2.17)$$

Au cours de 1997 l'expérience KTeV a accumulé environ 4 millions de $K_L \rightarrow 2\pi^0$, pendant 4 mois. On verra dans le dernier chapitre que le résultat 2.17 n'est plus valable depuis la présentation de la collaboration KTeV du 8 Juin 2001 [36]. La valeur centrale a été corrigée considérablement et aussi l'incertitude systématique a été augmentée, à cause d'un problème dans l'estimation du bruit de fond en mode neutre (comme expliqué avant).

2.3.2 La méthode de NA48

Dans ce paragraphe nous allons montrer les principes fondamentaux de NA48, sans décrire le détecteur qui sera présenté dans le prochain chapitre.

pondérer la distribution des K_L pour la rendre identique à celle des K_S . En désignant par τ le temps de vie du K , on peut écrire la pondération des K_L comme :

$$w(\tau) = \mathcal{N} e^{-\tau(\frac{1}{\tau_S} - \frac{1}{\tau_L})}, \quad (2.19)$$

avec \mathcal{N} constante arbitraire de normalisation. Une formule plus détaillée sera montrée plus tard, pour prendre en compte le terme d'interférence résiduel K_L - K_S dans le faisceau K_L . La perte statistique de cette procédure est considérable et a des incidences sur la durée de prise de données nécessaire pour parvenir à l'incertitude statistique visée. Pour que la méthode de pondération soit rentable du point de vue de l'incertitude totale, il est inutile de prendre un intervalle "illimité" en temps de vie comme le fait KTeV. Pour des valeur de $c\tau > 3.5c\tau_S$, la puissance statistique des données K_L est presque nulle, vu que chaque événement a un poids $w \leq e^{-3.5}$. Pour cette raison, le domaine cinématique de NA48 est limité en énergie et en $c\tau$, comme on peut le voir dans la figure 2.8 qui représente le plan $EvsZ$ pour des événements du mode chargé $K \rightarrow \pi^+\pi^-$. Pratiquement 2/3 des événements de désintégration de K_L se produisant dans la zone de désintégration de 90m sont rejetés *en-ligne*, tandis que la procédure de pondération elle même amène une augmentation de l'incertitude de $\sim 40\%$ dans la région $c\tau < 3.5c\tau_S$.

Les avantages sont de ne pas dépendre au premier ordre de la simulation Monte Carlo utilisée dans la correction d'acceptance, perpétuant ainsi la philosophie initiée par NA31, ainsi que de minimiser les effets des différences d'efficacités et de réduire substantiellement le bruit de fond en $3\pi^0$, à cause du temps de vie mal reconstruit pour ces événements.

Identification K_L et K_S : afin d'éviter tout biais dans le comptage des quatre lots d'événements, l'expérience NA48 doit pouvoir distinguer de façon non ambiguë un K_S d'un K_L . Cette tâche est non triviale car les faisceaux pratiquement collinéaires séparés au début de la zone de désintégration convergent à l'abscisse longitudinale du calorimètre électromagnétique pour symétriser les acceptances. En mode chargé, l'identification est possible à travers la reconstruction de la coordonnée Y du vertex de désintégration (comme on peut le voir sur la figure 2.9), mais en mode neutre les barycentres énergétiques des 4γ issus de $2\pi^0$ seront identiques pour les 2 faisceaux, et un autre système doit être trouvé. La méthode adoptée par NA48 est d'*étiqueter* le kaon qui a produit l'événement en question. Pour cela on utilise une coïncidence entre le temps mesuré par le détecteur (chargé ou neutre) et le temps du proton qui a "produit" le kaon. Les problèmes liés à cette identification peuvent générer une incertitude systématique importante, que nous aborderons plus loin dans notre exposé.

Pour ce qui concerne les effets qui ne sont pas symétriques et affectent préférentiellement un seul mode de désintégration, comme par exemple les bruits de fond ou l'échelle d'énergie en mode neutre, les performances du détecteur doivent être attentivement contrôlées de manière à réduire les incertitudes liées aux corrections associées.

2.3.3 La mesure de violation directe par KLOE

L'expérience KLOE, qui devrait amener une mesure du même paramètre $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$ avec une précision comparable à celle de NA48 et KTeV, se déroule au laboratoire de Frascati (LNF), et elle est installé auprès de l'accélérateur *DAΦNE*. La violation directe est étudiée dans les désintégrations

$$\phi \rightarrow K\bar{K} \rightarrow f_1 f_2 \quad (2.20)$$

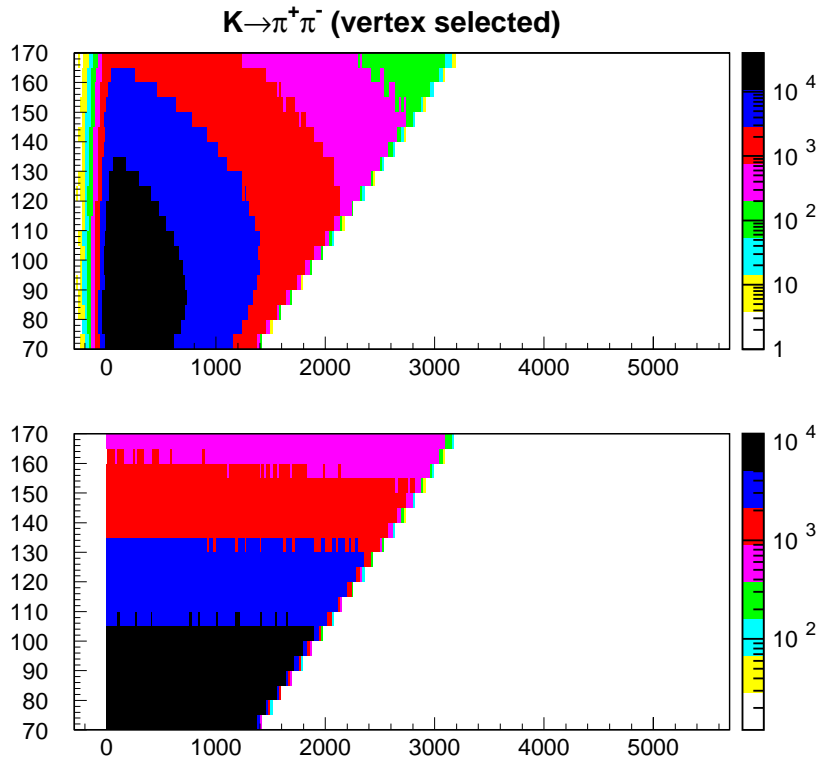


FIG. 2.8 – Plan E vs Z pour des événements chargés de NA48 : le graphe du haut contient des $K_S \rightarrow \pi^+\pi^-$, et le graphe du bas des K_L . On y voit la coupure en τ appliquée dans l’analyse finale, et la différence de distribution en Z , les K_L ayant un temps de vie beaucoup plus grand que les K_S .

où l’état $K\bar{K}$ (présent $\sim 35\%$ des fois) est une combinaison antisymétrique des deux kaons neutres :

$$\frac{1}{\sqrt{2}}(|K^0(z)\bar{K}^0(-z)\rangle - |\bar{K}^0(z)K^0(-z)\rangle) = \frac{1}{\sqrt{2}}(|K_L(z)K_S(-z)\rangle - |K_S(z)K_L(-z)\rangle) , \quad (2.21)$$

qui permet d’étiqueter K^0 , \bar{K}^0 , K_L et K_S , et de mesurer donc l’interférence des états finals f_1, f_2 . Dans le cas où $f_1 f_2 = \pi^0 \pi^0 \pi^+ \pi^-$, l’analyse de la distribution de l’écart temporel entre les deux désintégrations permet de mesurer $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$.

Puisque les ϕ sont produits au repos, le détecteur KLOE est un détecteur d’angle solide 4π , avec une chambre à dérive pour le vertex, et un calorimètre électromagnétique à échantillonnage au plomb (E.M.C.), plongés dans le champ d’un aimant supraconducteur (COIL).

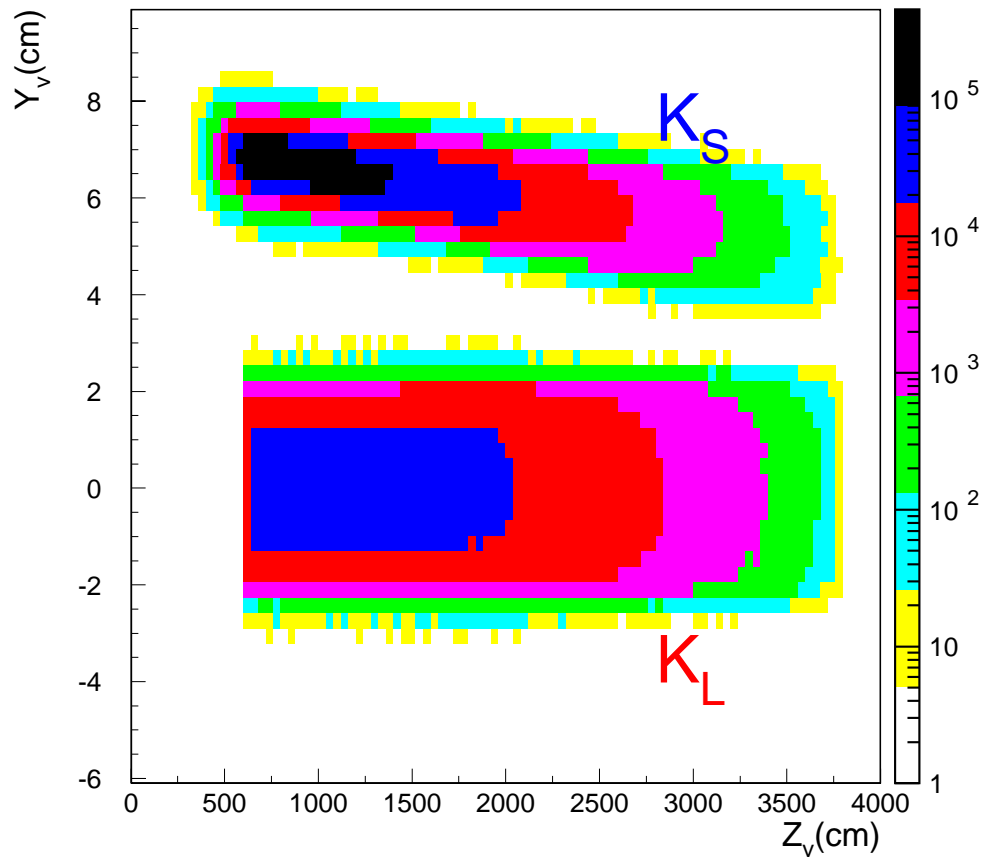


FIG. 2.9 – Coordonnées Z et Y du vertex de désintégration en mode chargé. On voit très bien la séparation entre les deux faisceaux

Chapitre 3

L'expérience NA48 au CERN

L'expérience NA48 est située au CERN, le laboratoire européen de physique des particules, dans la *North Area* (site de Prévessin). Elle est exploitée par une collaboration composée de 16 instituts (Cagliari¹, Cambridge, CERN, Dubna, Edimburgh, Ferrara, Firenze, Mainz, Orsay, Perugia, Pisa, Saclay, Siegen, Torino, Warsaw et Wien) pour un total d'environ 150 physiciens.

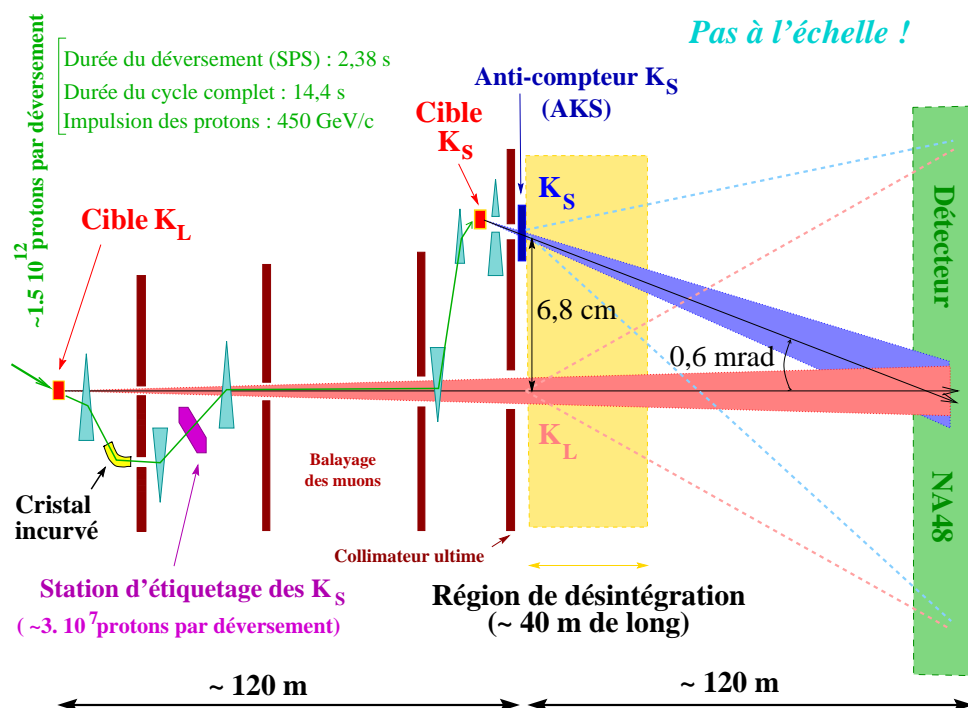


FIG. 3.1 – Les faisceaux de NA48

3.1 Les faisceaux K_L et K_S

Elle utilise le faisceau de protons provenant du SPS (*Super Proton Synchrotron*). Ces protons ont une énergie de 450 GeV, et le flux est de 1.5×10^{12} protons pour chaque *cycle* de l'accélérateur. Le déversement des protons s'effectue d'une manière continue pendant 2.4s (en anglais, *burst*), chaque 14.4s, qui est la longueur totale d'un cycle. Ces protons, appelés primaires, sont

1. Dans NA48 jusqu'à l'année 2000

transportés et focalisés vers la première cible (appelée cible K_L), avec un angle d'incidence de 2.4 mrad par rapport à l'axe longitudinal (ou axe z) de l'expérience. Cet angle est choisi pour optimiser la production de K^0 par rapport à celle des neutrons et des photons. La cible est un cylindre de béryllium de 2mm de diamètre et 400mm de long. Puisque la région de désintégration commence ~ 126 mètres en aval, les kaons ici produits constituent ce qu'on appelle le faisceau K_L , la quasi-totalité des K_S se désintégrant dans les premières dizaines de mètres suivant la cible aux énergies considérées.

Le faisceau K_L : il passe à travers trois étages de collimation, dont le premier sert à définir la divergence du faisceau (± 0.15 mrad). Les autres collimateurs par contre, dont le dernier est situé quelques mètres en amont de la zone de désintégration, contribuent au nettoyage des neutrons et des Λ^0 issus d'interactions dans le premier collimateur, et qui polluent le faisceau avant le début de la région fiducielle.

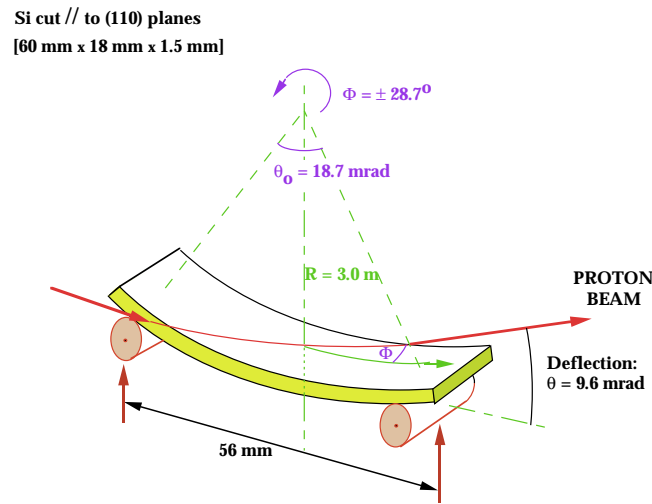


FIG. 3.2 – Le cristal en silicium pour devier et atténuer les protons du faisceau K_S .

Le second faisceau de protons : une fraction des protons ($\sim 50\% \simeq 6 \times 10^{11}$ protons) qui n'ont pas interagé dans la cible K_L va être utilisée pour la production de K_S au moyen d'une deuxième cible, dite cible K_S , située $\sim 120\text{m}$ en aval de la première cible. Pour cela, les protons sont déviés par un aimant et ensuite par un cristal de silicium (voir figure 3.2), qui a aussi la fonction d'en sélectionner une très petite partie ($\sim 3 \times 10^7$ protons pour chaque *burst*). Cet affaiblissement d'intensité pour le faisceau de protons qui donnera naissance au faisceau K_S est compréhensible si nous considérons que dans ce cas les modes de désintégration du K_S en 2π observés ne violent pas \mathcal{CP} , et d'autre part que tous les K_S se désintégreront dans la zone qui suit la cible. Les particules qui ne sont pas déviées par le cristal continuent leur chemin terminant dans des absorbeurs (TAX 17 et 18). Après le cristal, une série d'aimants dipôlares conduit les protons à traverser la station d'étiquetage (*tagging station*), avant d'être ramenés dans la ligne du faisceau K_L pour être finalement dirigés sur la cible K_S . Celle-ci est identique à la première cible, et elle est placée 7.2 cm au dessus du faisceau K_L , avec un angle de production de 4.2 mrad, choisi pour rendre le spectre en impulsion aussi proche que possible de celui des K_L .

Le faisceau K_S : la divergence du faisceau K_S est de ± 0.375 mrad, et son axe forme avec l'axe du faisceau K_L avec un angle de 0.6 mrad, de façon à obtenir la convergence des deux au niveau du calorimètre électromagnétique, situé ~ 120 mètres en aval par rapport à la cible K_S . Après la cible, un aimant de balayage dévie les particules chargées avant le collimateur de K_S , d'une longueur de 6 mètres, et se termine avec un système d'anti-compteurs (AKS) qui délimite le début de la zone fiducielle en étant sensible aux produits de désintégrations qui ont eu lieu en amont. La composante des K_L dans le faisceau K_S qui se désintègrent en environ $4\tau_S$, est inférieure à 1%, et si l'on ne prend en compte que les modes qui violent \mathcal{CP} ($2\pi^0$ et $\pi^+\pi^-$), cette fraction se réduit encore d'un facteur 10^{-3} ($\sim \varepsilon$) : on peut donc considérer que ce faisceau est un faisceau pur de K_S si l'on ne s'intéresse qu'aux désintégrations en 2π .

Les hautes intensités auxquelles nous sommes confrontés, génèrent un flux de particules secondaires très important. Si les particules chargées sont facilement balayées par les aimants en amont de la zone fiducielle, on ne peut en dire autant pour les particules neutres, comme les neutrons. Pour protéger l'appareillage de ce flux, les détecteurs sont évidés en leur centre pour laisser passer le faisceau neutre et un tube à vide en fibre de carbone traverse tous les détecteurs. Avant 1998 ce tube était construit en acier ; le changement du matériel a été motivé essentiellement par la volonté de réduire l'interaction des produits de désintégration à bas angle. Ceux-ci traversent alors une quantité de matière non négligeable et peuvent initier des gerbes électromagnétiques ou hadroniques qui se propagent dans le spectromètre et conduisent souvent à des saturations du système de lecture des chambres à dérive (phénomène dit d'*Overflow*).

Le volume de désintégration : la zone fiducielle où on accepte les événements reconstruits hors-ligne, débute juste après l'AKS, c'est-à-dire $\sim 6m$ en aval de la cible K_S . La longueur de cette zone est déterminée par la durée de vie du K_S , en gardant à l'esprit l'utilisation de la méthode de pondération des événements K_L ; les désintégrations des K_L se produisant après plus de $3.5\tau_S$, ce qui correspond à $\sim 32m$ pour des kaons de $170 GeV$, auront un poids négligeable et seront donc inutiles pour l'analyse. Le volume de désintégration est entièrement enfermé dans une tank à forme de cylindre, de $89m$ de long et de diamètre variable entre 1.92 et 2.40 m. Ce volume, bouché au fond par une fenêtre en Kevlar qui le sépare du spectromètre magnétique, est gardé sous un vide poussé ($< 10^{-4} mbar$) pour éviter des effets de régénération de K_S dans le faisceau K_L . Le volume du spectromètre commence en aval de la fenêtre de Kevlar, d'une épaisseur de $\sim 0.9mm$ soit $\sim 3 \cdot 10^{-3}$ longueurs de radiation, et il est rempli d'hélium gazeux à la pression atmosphérique. Le tube en fibre de carbone est connecté à la fenêtre en son centre de façon à assurer la continuité du vide sur le trajet du faisceau neutre.

Le monitoring des faisceaux : les lignes de faisceaux de protons sont équipées de systèmes (*Secondary Emission Monitors*), constitués par des feuilles fines d'aluminium ou de tungstène, qui mesurent la charge induite par le passage des protons et sont situés en amont des cibles K_L et K_S .

D'autre part, les intensités des faisceaux neutres sont mesurées par deux autres détecteurs sensibles cette fois aux produits de l'interaction des faisceaux sur les cibles : le "moniteur K_L " qui utilise des fibres scintillantes est situé en aval du détecteur NA48, juste avant le *Dump* du faisceau ; le "moniteur K_S " utilise quant-à lui des lattes de scintillateurs sensibles aux particules émises de la cible orthogonalement à l'axe du faisceau neutre. Ces deux moniteurs servent également pour le déclenchement d'événements "*au hasard*" (de l'anglais *Random*) corrélés aux intensités K_L et K_S permettant d'étudier les effets d'activité accidentelle dans les détecteurs de NA48.

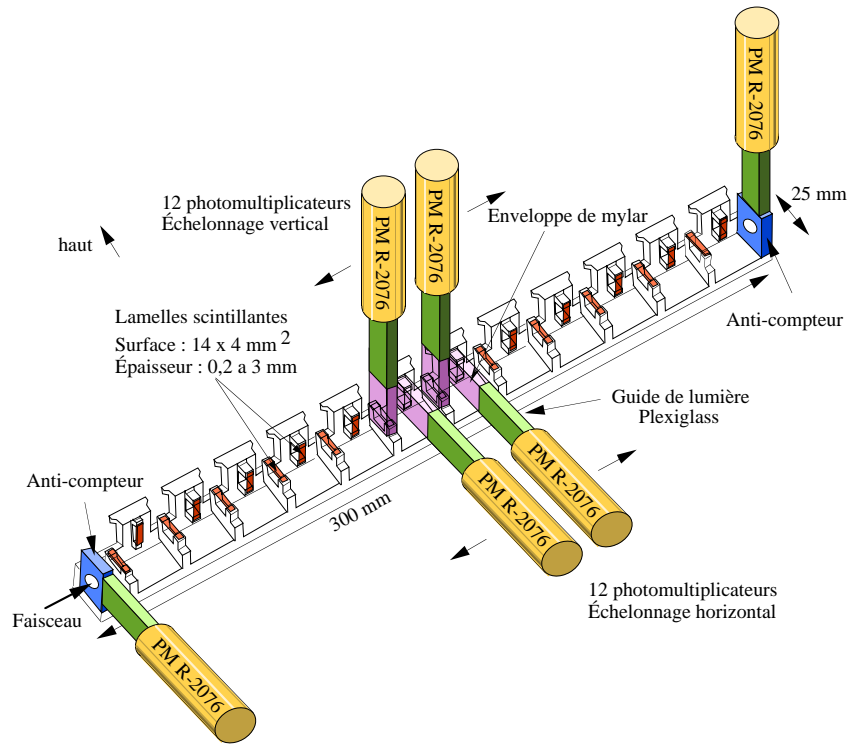


FIG. 3.3 – Le système d’étiquetage des faisceaux dans l’expérience NA48

3.2 Le système d’étiquetage des faisceaux [1]

Nous avons anticipé que l’identification du kaon qui a créé un événement est effectué par une méthode de temps de vol, qui utilise la réponse en temps du détecteur chargé ou neutre et regarde la “coïncidence” éventuelle avec le temps d’un proton mesuré par la station d’étiquetage placée après la cible K_L . Par définition, si un événement au temps t_{ev} est accompagné d’un proton “en temps” ($(t_{proton} - t_{ev}) \in [+2, -2]ns$), nous dirons que c’est un K_S qui l’a produit. Au contraire, en cas d’absence du proton en coïncidence, nous attribuerons cet événement à un K_L , et ceci que le mode de désintégration soit neutre ou chargé.

La station d’étiquetage est nommée *tagger* (figure 3.3). Elle est constituée par un système de scintillateurs plastiques très fins (NE102A), disposés en *échelle* dans les deux directions x et y par rapport à l’axe longitudinal du faisceau. Chaque échelle possède 12 scintillateurs décalés les uns par rapport aux autres, mais la structure de chaque échelle diffère : les 12 compteurs horizontaux, qui mesurent le profil vertical du faisceau, ont une taille variant de $200\mu m$ (au centre) à $2500\mu m$ (aux bords), pour couvrir toute la surface du faisceau; les 12 compteurs verticaux par contre ont tous la même dimension de $4 \times 15 mm^2$, parce que le profil horizontal du faisceau est beaucoup plus large que le profil vertical. Une superposition de $50\mu m$ entre deux compteurs adjacents garantit l’acceptance du système. Cette géométrie est justifiée par la nécessité de réduire le taux de particules qui interagissent dans chaque scintillateur. Nous rappelons que le nombre de protons pendant le déversement est, pour le faisceau K_S , de $\sim 3 \cdot 10^7$ après la réduction du cristal de silicium, ce qui implique un taux de 10 MHz en entrée de la station d’étiquetage. Avec une telle structure, indiquée schématiquement en figure 3.4, chaque compteur voit à peu près le même taux d’environ 1 MHz. L’épaisseur des compteurs dans la direction du faisceau est de $4mm$, correspondant pour la totalité du système, à 0.23 longueurs de radiation. Le passage d’un proton induit au minimum deux coups dans le tagger, un dans un compteur vertical et l’autre

dans le compteur horizontal correspondant. Les signaux sont envoyés à travers des guides de lumière à des photomultiplicateurs lus par des FADC² à 960 MHz pour échantillonner le signal analogique.

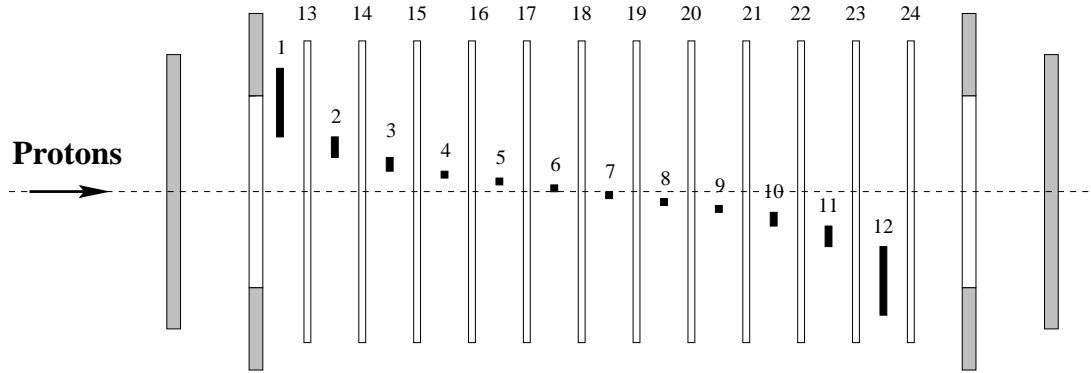


FIG. 3.4 – Les scintillateurs sont disposés en échelle pour diviser le taux des particules en entrée.

Le temps est mesuré par une interpolation de la forme reconstruite du signal. La fréquence de lecture rend le système pratiquement sans temps mort, et avec une résolution en temps de $\sim 100ps$ par compteur. Pour la coïncidence d'étiquetage, cette résolution doit être évidemment convoluée avec celle des détecteurs qui mesurent le temps d'un événement, sur lesquels on reviendra par la suite. Une description détaillée des mesures de temps et des performances du *tagger* peut être trouvée dans la thèse de Sabine Crépey [37].

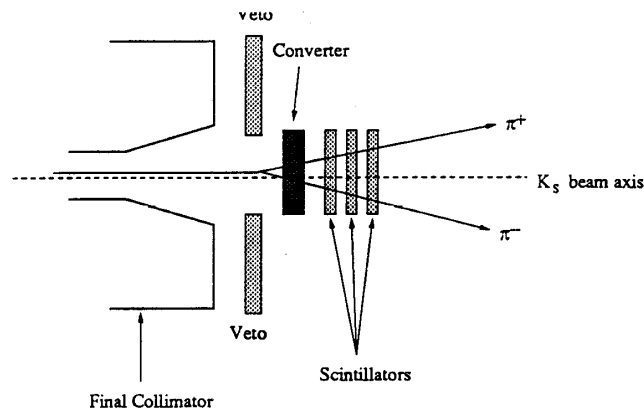


FIG. 3.5 – Schéma de l'AKS: le scintillateur central est utilisé pour le signal de veto, les deux autres servent à la mesure d'efficacité.

3.3 L'anti-compteur de K_S (AKS)

Le dernier détecteur de la ligne de faisceau situé juste avant la région fiducielle, est constitué par des scintillateurs placés à $\sim 6.09m$ de la cible K_S , après le collimateur final (voir schéma 3.5). Un premier scintillateur annulaire détecte les particules chargées qui ont été diffusées à l'intérieur du collimateur. Les kaons neutres qui ne se sont pas désintégrés passent au centre de

2. Flash Analog-to-Digital Converter : convertisseur rapide analogique-numérique

ce veto, et ne laissent aucun signal dans les trois scintillateurs qui suivent, centrés sur l'axe du faisceau. Au contraire, tout événement possédant une ou plusieurs particules chargées laissant un signal dans ce système sera rejeté comme étant en dehors de la région fiducielle. Pour appliquer la même méthode aux $\pi^0\pi^0$, un cristal d'iridium de 3mm d'épaisseur précède les trois scintillateurs pour convertir les photons des désintégrations en $\pi^0\pi^0$ en paires e^+e^- , qui laissent un signal dans le dispositif de scintillation. Pour cette raison, les régions fiducielles en mode chargé et en mode neutre ne sont pas strictement identiques, mais elles sont décalées de la distance entre le convertisseur et le scintillateur central, soit $21 \pm 0.5\text{ mm}$. Le rôle de ce détecteur est de définir précisément le début de la région de désintégration en K_S que nous considérons dans l'analyse. Par ailleurs, l'AKS permet de fixer l'échelle absolue d'énergie, à travers la connaissance de sa position longitudinale sur la ligne du faisceau disponible par des mesures des géomètres.

3.4 L'anti-compteur de K_L (AKL)

Cet appareillage est constitué par des ensembles de lattes scintillatrices qui ont été placés à sept positions différentes autour de l'enceinte à hélium, de manière à éliminer les désintégrations ayant des particules qui sortent de l'acceptance géométrique. Chaque latte est contenue dans une poche (*pockets*) et mesure 10mm d'épaisseur. Un convertisseur en acier de 35mm d'épaisseur est mis devant ces poches. La disposition en anneaux des lattes permet le rejet du fond $K_L \rightarrow 3\pi^0$, quand des photons s'échappent de l'acceptance du calorimètre électromagnétique. On verra dans la suite que la résolution du calorimètre est suffisante pour maintenir le bruit de fond de $3\pi^0$ à un très bas niveau ; l'AKL ne sera donc pas utilisé pour l'analyse de $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$, mais son signal peut entrer dans l'électronique rapide de *pretrigger* pour des études de désintégrations rares. Nous allons maintenant présenter en détail tous les détecteurs qui sont disposés à partir de la fin de la zone fiducielle. Le schéma 3.6 montre les appareillages qui font partie du détecteur NA48, et que nous allons décrire d'abord pour le mode chargé puis pour le mode neutre.

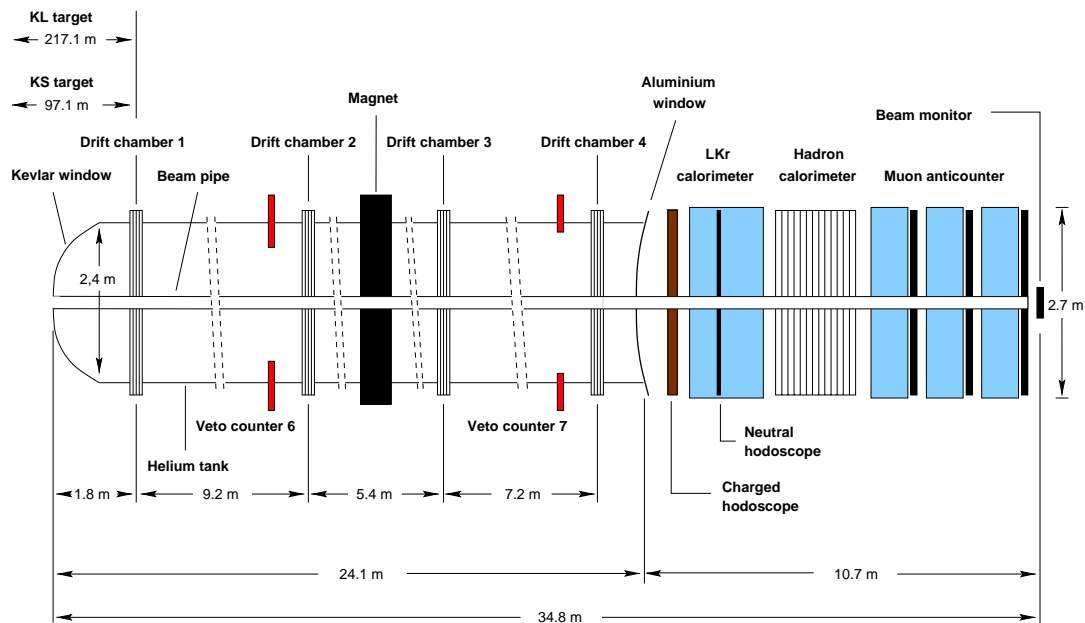


FIG. 3.6 – Schéma du détecteur NA48.

3.5 Les détecteurs pour le mode $K \rightarrow \pi^+ \pi^-$

Deux appareillages sont utilisés pour les désintégrations chargées : le **spectromètre magnétique**, qui sert à détecter les traces des pions pour la mesure de l'impulsion et des coordonnées du vertex de désintégration du kaon ; l'**hodoscope chargé**, qui mesure le temps du passage des particules.

3.5.1 Le spectromètre magnétique

Le premier détecteur que l'on rencontre à environ $100m$ en aval de la cible K_S (c'est-à-dire à la fin du tank à vide, après la fenêtre de Kevlar dont nous avons parlé dans la section précédente), est le spectromètre magnétique [38], constitué par 4 chambres à dérives et d'un aimant dipolaire créant un champ magnétique vertical.

Les chambres à dérives : les deux premières chambres (CH1 et CH2) sont placées juste après la fenêtre de Kevlar, avant l'aimant, séparées par une distance de $9.2m$. La distance entre CH2 et CH3 est $5.4m$ et celle entre CH3 et CH4, situées après l'aimant, est de $7.2m$, comme illustré sur le schéma 3.7.

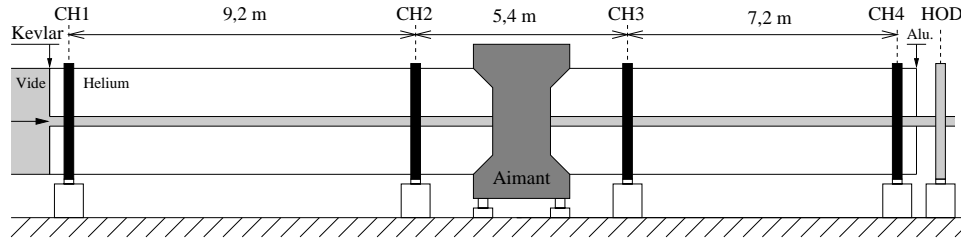


FIG. 3.7 – Schéma du spectromètre magnétique

Toutes les chambres ont une forme octogonale de $2.9m$ d'envergure, couvrant une surface d'environ $4.5m^2$. Chacune est équipée avec 8 plans de 256 fils sensibles en tungstène recouvert d'or, séparés deux à deux par des plans en Mylar graphité de $22\mu m$ d'épaisseur. Entre deux plans de fils sensibles on trouve deux plans de fils potentiels, en alliage plaqué or de cuivre et de titane. Les feuilles de mylar et les fils potentiels sont portées à une tension de -2300 Volts et -1400 Volts respectivement. Les fils sensibles sont maintenus à la masse par leur connection aux préamplificateurs connectés au système de lecture. Le diamètre d'un fil potentiel est de $120\mu m$, et celui d'un fil sensible $20\mu m$.

Les séparations en mylar tous les deux plans définissent 4 vues, qui diffèrent par l'orientation des fils : nous avons dans l'ordre les vues X (fils verticaux), Y (fils horizontaux), U et V (fils inclinés respectivement à $+45$ et -45 degrés par rapport à la verticale). Les rôles des deux dernières orientations est essentiellement de lever *en-ligne* (c'est-à-dire au niveau du déclenchement) l'ambiguïté sur le passage de deux particules lorsque 2 fils X et 2 fils Y sont touchés simultanément (figure 3.9). Les 4 vues baignent toutes dans un mélange gazeux d'argon et d'éthane en proportions égales, avec moins de 1% de vapeur d'eau pour ralentir le vieillissement des chambres. Dans chaque plan les fils sont distants de $1cm$ les uns des autres. Les deux plans (A et B) qui appartiennent à la même vue sont décalés de $0.5 cm$ dans la direction transverse au fils, de telle sorte qu'il est possible par la mesure des temps de dérives, de déterminer de quel côté d'un fil A la particule est passée. La distance relative entre deux plans de fils sensibles est de $12mm$, et de $6mm$ entre les fils potentiels, comme décrit par la figure 3.10. La granularité ainsi obtenue pour les chambres à dérives permet de supporter le flux de particules de ~ 1 MHz par plan en conditions normales de fonctionnement.

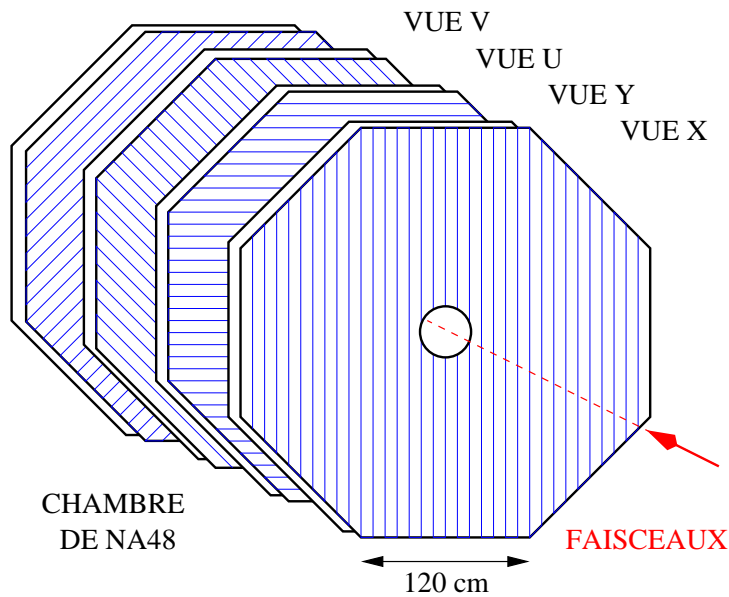


FIG. 3.8 – Les 4 vues d’une chambre à dérive de l’expérience NA48 sont montrées dans ce schéma qui indique l’orientation des fils dans les vues successives X, Y, U et V.

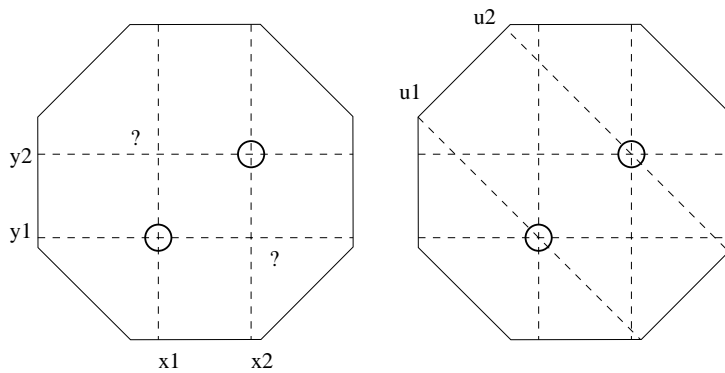


FIG. 3.9 – L’ambiguïté sur le passage des traces est éliminée par la présence des coups dans les fils u_1 et u_2

Le fonctionnement des chambres à dérive est basé sur l’ionisation due au passage d’une particule chargée dans le gaz. Les électrons ainsi produits dérivent jusqu’au fil sensible (anode) le plus proche, avec un gain de $\sim 6 \cdot 10^4$ dû à l’avalanche se produisant dans le champ électrique, qui varie près des fils en $1/r$. La reconstruction de la position du passage est effectuée par la connaissance de la position du fil sensible où le signal s’est produit, et par le temps de la trace mesuré par le système de lecture que nous décrirons par la suite. Les fils du plan A et du plan B donnent des temps t et t' (voir 3.10), et à travers le paramètre de la vitesse de dérive dans le gaz, on peut construire une table d’associations reliant les temps des signaux provenant des deux plans A et B à la distance par rapport au fil, et basée sur le fait que la somme $(t + t')$ est presque constante. Nous reviendrons sur ce point au moment de la description du déclencheur chargé. Chaque chambre représente $4 \cdot 10^{-3} X_0$ de matière, pour les particules qui les traversent ; l’espace entre les chambres est rempli par de l’hélium à pression atmosphérique pour limiter la diffusion multiple ($\sim 10^{-3} X_0$ pour tout le spectromètre).

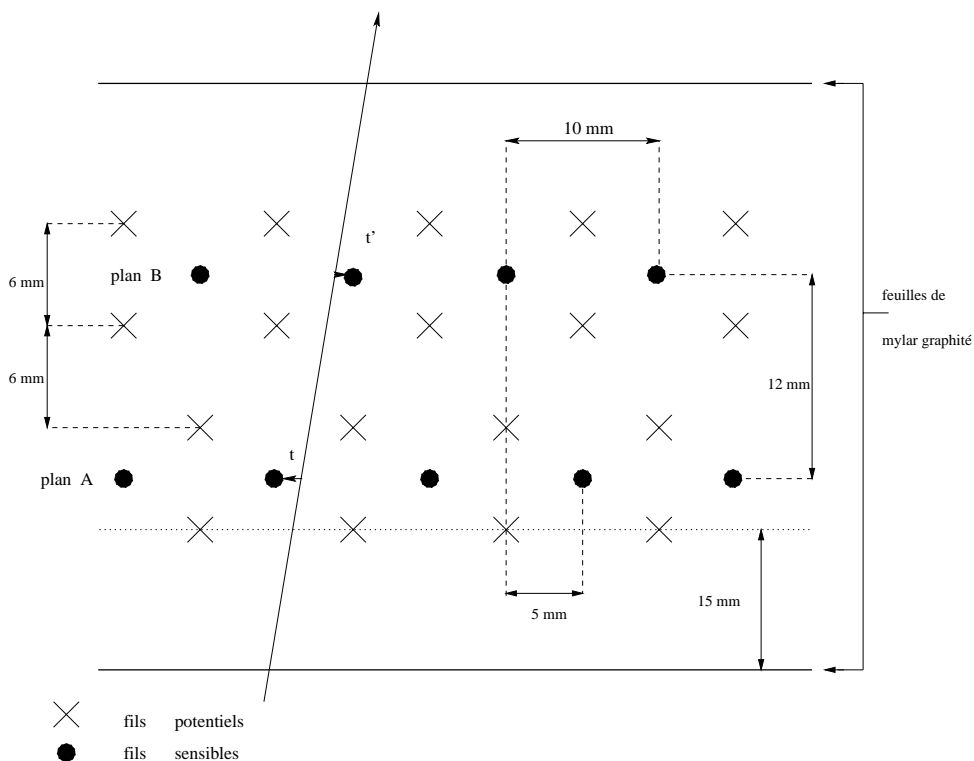


FIG. 3.10 – Schéma des fils pour une vue de chambre à derive : le signal d'ionisation d'une particule traversant le gaz sera recueilli par les fils sensibles les plus proches aux temps t et t' respectivement

L'aimant de NA48 : pour reconstruire l'impulsion des traces de particules chargées de nature déterminée, on mesure leur déviation par un champ magnétique connu. Ce champ est généré par l'aimant dipolaire qui est placé au centre du spectromètre, et qui est constitué par une structure en fer rectangulaire à deux pôles et avec deux paires de bobines. Ses dimensions extérieures sont de $4.4m \times 4.0m \times 1.3m$, et son poids est de 105 tonnes. À l'intérieur l'aimant présente une ouverture de $2.45m \times 2.40m$, où se glisse l'enceinte à hélium. Le rôle de l'aimant est donc de créer un champ magnétique vertical dipolaire, provoquant ainsi une déviation des traces des particules chargées dans le plan horizontal. L'intensité nominale de fonctionnement de l'aimant est de 1200 Ampères, et son intégrale de champ entre les chambres CH2 et CH3 est de $0.83 T \cdot m$, ce qui correspond à une impulsion transverse de $265 MeV/c$. La valeur du champ au centre (ou valeur maximale) est de $0,37T$, et ses variations mesurées précisément par des sondes à effet Hall sont inférieures à 10% sur toute la région utile du plan transverse.

Le système de lecture des chambres à derive [39] : les fils sensibles sont connectés par groupes de 16 à une carte de 16 préamplificateurs, dont le gain est de $30mV/\mu A$ et le temps de montée $18ns$. Les signaux sont discriminés et acheminés vers des convertisseurs analogique-digital (TDC³) qui délivrent le temps absolu écoulé depuis une référence temporelle choisie comme étant le début de chaque *burst* pour chaque détecteur de NA48. Chaque carte TDC accueille 16 *chip* TDC qui traitent chacun 16 voies. La mesure du temps est faite en unité de $25/16ns$, codée sur 17 bits, par les compteurs des TDC qui utilisent l'horloge expérimentale à 40 MHz ($25ns$) de NA48 et une PLL⁴. Chaque plan de fils est donc relié à une carte TDC, qui traite

3. Time to Digital Converter

4. Phase Locked Loop

256 voies, pour un total de 8 cartes par chambre à dérive. La chambre CH3 a un équipement électronique limité aux vues X et Y , car elle ne participe pas à la logique du déclenchement. La référence temporelle dépend de la chambre considérée, tenant compte des temps de passage différents à cause du temps de vol des particules. Les cartes TDC sont connectées à une mémoire circulaire (*Ring card*), qui permet d'enregistrer temporairement les données, pendant une durée maximale de $204.8\mu s$. L'enregistrement final dépend de la décision du déclencheur.

L'information d'un coup sur un fil, numéro de fil et temps du coup, est codée sur un mot de 32 bits. Le volume de données attendu pour un événement à 2 traces, soit 2 hits/plan , est alors $28 \text{ plans} \times (2 \times 4) \text{ bytes} \simeq 200 \text{ bytes}$ pour l'ensemble du spectromètre.

Performances obtenues : l'**efficacité** moyenne, sur une trace, d'un plan des chambres, est en général meilleure que 99% pour des conditions de fonctionnement normales (c'est-à-dire aux valeurs nominales de haute tension d'intensité des faisceaux). La **résolution temporelle** des chambres est d'environ $2ns$ par plan, mais le temps de l'événement chargé est mesuré avec une meilleure précision par l'hodoscope chargé, que nous allons décrire dans la suite. Pour ce qui concerne la **résolution en impulsion**, les deux termes dominants sont décrits dans la formule suivante:

$$\frac{\sigma_p}{p} = (0.5 \oplus 0.009 \cdot P[GeV/c])\% , \quad (3.1)$$

où le premier terme représente l'incertitude due à la diffusion multiple, et le deuxième celle venant de la résolution spatiale des chambres, qui varie avec l'impulsion du kaon. La résolution en impulsion est meilleure que 1% pour des particules en dessous de $100 GeV$. Les **résolutions spatiales** dans la reconstruction du vertex de désintégration sont d'environ $50cm$ le long de l'axe z , et de $\sim 2mm$ sur les coordonnées x et y . Cela permet de distinguer le faisceau dont est issu une désintégration, les faisceaux K_S et K_L ayant une séparation de l'ordre de $7cm$ sur l'axe vertical. La **résolution en masse invariante** pour des kaons se désintégrant en deux pions est de $\sim 2.5MeV/c^2$, ce qui permet un bon rejet des événements du bruit de fond à trois particules K_{e3} et $K_{\mu3}$ dont la masse invariante des deux particules chargées ne pique pas à la masse du kaon.

Les signaux de déclenchement des chambres : des signaux rapides représentant la multiplicité des coups (et donc des traces traversant une chambre), intégrés sur une fenêtre temporelle de $100ns$ qui correspond au temps de dérive maximal sur la distance d'une cellule de $5mm$, sont disponibles au niveau du déclenchement de premier niveau. La redondance des plans de chambres assure une efficacité maximale à ces signaux, disponibles seulement pour la chambre CH1. Ils sont utilisés dans la coïncidence de niveau 1 pour réduire le taux d'entrée au déclenchement chargé de deuxième niveau. Dans le tableau 3.1 nous présentons ces signaux et le taux de comptage dans un *burst*.

Condition de déclenchement	type de coïncidences	taux de comptage dans un déversement (2, 5s)
$dchm(2)$	minimum 2 traces dans CH1	~ 500000
$dchm(3)$	minimum 3 traces dans CH1	~ 400000

TAB. 3.1 – *Signaux de déclenchement du spectromètre magnétique.*

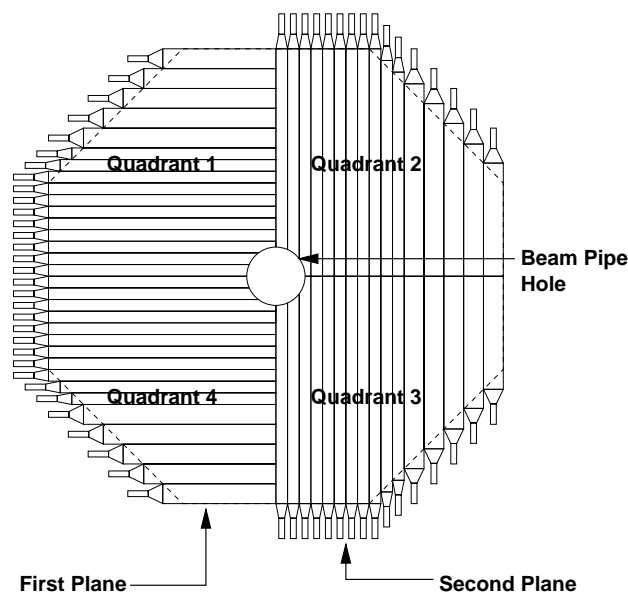


FIG. 3.11 – Structure de l'hodoscope chargé de NA48.

3.5.2 L'hodoscope chargé

Le but principal de ce détecteur, situé immédiatement en aval du spectromètre, est de fournir au système de déclenchement des signaux rapides signant le passage d'une ou plusieurs particules chargées, en particulier lorsque la topologie est celle d'un kaon se désintégrant en $\pi^+\pi^-$. L'hodoscope chargé est formé de deux plans de scintillateurs plastiques de forme octogonale disposés à 50cm l'un de l'autre. Comme nous l'avons mentionné dans la section précédente, ce système est utilisé non seulement pour donner la référence temporelle au niveau du déclenchement mais aussi pour la mesure du temps des événements chargés. Les scintillateurs du premier plan sont disposés horizontalement et ceux du deuxième verticalement (voir figure). Les lattes ont une largeur variable, de 6.5cm pour les 44 lattes au centre, et de 9.9cm pour les autres. La longueur varie aussi de 60 à 120cm . Chaque latte est reliée à son extrémité à un photomultiplicateur. Les signaux provenant du premier plan sont mis en coïncidence avec ceux du deuxième, et envoyés ensuite à l'électronique rapide du pré-déclencheur. La digitisation des signaux des photomultiplicateurs est faite par des modules VME, appelés PMB⁵, qui utilisent à nouveau l'horloge à 40MHz pour échantillonner sur 10 bits les signaux analogiques après discrimination. Plus de détails sur les PMB peuvent être trouvés dans la thèse de Luciano Musa [40]. La reconstruction du temps de l'événement, qui sera notamment utilisé dans l'analyse pour l'étiquetage $K_S - K_L$, se base sur les données enregistrées par les PMB, en prenant en compte des corrections dues à la propagation de la lumière dans les lattes, à la position des traces reconstruites par les chambres, et à l'alignement temporel entre les compteurs. Après ces corrections, la résolution temporelle typique de l'hodoscope chargé est de 220ps , avec une inefficacité de $1 - 2$ pour mille.

La formation des signaux de déclenchement : la disposition des lattes de l'hodoscope permet de former plusieurs types de coïncidences pour la sélection des événements chargés. Dans le schéma illustré à la figure 3.12, on voit que l'hodoscope peut être divisé en quatre quadrants : Q1, Q2, Q3 et Q4. Chaque quadrant représente une coïncidence entre le plan arrière et le plan avant (donc vertical et horizontal). Les régions de frontière ne sont pas en réalité séparées aussi nettement que sur la figure, mais se superposent sur les bords pour garantir l'efficacité de la

5. Pipeline Memory Board

coïncidence. Les conditions les plus utilisées sont décrites dans le tableau 3.2, où nous avons aussi indiqué le taux de comptage au cours d'un *burst*.

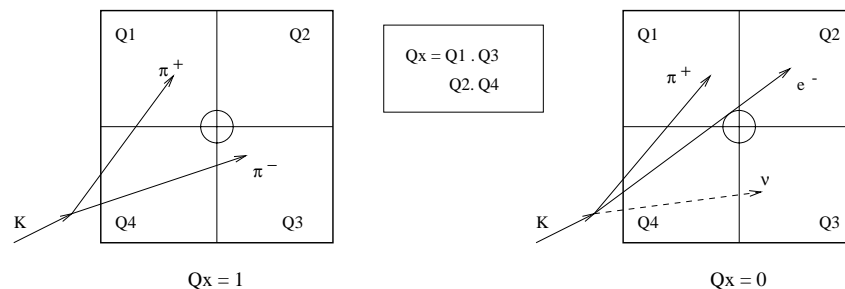


FIG. 3.12 – Illustration de la condition Q_x de l'hodoscope chargé : on voit les quatre quadrants et deux exemples de désintégrations. La symétrie de l'événement $\pi^+\pi^-$ (à gauche), avec les pions diamétralement opposés, remplit la condition Q_x ; cela n'est pas le cas pour les désintégrations à trois corps comme le K_{e3} (à droite).

Condition de déclenchement	type de coïncidences	taux de comptage dans un déversement (2, 5s)
Q_x	(Q1 et Q3) ou (Q2 et Q4)	~ 800000
Q_2	(Qi et Qj)	~ 1200000

TAB. 3.2 – Signaux de déclenchement de l'hodoscope chargé.

3.5.3 Le calorimètre hadronique

Ce détecteur est placé sur l'axe du faisceau en aval du calorimètre électromagnétique (qui sera décrit dans la section suivante), c'est-à-dire à environ 128m en aval de la cible K_S . Il entre en jeu essentiellement dans la sélection en ligne des événements du mode $K \rightarrow \pi^+\pi^-$. Les énergies des deux calorimètres sont combinées pour former un signal d'énergie totale efficace pour les désintégrations en $\pi^+\pi^-$, et disponible au premier niveau du déclenchement. Un événement est considéré comme candidat chargé seulement si son énergie totale est supérieure à "35 GeV"⁶, la résolution en ligne sur cette quantité étant de l'ordre de 10 GeV. Constitué par des plans de scintillateurs et des plans de fer alternés, pour une épaisseur totale du fer de 120cm correspondant à 7.2 longueurs d'interaction, le calorimètre est subdivisé longitudinalement en deux modules (*avant* et *arrière*), qui contiennent chacun 24 plans de lattes horizontales et verticales. Des guides de lumière connectent les lattes des plans successifs d'un module à un photomultiplicateur. Les signaux provenant des 176 photomultiplicateurs sont acheminés jusqu'à l'électronique de lecture qui est identique à celle utilisée pour le calorimètre électromagnétique. La résolution en énergie est de $65\%/\sqrt{E(\text{GeV})}$ pour des gerbes hadroniques; ce détecteur n'est pas utilisé dans notre analyse, l'impulsion des pions chargés étant mesurée par le spectromètre.

3.5.4 Les compteurs à muons

Le dernier détecteur de l'expérience NA48, le long de l'axe z , est le système des compteurs des muons, situé à $\sim 130m$ de la cible K_S . Il est composé par trois plans de scintillateurs, qui couvrent

6. Le seuil a été fixé en début du *run* 1998 sur la base de l'efficacité pour les événements $\pi^+\pi^-$ d'énergie $> 70\text{GeV}$.

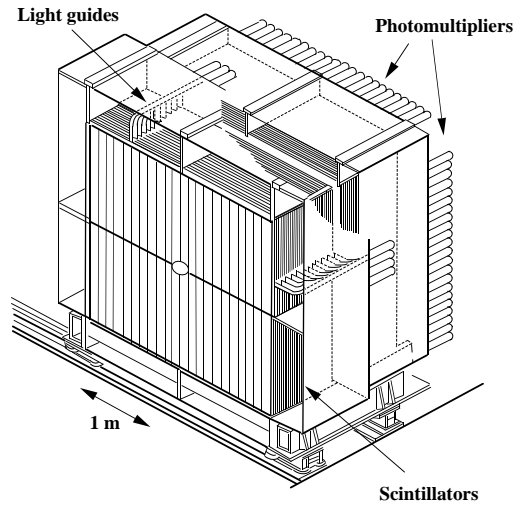


FIG. 3.13 – Schéma du calorimètre hadronique de NA48.

une surface de $2.7 \times 2.7 m^2$. Devant chaque plan est placé un mur en fer de $80 cm$ d'épaisseur, pour absorber les hadrons résiduels en aval du calorimètre hadronique. Les deux premiers plans sont constitués chacun par 11 lattes, et le dernier par 6 lattes; la largeur d'une latte est $25 cm$. Les lattes d'un plan sont superposées pour garantir l'acceptance du système et son efficacité. L'association d'une trace avec un muon est faite sur la base de la coïncidence temporelle hors-ligne. Les TDC qui digitisent les signaux venant des photomultiplicateurs, assurent une résolution en temps meilleure que $1 ns$. La fonction principale de ce détecteur est de réduire le bruit de fond $K_{\mu 3}$, qui est l'un des plus importants dans le mode chargé, comme nous l'avons indiqué dans le tableau 2.2; les signaux rapides disponibles pour la logique de déclenchement de premier niveau ne sont pas utilisés pour la sélection en-ligne des événements du mode chargé.

3.6 Les détecteurs pour le mode $K \rightarrow \pi^0 \pi^0$

Pour la détection du mode neutre, l'expérience NA48 utilise un **calorimètre électromagnétique** à krypton liquide (LKr). Ce détecteur sert à mesurer l'énergie des photons venant des désintégrations des kaons en $\pi^0 \pi^0$, et ses performances sont donc d'un intérêt primordial pour la mesure de $Re(\epsilon'/\epsilon)$. Il intègre un **hodoscope neutre** destiné à la mesure du temps en mode neutre, ainsi qu'à fournir un signal de déclenchement non biaisé permettant la mesure de l'efficacité du déclenchement $\pi^0 \pi^0$ principal.

3.6.1 Le calorimètre électromagnétique (LKr)

Ce détecteur est placé environ un mètre en aval de l'hodoscope chargé, et immédiatement en amont du calorimètre hadronique. Pour les désintégrations de kaons en $\pi^0 \pi^0$, chaque π^0 donnant naissance à 2 photons, les 4 photons ont des énergies qui vont de 3 à $100 GeV$. Les principales caractéristiques requises pour le calorimètre sont :

- Une bonne **résolution en énergie** couvrant tout l'intervalle prévu pour les photons. En particulier, pour garder le bruit de fond en $3\pi^0$ à quelque 10^{-4} , il faut atteindre une résolution meilleure que 1% pour des énergies de photon supérieures à $20 GeV$.

- Une bonne **résolution en position**, pour séparer le bruit de fond du signal, et une bonne granularité pour tolérer le taux d'accidentelles d'environ 0.5 MHz au cours du déversement.
- Une **réponse rapide** et une excellente **résolution en temps**, nécessaires pour identifier le type de kaon et distinguer deux événements temporellement proches l'un de l'autre.
- Une **géométrie** connue à mieux que 10^{-4} , et de bonnes **linéarité** et **homogénéité** du détecteur, pour réduire les systématiques liées à l'échelle en énergie.

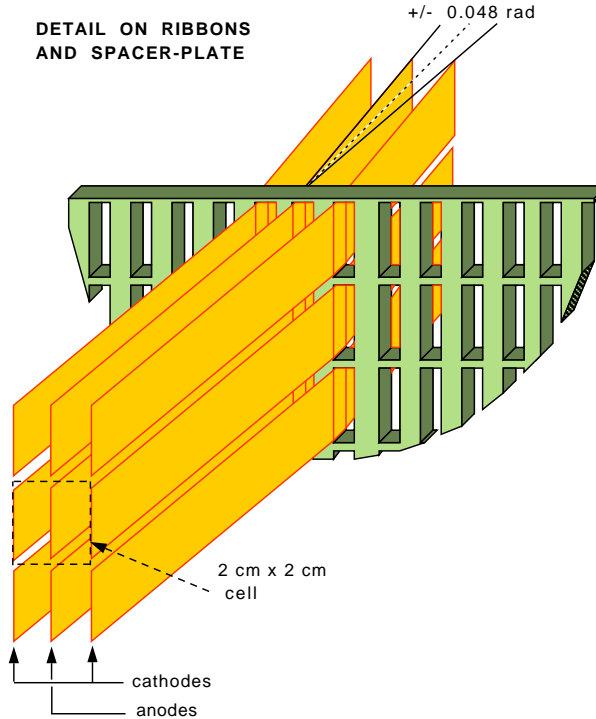


FIG. 3.14 – Schéma d'une cellule du calorimètre électromagnétique.

Pour satisfaire à toutes ces demandes, l'expérience NA48 a porté son choix sur un calorimètre homogène à krypton liquide (voir tableau 3.3), avec une structure de tours longitudinales à géométrie projective [41]. Le krypton liquide est maintenue à la température de $120K$ dans un cryostat cylindrique, où est plongée la partie active du calorimètre. Celle-ci consiste en une structure de ~ 26600 rubans métalliques en alliage de cuivre ($98\% Cu + 1.8\% Be + 0.2\% Co$), qui forment 13248 cellules (composées par une alternance cathode-anode-cathode). Les rubans mesurent $18mm$ de haut, avec une longueur de $126.8mm$ et une épaisseur de $40\mu m$. Ils sont espacés de $2mm$ verticalement, et de $1cm$ horizontalement. Les cellules présentent donc au faisceau une surface de $2 \times 2cm^2$, comme on peut voir dans la figure 3.14. Les rubans constituent les électrodes du LKr, et ils sont tendus entre deux plans en fibre de verre et époxy, placés à $125cm$ de distance, avec une tension mécanique de $2N$ appliquée aux extrémités. La forme de cette structure est octogonale. Pour garder la distance entre les rubans constante le long du calorimètre, 5 plans de $5mm$ d'épaisseur chacun, soutiennent les électrodes à travers des fentes, et leurs imposent aussi une forme à *zigzag* avec des angles de $\pm 48\mu rad$, comme décrit dans la figure 3.14. Ces guides ont aussi pour rôle de donner à chaque cellule une géométrie projective, avec une dilatation de $\sim 1\%$ entre la face amont et la face aval du calorimètre. Grâce à la projectivité du LKr, les photons provenant de la zone de désintégration développent leur gerbe parallèlement aux électrodes, quel que soit le point d'impact du photon sur la face amont. De

ce fait, on reconstruit non pas la position transverse de la gerbe mais la direction du photon par rapport à l'axe du faisceau, que l'on convertit en position transverse par projection sur la face d'entrée du calorimètre. On s'affranchit ainsi des fluctuations des gerbes de photons, et de l'incertitude liée à la position qui en résulte.

Liquides:	Krypton	Xénon
Densité (g/cm^3)	2.41	3.06
Longueur de radiation (cm)	4.7	2.8
Rayon de Molière (cm)	6.1	5.7
Point d'ébullissement (à 1 bar)	119.8 K	165.1 K
Radioactivité	500 Bq/cm ³	–
Vitesse de derive d'un électron à		
1.5 kV/cm	0.27 cm/μs	0.22 cm/μs
5. kV/cm	0.36 cm/μs	0.27 cm/μs
Constante diélectrique	~ 1.7	~ 2

TAB. 3.3 – Propriétés du Krypton liquide comparées à celles du Xénon

Le principe de fonctionnement du LKr : le principe du calorimètre est basé sur les interactions des électrons et des photons dans la matière. À haute énergie, les mécanismes dominants sont la création de *paires* $e^+ - e^-$ par le photon, et l'émission de radiation *bremsstrahlung* par les électrons. En dessous de l'énergie critique ($\sim 21 MeV$ pour le krypton), ce sont les mécanismes d'ionisation qui dominent, comme l'effet *Compton* et *photoélectrique*. À haute énergie donc, se produit une augmentation du nombre des particules qu'on appelle gerbe électromagnétique, et son développement continue jusqu'au seuil d'énergie critique. Les électrons d'ionisation ainsi obtenus sont alors sous l'influence du champ électrique généré par la différence de potentiel appliquée aux électrodes du calorimètre. Ils dérivent avec une vitesse v_d vers l'anode, en induisant un courant I inversement proportionnel au temps de dérive t_d . L'électronique de lecture du calorimètre ne prend en compte que le courant initial, qui est directement proportionnel à la charge déposée ($i_0 = q \cdot v_d/d$). Le contrôle de la géométrie de la structure est fondamentale pour une connaissance précise de l'énergie, vu que le temps de dérive dépend aussi de la distance d entre les électrodes. D'autres effets qui peuvent affecter la mesure de la charge, sont les gradients de température dans le calorimètre (qui changent la densité et donc la vitesse de dérive) et la charge d'espace, c'est-à-dire la charge résiduelle restant accumulée près d'une électrode, et qui a pour effet de modifier le champ électrique et la vitesse de dérive.

L'électronique de lecture du LKr : le système de lecture du calorimètre (voir 3.15) se compose de préamplificateurs montés à l'intérieur du cryostat, de façon à limiter les problèmes de bruit électronique et à garantir la stabilité du système, et de *transceivers* situés juste à l'extérieur, où le signal provenant des rubans est amplifié par étapes successives, pour être enfin envoyé, à travers une paire de câbles torsadés, aux modules CPD⁷, qui font la mise en forme et la numérisation [42].

Dans le CPD le signal passe avant tout dans le circuit qui lui donne une forme quasi-symétrique ayant un temps de montée d'environ 40ns et de $\sim 75ns$ de FWHM⁸. Parallèlement à la mise en forme, un convertisseur analogique numérique non linéaire à 2bits sélectionne de manière dynamique le gain à appliquer au signal, par comparaison entre la hauteur instantanée du signal en entrée et 3 valeurs de référence chargées au préalable [43]. La numérisation est

7. Calorimeter Pipelined Digitizer

8. Full Width at Half Maximum

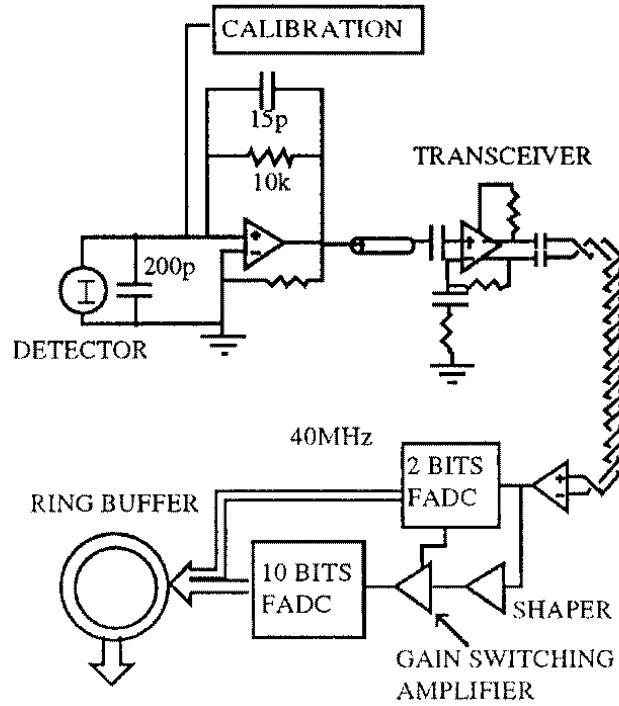


FIG. 3.15 – Schéma de l'électronique de lecture de LKr

effectuée par des convertisseurs FADC à 10bits, et le signal est échantillonné à la fréquence de 40 MHz correspondant à l'horloge de l'expérience. Le nombre d'échantillons enregistrés est programmable, et pendant la prise des données le choix du nombre s'est porté sur 8, pour garder le maximum d'information sur la montée et la descente du signal. L'utilisation des 2bits pour le gain permet d'atteindre une bonne résolution en énergie sur tout l'intervalle d'intérêt. Les photons des désintégrations pouvant déposer dans une cellule jusqu'à 50 GeV, les gains choisis pour le circuit sont : 1, 2.86, 6.89, 16.80. Nous avons résumé dans le tableau 3.4 les correspondances entre gain et énergie.

Gain	facteur	énergie [GeV]
0	1	-1.5 à 1.5
1	2.86	1.5 à 9.0
2	6.89	9.0 à 22.5
3	16.80	22.5 à 55.0

TAB. 3.4 – Gains utilisés dans le CPD.

Les données du calorimètre ainsi obtenues, sont enregistrées dans des mémoires circulaires de taille correspondant à une rémanence de 204.8 μ s. L'adresse dans cette mémoire est le temps de l'événement compté depuis le début du déversement, *modulo* 204.8 μ s en unité de 25ns ; de cette manière on peut repérer l'événement une fois qu'il est sélectionné par le déclenchement.

Pour un événement $\pi^0\pi^0$, on attend du calorimètre un volume de données d'environ 10 kbytes ($\sim 4 \gamma \times 15^2 \text{ canaux} \times 8$ tranches temporelles) après suppression des cellules sans signal. La plupart des données venant du calorimètre auront par contre 6 photons (les désintégrations en $3\pi^0$ dominant le déclenchement).

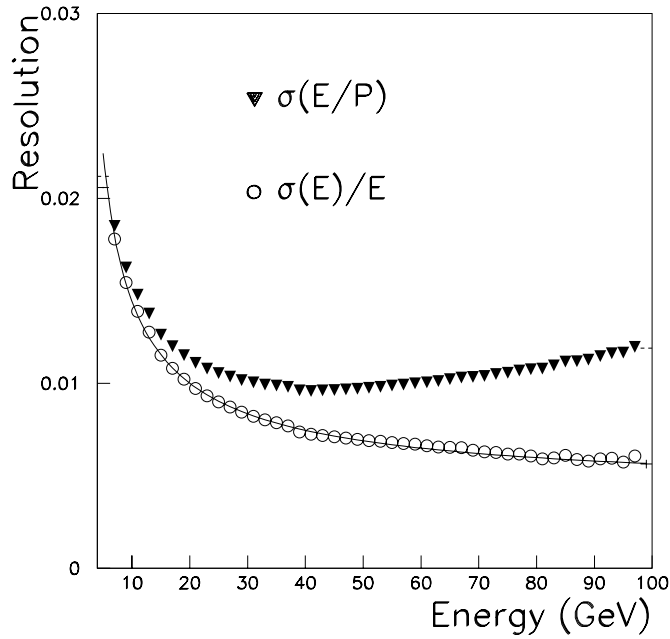


FIG. 3.16 – Résolution en énergie du LKr, mesurée par les désintégrations K_{e3} .

Les performances du LKr : pendant les années 1998 et 1999, le calorimètre a fonctionné à une tension de 3000V soit le double des 1500 V de 1997. Cette tension a pu être atteinte grâce au changement de toutes les capacités de blocage présentes dans le circuit de préamplification [44]. L'alimentation de la colonne morte qui avait affecté la prise des données en 1997 a été réparée avant le début de la prise des données 1998. Pour ce qui concerne la calibration des ~ 13000 canaux de lecture, un système de mise à jour quasi-instantanée a été utilisé, de façon à garder le terme constant de la résolution en énergie toujours au niveau de 0.5%. Pour ce qui concerne la calibration, le calorimètre est équipé d'un circuit qui injecte une charge connue à l'entrée des préamplificateurs. Ces données sont enregistrées à la fin de chaque déversement, et sont utilisées hors-ligne dans l'analyse qui détermine les constantes de calibration : si les valeurs trouvées sortent des tolérances, alors les anciennes valeurs sont mises à jour. Après calibration, les canaux du LKr sont uniformes à 0.4%.

À cette *calibration électronique* s'ajoute la *calibration en énergie*. Pour cela, NA48 utilise les événements du fond K_{e3} qui sont enregistrés avec le signal $\pi^+\pi^-$; l'électron issu d'une telle désintégration provoque une gerbe électromagnétique dont l'énergie est mesurée par le calorimètre et l'impulsion par le spectromètre. Les événements K_{e3} couvrent toute l'acceptance du LKr, et sont très importants pour l'intercalibration des différents canaux, ainsi que pour la résolution en position grâce à la connaissance du point d'impact extrapolé du segment de trace passant par les chambres 3 et 4. L'uniformité des canaux s'améliore à 0.15% après la calibration avec les électrons. La résolution en énergie est très importante pour éliminer le bruit de fond conservant \mathcal{CP} des $K_L \rightarrow 3\pi^0$ qui nécessitent une excellente reconstruction de la masse des π^0 . Les performances du calorimètre pendant la prise des données en 1998 et 99 sont décrites dans le tableau 3.5. La résolution en énergie a été mesurée par les K_{e3} après déconvolution de la résolution en énergie du spectromètre. On voit le résultat dans la figure 3.16.

Dans la formule de résolution en énergie, le terme en $1/\sqrt{E}$ dans la résolution en énergie

Résolution	1998 et 1999	
Énergie	$(\frac{\sigma(E)}{E})$	$(\frac{3.2}{\sqrt{E}(GeV)} \oplus \frac{0.9}{E(GeV)} \oplus 0.42)$ %
Position	(σ_x)	$(\frac{4.1}{\sqrt{E}(GeV)} \oplus 0.5)$ mm
	(σ_y)	$(\frac{4.4}{\sqrt{E}(GeV)} \oplus 0.5)$ mm
Temporelle	(σ_t)	$< 300ns$ pour $E_\gamma > 20GeV$

TAB. 3.5 – Performances du LKr.

est un indicateur des fluctuations statistiques, celui en $1/E$ est par contre lié au bruit de l'électronique et le terme constant est un estimateur des inhomogénéités du calorimètre après toute calibration. C'est donc ce dernier terme qui est utilisé en général pour indiquer la qualité d'un calorimètre électromagnétique.

Le LKr est aussi utilisé pour déterminer le temps de l'événement, vu la rapidité du signal. Pour mesurer la résolution temporelle et pour calibrer les cellules on utilise des événements $\pi^0\pi^0$ ou $\pi^0\pi^0\pi^0$, en regardant la différence des temps entre les différentes cellules. Après l'alignement, la résolution mesurée pour le calorimètre est meilleure que $300ps$. Cette propriété sera mise à profit lors de l'identification du faisceau d'origine par coïncidence avec le tagger.

Au niveau de l'acquisition, on n'enregistre que les canaux ayant une énergie $E \geq 100 MeV$ pour des déclenchements $\pi^0\pi^0$, et $E \geq 1 GeV$ pour des déclenchements en mode chargé; on utilise en plus un algorithme d'expansion pour enregistrer aussi des canaux autour d'un canal qui passe ce seuil de façon à augmenter l'information disponible pour la reconstruction des gerbes. En appliquant cette procédure, la taille moyenne d'un événement neutre est de $\sim 15 kbytes$, que l'on peut comparer aux $\sim 250 kbytes$ nécessaires à l'enregistrement de toute l'information du LKr.

Pendant les prises des données en 98 et 99, environ 0.3% des cellules du LKr ont été considérées comme mortes. La reconstruction neutre tient compte de la perte d'énergie pour des gerbes se développant en proximité de ces canaux.

3.6.2 L'hodoscope pour les désintégrations neutres:

L'hodoscope neutre a été construit pour fournir une mesure indépendante du temps d'un événement neutre, requise par le système d'étiquetage des kaons. De plus, les signaux de l'hodoscope neutre sont utilisés au niveau du déclenchement pour sélectionner les événements de contrôle du déclencheur neutre principal, permettant d'effectuer une mesure d'efficacité du déclenchement neutre non biaisée par le calorimètre. L'hodoscope neutre est situé à l'intérieur du cryostat à $9X_0$ c'est-à-dire au maximum de la gerbe électromagnétique. Il est composé par un ensemble de 10080 fibres scintillantes de $1mm$ de diamètre, regroupées par groupes de 20 fibres dans des tubes de *STESALITTM*. La lecture est faite par 32 photo-multiplicateurs, et la résolution temporelle atteinte est meilleure que $250ps$.

3.7 Le système d'acquisition (DAQ) de NA48

Les taux des comptages des différents détecteurs sont de l'ordre de 1 MHz. Le système d'acquisition des données doit être capable de soutenir un tel flux avec le maximum d'efficacité et en limitant le temps mort. Pour l'année 1997, l'acquisition était basée sur des modules d'électronique VME (*Data Merger*) qui synchronisaient les informations provenant de chaque détecteur à

travers des liens optiques, dans un format de sortie fixé et comprimé. L'événement ainsi reconstruit était distribué par un *HIPPI - switch* à des stations de travail (*FEWS*⁹) qui contrôlaient l'intégrité des données avant de les envoyer au centre de calcul central du CERN à travers une liaison *Gigabit*. Le nombre de *FEWS* est déterminé par le taux d'événements en entrée.

La quantité de données enregistrées peut être facilement calculée en considérant que le taux de sélection du système de déclenchement réduit de 1 MHz à 5 kHz le taux d'événements acquis. Le volume de chaque événement étant d'environ 15 *kbytes* par événement (dominé par les données en provenance du LKr), le système du DAQ avait été conçu pour soutenir un volume d'à peu près 100 Mbytes/s, correspondant à un taux de déclenchement de 7 kHz. Le système a fonctionné sans problèmes jusqu'à un volume de données d'environ 70 Mbytes/s.

Lors de la prise de données de 1997, l'intensité du faisceau n'était que 70 % de la valeur nominale et le taux de déclenchement chargé avait été diminué d'un facteur 2. Le passage aux conditions nominales en 1998 a motivé la collaboration NA48 à changer ce système de DAQ pour être capable d'accepter des taux de données proches de 150 Mbytes/s. Ce nouveau système est basé sur une ferme de **PC** équipés avec deux processeurs *PentiumII* à 266 MHz sous système d'exploitation Linux. Trois types de PC sont utilisés :

1. 11 PC sont dédiés à la lecture de chaque détecteur (SDPC¹⁰).
2. 8 PC sont attribués à la tâche d'assemblage de l'événement (EBPC¹¹) : en utilisant les données provenant de chaque détecteur, ils synchronisent les informations et écrivent l'événement dans une mémoire tampon locale. Il génèrent de cette façon des fragments de déversement.
3. 4 PC sont responsables de la communication avec le centre de calcul du CERN par une liaison Ethernet Gigabit d'une longueur de ~ 7 km.

Toutes les tâches nécessaires au transfert de données jusqu'au centre de calcul sont coordonnées par un PC de contrôle. Les fichiers contenant les fragments du déversement sont envoyés au centre de calcul, à une ferme de station Unix (CS-2) qui a été remplacée en 1999 par une ferme de PC. Ici les fragments sont assemblés et la séquence temporelle du déversement est reconstituée. Les événements sont ici reconstruits par un programme qui a été conçu comme déclenchement de niveau 3 (**L3**), et analysés pour être définitivement enregistrés sur des cassettes. Le L3 n'a jamais été activé en mode de sélection des événements puisque le système d'acquisition a toujours été capable de soutenir le flux des données. L'utilité de ce programme est donc de filtrer les événements selon leurs caractéristiques pour réduire la taille des données en entrée de la deuxième phase d'analyse.

Dans la configuration de 98 et 99, le système de lecture de NA48 génère, pour chaque déversement ($\sim 2.5s$ toutes les 14.4s), 280 Mbytes de données. Ceci revient à collecter ~ 20 Mbytes/s en continu durant la période de prise des données. Le total collecté en 42 jours de prise de données en 1997 a été de 25 Tbytes écrits sur cassette, tandis qu'en 1998 (~ 100 jours) et en 99 (~ 120 jours), on a enregistré au total 170 Tbytes.

3.8 Le système de lecture primaire de NA48

Le système de lecture des données des différents sous-détecteurs a été prévu pour éliminer le temps mort dans l'acquisition. Les données de l'événement sont enregistrées temporairement

9. Front End Work Stations

10. Sub Detector PC

11. Event Builder PC

The NA48 Central Data Recording Infrastructure

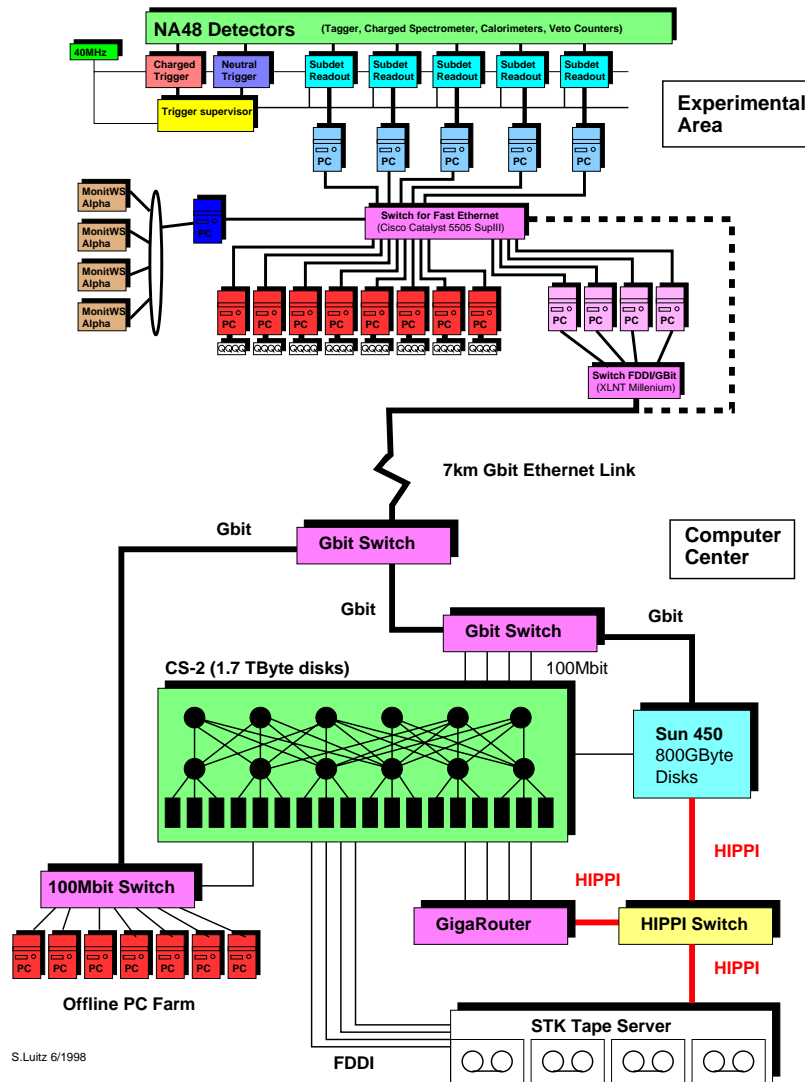


FIG. 3.17 – Schéma du système d'acquisition de NA48.

dans des mémoires circulaires (*ring buffer*) de $204.8 \mu s$ où elles sont référencées par le temps auquel l'événement en question s'est produit (*temps de l'événement*). Rappelons qu'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 l'horloge globale à 40 MHz de l'expérience. Chaque événement reçoit donc une sorte d'étiquette temporelle (*timestamp*) qui permet d'identifier sa position au sein du *burst* et aussi dans les mémoires. L'adressage global est fait sur 27 bits pour couvrir toute la longueur du déversement. De cette façon on peut remettre en temps l'information des différents sous-détecteurs une fois que le synchronisme a été perdu. On peut déduire de la taille des mémoires circulaires que l'étiquette temporelle destinée à l'adressage de la mémoire est un nombre écrit sur 13 bits ($2^{13} \times 25 ns = 204800 ns$). Le seul détecteur dans lequel le signal est échantillonné à 960 MHz est le tagger, pour satisfaire la demande de haute résolution temporelle. Le signal d'horloge globale de NA48 est donc créé par un générateur commercial à 960 MHz qui sert la station d'étiquetage, avant d'être transformé en signal à 80/40 MHz distribué à chaque sous-détecteur. D'autres signaux issus des signaux envoyés par l'accélérateur SPS sont distribués par

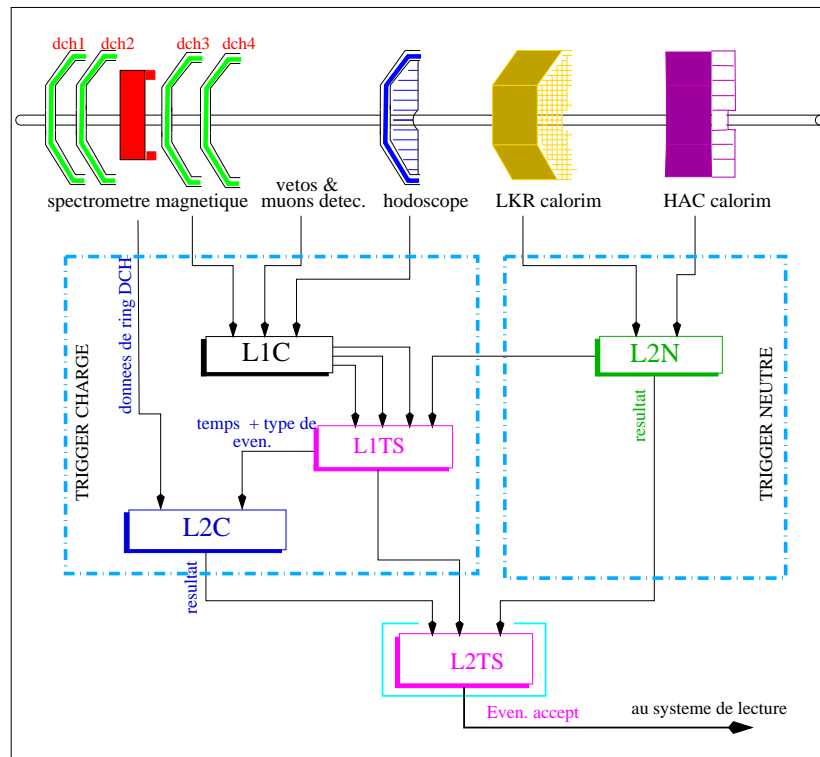


FIG. 3.18 – Schéma du système de déclenchement de NA48 : on voit les sous-ensembles de déclenchement chargé et neutre, et le système superviseur (L2TS) qui décide de l'acceptation de l'événement.

le système d'horloge : le signal **CLOCK RESET** émis juste avant le début du déversement, et le signal **CLOCK STORE** émis après la fin du déversement. Les caractéristiques de l'horloge doivent être une excellente stabilité par rapport aux variations de température et de tension, et une transmission du signal capable de garantir sa structure à des distances de l'ordre de 200 m (longueur de la ligne de faisceau).

3.9 Le système de déclenchement de NA48

Le système de déclenchement dans NA48 se compose de trois parties (voir figure 3.18):

1. le déclencheur chargé qui se partage en niveau 1 et 2
2. le déclencheur neutre
3. le système superviseur du déclenchement (ou superviseur de niveau 2)

L'objectif principal du déclenchement est de réduire le taux d'événements enregistrés, qui est dominé par les bruits de fond qui ne violent pas \mathcal{CP} dans le faisceau K_L , supérieur au signal $K_L \rightarrow \pi\pi$ de plus de 2 ordres de grandeur.

3.9.1 Le déclencheur chargé

Le système de déclenchement chargé est représenté en figure 3.19. On peut y distinguer (en haut à gauche) la partie d'électronique rapide LITS qui déclenche le niveau 1 par la coïncidence temporelle des signaux $Q_X \times E_{tot} \times Dchm$.

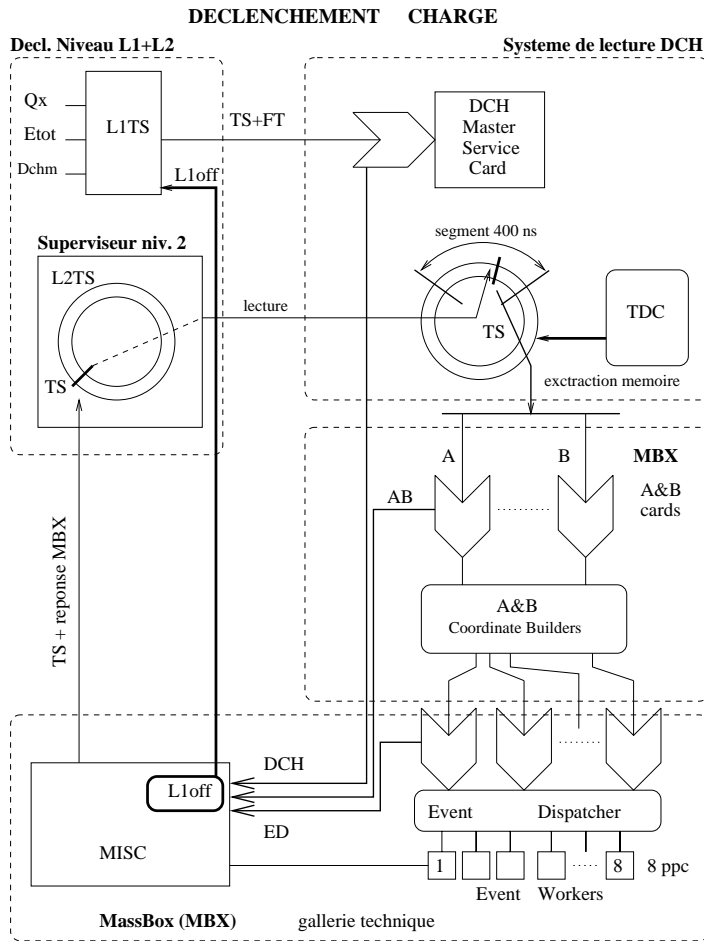


FIG. 3.19 – Schéma du déclencheur chargé de NA48 : la coïncidence des signaux en provenance du niveau 1 permet d'extraire les données relatives à l'événement (grâce au timestamp) et de les envoyer au niveau 2 chargé, constitué par une ferme de processeurs PowerPC (MBX) cadencés à 200 MHz (300 en 1999). Une réponse est retournée au superviseur de niveau 2 après le traitement. Un éventuel dépassement de la capacité de mémoire dans les FIFO des composantes du système, est monitoré à travers des signaux de jauge qui peuvent arrêter le système de niveau 1 jusqu'au désengorgement du système.

Le signal Q_X a été décrit dans la section dédiée à l'hodoscope chargé. Le taux de comptage de ce signal était d'environ 400 kHz pendant le déversement. C'est lui qui donne la référence temporelle de la coïncidence : un module dit de *temps fin* associe au signal Q_X un temps mesuré en unité de $25/4ns$ par l'adjonction de 2 bits supplémentaires à ceux provenant du comptage des cycles de l'horloge.

Le signal E_{tot} est généré avec l'énergie totale mesurée par les deux calorimètres opportunément pondérée, suivant la formule:

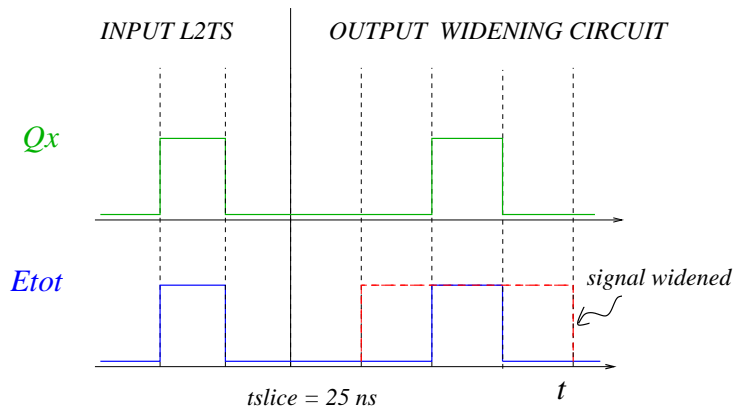
$$E_{tot} = 1.2 \times E_{LKr} + 0.4 \times E_{HAC} , \quad (3.2)$$

où le facteur 1.2 vient du rapport entre les gerbes électromagnétiques et les gerbes hadroniques, tandis que le facteur 0.4 dépend de la calibration approximative du HAC. Un seuil d'énergie minimale de l'événement permet le déclenchement pour $E_{tot} > 35GeV$. La numérisation du signal est faite dans le module du déclenchement neutre, qui utilise des sommes analogiques des

signaux sortant du module d'acquisition CPD. Le taux de comptage pour E_{tot} était d'environ 250 kHz pendant le déversement. Ce signal est élargi pour éviter d'éventuelles inefficacités de coïncidence causées par les effets de bord et de fluctuation par rapport au signal Q_X (voir 3.20).

Le signal $Dchm$ déclenche sur le nombre des coups présents au niveau de la première chambre à dérive, pour établir si l'événement est compatible avec la présence d'un nombre de traces supérieur ou égal à deux. Le taux de comptage est d'environ 250 kHz. Ce signal est intrinsèquement large et s'étend sur $\sim 100ns$ symétriquement autour du signal Q_X .

Après la coïncidence, le taux de comptage du déclenchement chargé descend à environ 120 kHz. Les trois signaux sont traités dans le module superviseur de niveau 1 (L1TS), constitué par un système d'électronique *pipelined* (donc sans temps mort), où il doivent être synchronisés et échantillonnés en tranches de 25 ns.



EDGE EFFECT correction in L1 & L2

FIG. 3.20 – Sortie du circuit L1TS avec élargissement de E_{tot} .

Le taux de sortie du L1TS étant encore trop élevé pour permettre l'enregistrement des données, NA48 a opté pour un deuxième niveau de sélection en-ligne que nous allons maintenant décrire.

Le niveau 2 chargé (L2C) ou *Mass-Box* est un système qui permet l'implémentation d'algorithmes complexes de déclenchement, et la reconstruction en-ligne des événements passant le filtre du L1TS, pour couper sur des quantités comme la position du vertex, la masse invariante, l'énergie de l'événement, ou autres.

Le système L1TS+L2C doit garantir que l'événement soit enregistré avant $204.8\mu s$, qui correspondent à la profondeur de la mémoire circulaire disponible dans les détecteurs. Le temps alloué à la décision du déclenchement a été fixé à $102.4\mu s$, ce qui laisse encore $102.4\mu s$ pour extraire les données des mémoires circulaires et les enregistrer. Le déclencheur chargé de niveau 2, ou *Mass-Box*, est donc asynchrone et utilise les données de 3 chambres du spectromètre et répond aussi vite que possible au superviseur de niveau 2. Les composantes du déclenchement chargé sont décrites dans le schéma en figure 3.19. Une coïncidence du L1TS déclenche le niveau 2, sous la forme d'une requête d'extraction de données au système de lecture de chaque plan des chambres en parallèle. Les données, contenues dans une fenêtre de $[-50, 200]ns$ autour du *timestamp* de l'événement, sont envoyées depuis les mémoires circulaires de chaque plan des

chambres aux modules d'électronique *A&B*. Ceux-ci sont dédiés au calcul des coordonnées du passage des particules dans une vue, en effectuant les associations des coups des fils *A* et des fils *B* d'un plan sur la base de la relation *temps vs distance* connue à travers la mesure du temps de dérive (fig. 3.21) et de la vitesse de dérive. Chaque chambre est équipée de 4 modules *A&B* dans un châssis VME, sous la supervision d'un contrôleur de châssis *SBC*¹² (à part la chambre CH3 qui n'est pas lue pour le déclenchement).

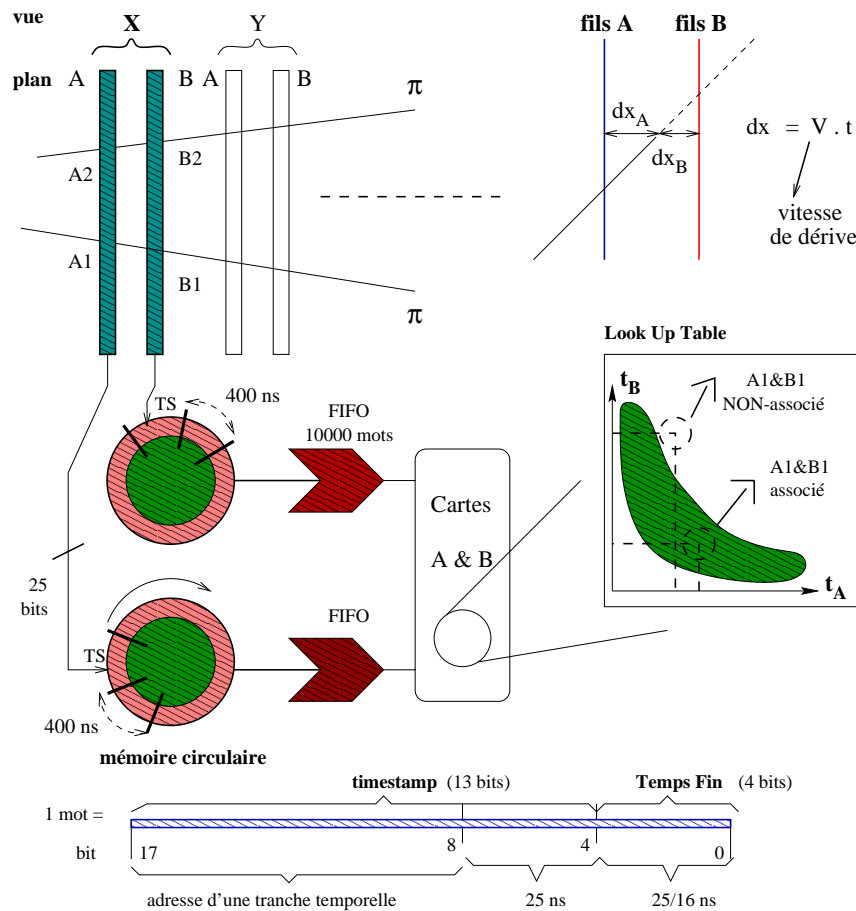


FIG. 3.21 – Adressage de la mémoire circulaire qui contient les informations des fils touchés dans un plan de 256 fils *A* et *B* d'une chambre de NA48.

Sans entrer dans le détail du fonctionnement d'un module *A&B*, on peut mentionner qu'ils reçoivent de chaque plan *A* ou *B* un paquet de données formaté. Un en-tête contient le *timestamp* de l'événement ainsi que le nombre de coups dans le plan. Le temps du coup ainsi que le numéro de fil touché sont codés sur un mot de 32 bits. Un *FPGA* calcule le temps de dérive en unités de $25/16ns$ suivant l'équation :

$$dt_{A,B} = (\text{temps du coup})[25/16] - (\text{timestamp})[25/4] \quad (3.3)$$

Le *timestamp* figure ici en unité de $25/4ns$, puisque c'est le temps du signal Q_X utilisé dans la coïncidence de niveau 1. En cas de compatibilité des numéros de fil *A* et *B*, les temps de dérive dt_A et dt_B sont utilisés pour adresser une LUT¹³ dont la forme est représentée en figure 3.21.

12. Single Board Computer (SUN SPARC 10 ou 20)

13. Look Up Table

S'ils sont compatibles, à la résolution temporelle près, avec la relation :

$$dt_A + dt_B = K \simeq 100ns, \quad (3.4)$$

la LUT fournit directement la position de passage de la particule dans la cellule de dérive de largeur $5mm$. La coordonnée est finalement construite par association du numéro de cellule et de la position dans la cellule, connue avec une précision de $5/32mm$.

Les coordonnées ainsi reconstruites sont transmises, par des fibres optiques, à un module qui distribue les événements (EBD¹⁴) à une ferme de 8 processeurs d'événements (EW¹⁵) basée sur des PowerPC sous système d'exploitation Linx-OS intégrés dans des cartes VME du commerce. La ferme est installée dans un châssis VME supervisé par un contrôleur SBC. Cette ferme dite "*mono-processeur*" a remplacé le système de 97, constitué de 10 processeurs d'événements utilisant chacun 4 processeurs DSP¹⁶, dont la capacité de traitement ne permettait pas le fonctionnement à un taux d'entrée supérieur à 70 kHz. Le module EBD a pour fonction de regrouper le 12 paquets de coordonnées issus des 4 vues des chambres CH1, CH2 et CH4 pour les envoyer au premier processeur d'événements libre. La gestion des communications entre les processeurs d'événements et le L2TS est assurée par une carte spécifique dite "*MISC*"¹⁷ qui transmet par DMA au L2TS les réponses de chaque processeur d'événements sous forme d'un mot codé. Pour que le L2TS sache de quel événement il s'agit, le mot contient l'étiquette temporelle (*timestamp*), élargie à la durée totale du déversement (27 bits en unité de $25ns$). Citons brièvement les autres fonctionnalités de la carte *MISC* qui est essentielle pour la mise au point du système :

- elle doit vérifier l'état de toutes les queues dans les FIFO des différents éléments de la chaîne, pour émettre un signal (*L1OFF*) de demande d'arrêt au L1TS en cas d'engorgement. Dans ce cas, le déclencheur est aveugle aux interactions se produisant dans le détecteur et donne lieu à du *temps mort* ;
- elle gère l'interface entre le L2C et l'horloge globale de l'expérience, recevant les signaux de début et fin du déversement, et effectue éventuellement des statistiques sur la réponse des processeurs d'événements en fin de déversement ;
- un mode de fonctionnement particulier, dit *d'émulation*, lui permet d'être utilisée comme générateur de fréquence programmable. Elle transmet alors en parallèle aux cartes 12 *A&B* un ordre d'extraction de données préfabriquées préalablement chargées, simulant une requête en provenance du L1TS au système de lecture des chambres. Les événements sont traités de la même façon que les événements réels, et ce mode permet de valider le fonctionnement de la chaîne de modules située en aval des mémoires circulaires des chambres.

Le pilotage du système L2C est réalisé à travers 4 châssis VME en tout : 3 situés dans le hall expérimental à proximité des chambres CH1, CH2 et CH4, et celui de la ferme de processeurs d'événements dans une galerie technique attenante où est installée toute la logique de déclenchement de l'expérience. Chaque châssis comporte un ordinateur local SBC. Les quatre SBC sont connectés à une station de travail SUN située dans la salle de contrôle de NA48 par un réseau Ethernet local dédié (voir figure 3.22). Les couplages entre les systèmes sont réalisés dans une architecture client/serveur : le terminal de contrôle exécute une tâche serveur (*massbox*) qui communique avec les tâches client des ordinateurs SBC par un protocole appelé *ISIS* (utilisant TCP/IP), à travers lequel les programmes serveurs des SBC échangent les informations. Une

14. Event Builder & Dispatcher : constructeur et distributeur d'événements

15. Event Workers en anglais

16. Digital Signal Processor

17. MassBox Interface Service Card

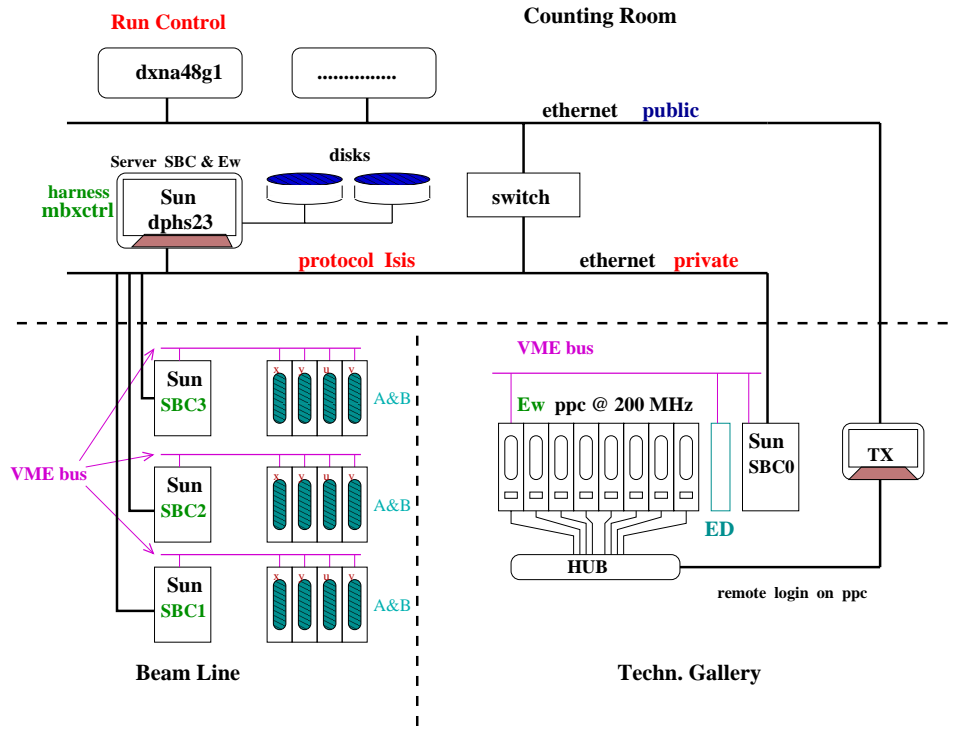


FIG. 3.22 – Système de pilotage du L2C.

machine d'état gère l'ensemble des tâches du L2C : ce n'est que lorsqu'une requête a été servie avec succès par tous les programmes qu'il est possible d'évoluer vers l'état normal suivant, et sinon vers un état d'erreur. En cours de la prise de données, il est possible d'espionner au vol une fraction des données qui entrent dans les cartes *A&B*. Ceci permet de construire *en-ligne* la distribution du temps de dérive des 24 plans de chambre utilisés par le déclencheur, ainsi que de détecter une éventuelle corruption des données.

L'algorithme du déclencheur chargé permet aux Processeurs d'Événements (EW) d'effectuer le traitement en ligne de sélection du signal $K \rightarrow \pi^+\pi^-$ et du rejet des bruits de fond (K_{e3} , $\pi\mu\nu$, $K \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$), ainsi que de décider de l'enregistrement de l'événement. En principe on peut implémenter plusieurs algorithmes dans les EW, pourvu que le temps global d'estimation de l'événement ne dépasse pas $102.4\mu s$. Les paramètres qui peuvent augmenter la durée du temps de calcul sont :

1. la complexité intrinsèque de l'événement, liée au nombre de coordonnées;
2. la latence dans les queues du système, qui dépend de la capacité totale de calcul, liée au nombre de processeurs d'événements;
3. la ramification du code de l'algorithme, qui est proportionnelle aux fonctionnalités qu'on a voulu insérer.

Pendant la prise de données NA48 pour $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$, l'expérience a choisi de collecter d'une manière parasite aussi des données pour les études des désintégrations rares. Ceci a été possible, au sein du déclencheur chargé, grâce à la souplesse de l'algorithme et à la vitesse de calcul des EW atteinte en 1998 et 99 avec la ferme de PC. Notamment, un algorithme pour la sélection des événements $K \rightarrow \pi^+\pi^-e^+e^-$ a été implémenté depuis le début de la prise de données 1998.

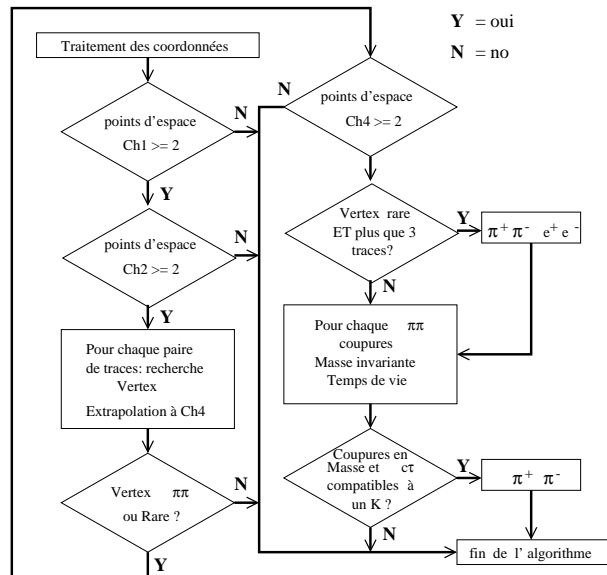


FIG. 3.23 – Les algorithmes pour la sélection $\pi^+\pi^-$ et $\pi^+\pi^-e^+e^-$.

Les coupures physiques pour la sélection des événements sont décrites dans la suite:

- **calcul des points XYUV** : à l'aide des coordonnées absolues venant de chaque vue, l'algorithme de sélection calcule pour les chambres CH1 et CH2 les points de passage des traces. Les N points dans CH1 sont ensuite combinés avec les P points de la chambre CH2 pour la recherche des traces possibles. Le nombre de combinaisons possibles étant $N(N-1)P(P-1)/2$, la complexité de l'algorithme augmente rapidement. Pour cette raison, tout événement ayant plus que 8 points dans une chambre est marqué comme trop long à calculer (*TOO COMPLEX*), et sera sauvegardé. Le taux de ce genre d'événement était en 1998 de 0.025% des entrées au L2C.
- **Distance d'approche minimale** : pour chaque paire de traces le vertex de désintégration est calculé en utilisant une recherche de distance minimale d'approche entre les deux traces extrapolées en amont des chambres. On établit la présence d'un vertex si la distance $d < 5 \text{ cm}$.
- **L'angle d'ouverture** entre les deux traces est proportionnel à l'énergie de l'événement selon la formule

$$E_K = \frac{1}{\theta} \sqrt{(m_K^2 - Rm_\pi^2)R}; R = \frac{p_1}{p_2} + \frac{p_2}{p_1} + 2, \quad (3.5)$$

avec p_i impulsion de la trace i . On peut obtenir cette formule par le développement limité de la masse invariante en fonction de l'angle θ petit. Cette formule a l'avantage de ne pas être très sensible à la mesure des normes des impulsions, et donc à la connaissance du champs magnétique, puisque ce sont seulement les rapports qui interviennent. Pour mettre une coupure sur l'énergie minimale du kaon, on demande $\theta \leq 15 \text{ mrad}$ soit $E_K \gtrsim 50 \text{ GeV}$.

- **La masse invariante $\pi\pi$** est calculée en utilisant les déviations $\Delta x_{1,2}$ le long de l'axe x entre les segments de trace amont extrapolées après l'aimant, et les points mesurés au niveau de la chambre CH4. Dans l'hypothèse que les traces appartiennent à des $\pi^+\pi^-$, la masse invariante peut être calculée suivant la relation :

$$m^2 \simeq \frac{1}{|\Delta x_1 \Delta x_2|} [K_2 \Theta^2 + K_1 (|\Delta x_1| + |\Delta x_2|)^2] \quad (3.6)$$

avec $K_1 = m_\pi^2$ et $K_2 = p_A^2(z_M - z_A)^2$, où p_A est l'impulsion transverse due au champ magnétique (que l'on suppose être $256 \text{ MeV}/c$ dans l'algorithme), z_A est la position en z de l'aimant, et z_M est la position longitudinale de CH4. L'angle Θ est l'angle d'ouverture des deux traces. La condition imposée sur la masse invariante est asymétrique: $m > M_{K^0}(1 - 0.05) \simeq 472 \text{ MeV}/c^2$.

- **La coupure sur le temps de vie** $c\tau$ est la dernière appliquée dans l'algorithme; pour limiter la région de désintégration dans l'analyse de $Re(\epsilon'/\epsilon)$ on utilise une coupure à $c\tau < 3.5c\tau_S$. Dans l'algorithme on a implémenté une coupure plus lâche: $c\tau < 4.5c\tau_S$.

Lorsqu'un événement satisfait tous ces critères, il est étiqueté candidat $\pi^+\pi^-$. La réponse des processeurs d'événements comporte l'étiquette temporelle sur 13 bits et un codage des différentes conditions remplies par l'événement. Différents algorithmes sont intégrés de façon entrelacée, pour la mesure de $Re(\epsilon'/\epsilon)$ aussi bien que pour des modes de désintégration rares. L'algorithme pour les événements $K \rightarrow \pi^+\pi^-e^+e^-$ est décrit dans la thèse de Julien Cogan [45]. La structure de l'implémentation imbriquée des algorithmes est illustrée en figure 3.23. Le taux de candidats $\pi^+\pi^-$ à la sortie du L2C était d'environ 2 kHz pendant le *burst*, correspondant donc à une réduction de 1/50 du taux en entrée au L2C.

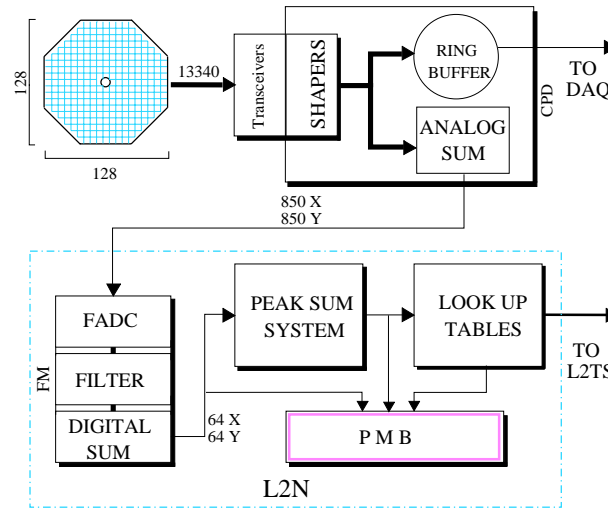


FIG. 3.24 – Schéma du système de déclenchement neutre.

3.9.2 Le déclencheur neutre (L2N)

Le système de déclenchement en mode neutre doit effectuer la sélection des événements $\pi^0\pi^0$. La chaîne d'électronique impliquée est représentée en figure 3.24. Pour optimiser l'efficacité du système et minimiser la fraction de temps mort, le système de déclenchement neutre fonctionne de façon *pipelined*, suivant l'échantillonnage de l'horloge à 40 MHz. Chaque 25 ns il calcule l'énergie totale, le centre de gravité (COG), la position du vertex et le nombre de pics, en analysant les projections orthogonales en x et y du dépôt d'énergie dans l'ensemble du calorimètre électromagnétique. C'est donc un déclencheur synchrone, à l'inverse du L2C, et le temps de calcul total est fixe et de l'ordre de $4\mu\text{s}$. Les signaux analogiques sont formés au niveau du module CPD, qui calcule la somme de 16 (8×2) groupes de canaux. Le restant de la chaîne est composé par trois sous-systèmes:

1. **Le Module de Filtrage (FM)** numérise les signaux analogiques en entrée en utilisant un FADC à 10 bits, et appliquant une suppression pour les canaux sans signal (*zero suppression*). Les différentes super-cellules sont ensuite additionnées pour donner 64 projections

en chaque vue (x et y);

2. **Le système de somme des pics (PSS¹⁸)** recherche les maxima en temps pour chaque projection. On utilise une interpolation par une parabole des 3 échantillons de signal autour du pic pour déterminer la référence temporelle, de façon que le nombre de pics soit compté dans des intervalles de 3.125 ns, ce qui permet une meilleure soustraction de l'activité accidentelle. Le système mesure aussi l'énergie totale m_0 et les moments premier et second des positions m_1 et m_2 pour les deux projections:

$$m_{nx} = \sum_i x_i^n E_i \quad m_{ny} = \sum_i y_i^n E_i \quad ; \quad n = 1, 2 \quad (3.7)$$

3. **Les Look Up Table (LUT)** ont le rôle de calculer toutes les quantités physiques nécessaires pour la décision finale du déclenchement: l'énergie totale E_{LKr} obtenue par trois tranches temporelles autour du pic en utilisant une interpolation parabolique, le *COG* de l'énergie déposée:

$$cog = \frac{\sqrt{m_{1x}^2 + m_{1y}^2}}{E_{LKr}} \quad , \quad (3.8)$$

et le vertex de la désintégration du kaon, pour lequel on impose la masse du K^0 dans le calcul de masse invariante des 4 photons:

$$z_V = z_{LKr} - \frac{\sqrt{E_{LKr}(m_{2x} + m_{2y}) - (m_{1x}^2 + m_{1y}^2)}}{m_K} \quad . \quad (3.9)$$

Sur ces quantités, comme sur le nombre total des pics trouvés, les LUT appliquent des coupures lâches pour la sélection $\pi^0\pi^0$: l'énergie totale dans le LKr $E_{LKr} > 55 \text{ GeV}$, le centre de gravité $cog < 15 \text{ cm}$, et le temps de vie (calculé à partir du z_V) $c\tau < 5c\tau_S$. D'autres configurations du déclenchement permettent des sélections pour les désintégrations Dalitz et pour les modes rares comme $\mu\mu\gamma$. La résolution pour l'énergie reconstruite en ligne, est de 2.7% sur tout le domaine d'énergie du K . Le taux d'événement est initialement d'environ 110 kHz, et après la sélection du déclenchement neutre il baisse à 2 kHz c'est-à-dire identique au taux de déclenchement en mode chargé.

Tous les signaux en provenance des différents déclenchements sont enregistrés sur des PMB, pour être ensuite analysés *hors-ligne*.

3.9.3 Le superviseur de niveau 2 (L2TS)

C'est le système qui corrèle l'information venant du L1TS, L2C, et L2N, pour donner en sortie la décision sur l'événement [46]. Le fonctionnement est encore une fois *pipelined* suivant l'horloge à 40 MHz de l'expérience. La sortie du L2TS doit contenir le *timestamp*, c'est-à-dire l'adresse temporelle à laquelle les systèmes de lecture doivent récupérer l'événement, et le **mot du déclenchement**, qui résume les décisions prises pour cet événement. Le L2TS est situé dans un châssis VME, et il est composé de 8 modules. Tous les signaux qui contribuent à la décision, sont avant tout alignés en temps et synchronisés. Les *timestamp* des événements, provenant des différentes sources de déclenchement, sont enregistrés en permanence dans des mémoires circulaires identiques à celles des détecteurs (RAM de 8 Kbytes avec une rémanence de 204.8 μs). Un système très flexible pour regarder les coïncidences des signaux qui doivent commander l'acquisition a été implementé, à l'aide de LUT programmables. Les sorties du

18. Peak Sum System

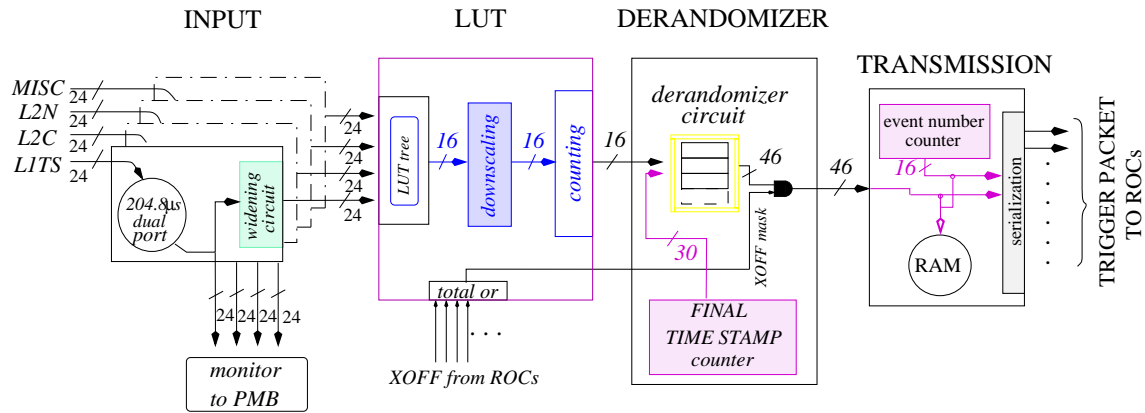


FIG. 3.25 – Schéma du système superviseur L2TS.

L2TS entrent dans une queue de **mots de déclenchement** (TQB¹⁹), qui a une profondeur programmable. La capacité d'accepter N événements dans la queue dépend de la taille des mémoires circulaires, du temps d'extraction des données Δt , et du temps de calcul du L2C (T_{L2C}):

$$5 \mu s + T_{L2C} + \Delta t * N \leq 204.8 \mu s - \Delta t , \quad (3.10)$$

où nous avons considéré un temps de $5 \mu s$ pour le niveau de déclenchement du L1TS, qui contient seulement des signaux rapides et le signal E_{tot} des calorimètres disponible après $4 \mu s$. Malgré les efforts pour construire un système sans temps mort, deux sources possibles ont été identifiées et sont monitorées attentivement :

1. les FIFO des systèmes de lecture des sous-détecteurs qui reçoivent les requêtes de lecture en provenance du L2TS peuvent se remplir, de sorte que la lecture ne pourra être effectuée dans le temps imparti avant disparition des données des mémoires circulaires. Dans ce cas, un signal d'arrêt du déclenchement est envoyé au L2TS ($XOFF$). L'envoi de requêtes par le L2TS est réactivé lorsque tous les sous-détecteurs sont à nouveau prêts à lire des données.
2. Le deuxième temps mort vient de la profondeur programmée pour la TQB, qui limite le nombre des requêtes dans la queue, à 3 en 1998 et 1999.

Ces sources de temps mort affectent l'efficacité d'acquisition, mais sont symétriques vis à vis de la nature de l'événement. En revanche, deux autres sources ne le sont pas :

1. le temps mort généré par le déclencheur chargé pour désactiver l'envoi de requêtes de niveau 1 au système de lecture des chambres.
2. la saturation des mémoires circulaires associées aux plans des chambres du spectromètre, qui engendrent un mécanisme de *purge* et rendent l'acquisition aveugle à des événements chargés se produisant durant un certain laps de temps suivant l'apparition de la saturation.

Ces temps morts nécessitent une symétrisation pour les événements du mode neutre, qui sera appliquée lors de l'analyse *hors-ligne*.

Le système L2TS a fonctionné de manière stable pendant les prises des données de 1998 et 1999, où le nombre de déclenchements par *burst* a été volontairement limité à 18000 par

19. Trigger Queue Buffer

ajustement des facteurs d'échantillonnage des déclencheurs de contrôle ou de désintégrations rares à l'intensité nominale de la prise de données pour $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$. Les efficacités obtenues sont traitées extensivement dans la suite.

3.10 La statistique de NA48 et les différences expérimentales entre 97 et l'ensemble 98-99

La méthode d'analyse choisie, se traduit par une perte de puissance statistique conséquente par rapport à la méthode classique utilisée par l'expérience KTeV par exemple. De ce fait, pour collecter le lot de données permettant de viser une précision finale de l'ordre de 2×10^{-4} , trois années sont nécessaires dans les conditions nominales de fonctionnement. Jusqu'à l'an 2000, NA48 a pu effectuer trois prises des données, au cours des années 1997, 1998 et 1999.

- **1997:** il y a eu 42 jours de prise des données avec 1×10^{12} ppp²⁰ sur cible K_L , pour un total de ~ 0.5 millions de $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0$ collectés. Un premier résultat sur l'ensemble de la statistique 1997 a été publié [47] en 1999, confirmant une valeur non nulle de violation directe (comme NA31 et KTeV [35]):

$$Re(\varepsilon'/\varepsilon) = (18.5 \pm 4.5(stat.) \pm 5.7(syst.)) \cdot 10^{-4}. \quad (3.11)$$

Cette mesure est visiblement dominée par l'incertitude systématique, qui venait en grande partie de l'incertitude sur l'efficacité du déclencheur chargé, la correction des accidentelles, et l'échelle d'énergie en mode neutre. En plus, pendant 97, NA48 a du faire face aux difficultés liées au taux d'événements enregistrés, qui s'est révélé être aux limites du système d'acquisition, et ceci malgré une intensité de faisceau réduite de 30 % et un enregistrement des données du mode chargé diminué d'un facteur 2. Le calorimètre électromagnétique a fonctionné pendant toute la période avec une colonne verticale morte (de 4cm de largeur), et à cause de capacités défectueuses les électrodes étaient alimentés à seulement 1.5 kV (la moitié de la valeur de '98 et '99), c'est qui a augmenté de $\sim 20\%$ le bruit électronique, et a généré un petit effet de charge d'espace ($< 0.5\%$, corrigé dans l'analyse).

- **1998:** 105 jours à une intensité de $\sim 1.4 \times 10^{12}$ ppp sur cible K_L , avec 1.1 millions de $K_L \rightarrow 2\pi^0$ enregistrés. Par rapport à l'année précédente, on peut remarquer une faible efficacité d'acquisition, en partie à cause de l'accélérateur, mais aussi à cause d'une longue période de démarrage qui s'imposait après les nombreux changements effectués sur l'appareillage :
 1. Le système d'acquisition a été changé, en faveur d'une ferme de PC qui a permis de paralléliser beaucoup d'opérations. Ceci a déplacé le "bouchon" des données vers le haut de la chaîne, au centre d'enregistrement de la division IT du CERN. Les différents systèmes d'acquisition de chaque sous-détecteur font également appel à des PC commerciaux en remplacement des systèmes existant jusqu'alors.
 2. Le déclencheur chargé a été amélioré pour pouvoir tenir un taux d'environ 150 kHz en entrée. Le signal de niveau 1 de la multiplicité correspondant à au moins 2 traces ($Dchm(2)$) dans la chambre CH1, a été introduit dans la coïncidence pour diminuer d'environ 30 % le taux en entrée du L2C.
 3. Le module de temps fin du signal Q_X , qui avait mal opéré dans une grande partie de la prise des données '97, a été complètement refait pour celle de '98.
 4. Le module L1TS qui effectue la coïncidence de niveau 1 pour le déclenchement chargé a été refait en adoptant la même logique de coïncidence que le superviseur de niveau 2 (L2TS).

20. Protons Per Pulse

5. Les capacités de couplage des électrodes du calorimètre ont été changées pour pouvoir atteindre une plus haute tension de fonctionnement. La colonne morte a été réparée.
6. Le tube à vide en acier a été remplacé par un tube en fibre de carbone, plus léger et donc capable de minimiser les interactions qui étaient source de gerbes accidentelles dans le détecteur en 1997 et participaient à la saturation de l'électronique de lecture des chambres du spectromètre.

Un résultat préliminaire sur cette statistique a été présenté en Février 2000, compatible avec le résultat précédent sur les données de 1997 :

$$Re(\varepsilon'/\varepsilon) = (12.2 \pm 2.9(stat.) \pm 4.0(syst.)) \cdot 10^{-4} . \quad (3.12)$$

La précision statistique atteinte par NA48 avec ce nouveau résultat est comparable à celle du résultat montré par KTeV (voir 2.17) en 1999.

- **1999:** NA48 a accumulé 124 jours de prise de données, à $\sim 1.4 \times 10^{12}$ ppp sur cible K_L , pour un total de 2. millions de $K_L \rightarrow 2\pi^0$. L'efficacité de l'acquisition était très élevée pendant toute la période, et la longueur du *burst* a été augmentée de presque 10%. Il y a eu encore des améliorations, mais sans changement consistant de l'appareillage :
 1. Le système de lecture des données des chambres à dérive, anciennement basé sur un module *DSP* spécifique, a été modifié pour utiliser 3 modules *RIO 1* (module commercial de CES) identiques à ceux utilisés dans le reste de l'acquisition de l'expérience.
 2. Dans le déclencheur de niveau 2 chargé (*MassBox*), tous les processeurs *RIO 2* à 200 MHz ont été remplacés par des 300 MHz, ce qui a permis de réduire encore les temps morts en mode chargé liés à l'intensité et au temps de calcul (ceci surtout pour des événements avec plusieurs traces).

En novembre 1999, l'implosion du tube à vide a empêché la continuation du programme pour $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$ pendant l'année 2000, à cause de graves dommages causés aux quatre chambres à dérive du spectromètre. La reconstruction de ces chambres a été acceptée par les comités du CERN et des laboratoires, pour permettre la finalisation du programme $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$ en 2001.

- **2000:** 40 jours d'études systématiques en mode neutre ont permis une mesure de l'étiquetage accidentel en $\pi^0\pi^0$, et d'améliorer les connaissances sur échelle d'énergie neutre et les non-linéarités du calorimètre.

L'objet de cette thèse est la mesure de $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$ en utilisant les données 98 et 99. La statistique combinée des deux périodes permet d'atteindre une incertitude statistique de $1.7 \cdot 10^{-4}$, déjà proche de l'erreur finale attendue.

Pour l'année 2001, une dernière prise des données dédiée à $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$ est en cours, avec un spectromètre reconstruit et en utilisant un faisceau d'intensité instantanée réduite et un cycle utile amélioré (5.2 s sur une durée de 15 s). L'expérience devrait accumuler plus d'un million de $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0$ en 90 jours de prise des données, portant la statistique totale à $\sim 5 \times 10^6$.

Chapitre 4

La sélection des événements dans NA48

La mesure de $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$, effectuée par NA48, consiste dans le comptage de 4 nombres d'événements correspondant aux 4 modes de désintégrations qui rentrent dans la formule 2.7 de R . Comme nous l'avons anticipé dans le chapitre précédent, le comptage comporte aussi un certain nombre de corrections. Dans cette section, nous allons présenter les ingrédients nécessaires à la sélection des bons événements, et discuter les variables utilisées pour la soustraction des bruits de fond.

Nous n'allons pas ici énumérer toutes les corrections qui font partie du premier traitement des données, comme les calibrations et les alignements temporels entre les détecteurs.

Le format de données utilisé pour l'analyse est appelé CoMPACT. Il s'agit de données qui ont été présélectionnées pour réduire la taille globale (on part de ~ 50 TBytes pour arriver à environ ~ 1 TBytes pour l'analyse finale), et où l'on dispose des quantités "physiques" reconstruites pour chaque événement (e.g. les impulsions, l'énergie, ...). Pour chaque condition dans le détecteur qui a déclenché le système d'acquisition, le programme de sélection traite l'information disponible à travers la reconstruction chargée et neutre. Très rarement deux événements sont associés à un même déclenchement : un chargé, et un neutre. Dans ce cas la sélection privilégie l'événement neutre, générant une inefficacité additionnelle pour le mode chargé. Cette configuration a une probabilité d'environ 10^{-5} , donc nous n'allons pas prendre en compte de correction éventuelle due à cette inefficacité (qui sera de toute façon symétrique entre K_S et K_L).

4.1 L'étiquetage des K_S et des K_L

La méthode d'identification du type de kaon se base sur une comparaison des mesures temporelles entre l'événement en question et l'activité dans la station d'étiquetage (que nous appelons *tagger* par commodité). Le temps de l'événement est donné par le détecteur qui le reconstruit, donc le LKr en mode neutre, et l'hodoscope chargé en mode chargé, comme expliqué au chapitre 3. De son côté, le tagger mesure le temps de passage des protons qui sont envoyés sur la cible K_S , et qui traversent les scintillateurs de cet appareillage. Pour que la comparaison soit raisonnable il faut avant tout aligner en temps les détecteurs impliqués dans la mesure. La résolution du tagger est d'environ ~ 100 ps sur la mesure du temps d'un proton. L'information du tagger prise sur une fenêtre de ± 50 ns autour de l'événement qui a déclenché l'acquisition, est enregistrée pour l'analyse, et permet donc de voir tous les signaux des scintillateurs à proximité de l'événement.

En mode chargé plusieurs études du comportement du tagger sont possibles, puisque la résolution sur la coordonnée y du vertex reconstruit est suffisante pour déterminer le faisceau d'origine. Cette seconde alternative, que nous appelons "sélection sur le vertex", est fondamentale pour analyser les problèmes liés à l'étiquetage.

Dans la figure 4.1, nous avons montré les différences temporelles entre chaque proton enregistré dans les compteurs du tagger et les temps des bons événements chargés $\pi^+\pi^-$ (sans séparation K_S-K_L), reconstruits par l'hodoscope. On peut reconnaître dans cet histogramme la structure instantanée du faisceau de NA48, avec la fréquence à 100 MHz qui trouve son origine dans la radio-fréquence du LEP (voir années 98 et 99), et en 1998 une radio-fréquence du SPS à 200 MHz qui était causée par les expériences de neutrino (CHORUS et NOMAD), qui ne fonctionnaient plus pendant 1999 : ceci explique les différences dans la structure temporelle du faisceau entre l'année 98 et l'année 99.

Le pic d'événements au temps 0 est lié aux K_S , le passage d'un proton dans le tagger étant par construction corrélé à la production d'un K_S .

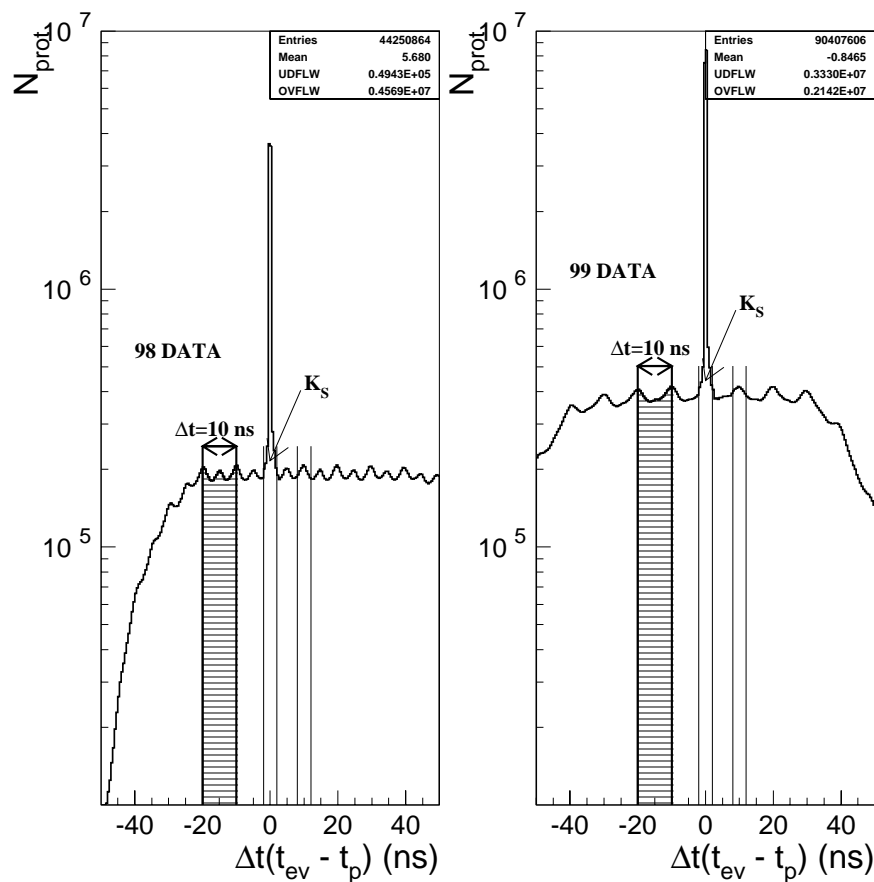


FIG. 4.1 – Différence entre les temps des protons reconstruits dans le tagger et le temps, mesuré par l'hodoscope chargé, d'un bon événement $\pi^+\pi^-$. On y reconnaît la structure à 200 MHz du faisceau. Les lignes verticales à ± 2 ns indiquent les événements qui seront identifiés comme K_S .

L'identification des K_S et des K_L est illustrée sur l'histogramme 4.1 ; on dit qu'un événement est initié par un

- K_S : si la différence temporelle $|t_{ev} - t_{prot}| \leq 2 \text{ ns}$,
- K_L : si la différence temporelle $|t_{ev} - t_{prot}| > 2 \text{ ns}$.

Une telle coupure franche entre K_S et K_L ne respecte pas la réalité : nous aurons des événements K_S pour lesquels, la différence temporelle étant mal mesurée, nous ne pouvons pas trouver un proton “en coïncidence”; de la même manière, certains événements K_L seront corrélés fortuitement à des protons qui traversent la station d’étiquetage. Cette procédure d’identification entraîne donc deux effets importants :

- **l’inefficacité d’étiquetage**, qu’on peut définir comme le nombre de vrais K_S qui sortent de la coupure à $\pm 2 \text{ ns}$:

$$\alpha_{SL} \equiv \frac{K_{S(|\Delta t| > 2 \text{ ns})}}{K_{S(\text{total})}}, \quad (4.1)$$

- **l’étiquetage accidentel**, qui intervient lorsque un vrai K_L se retrouve avec un proton à l’intérieur de la coupure $\pm 2 \text{ ns}$, et qu’on peut définir comme :

$$\alpha_{LS} \equiv \frac{K_{L(|\Delta t| \leq 2 \text{ ns})}}{K_{L(\text{total})}}, \quad (4.2)$$

L’étiquetage à l’aide de la position y du vertex de désintégration en mode chargé nous permet de mesurer facilement ces effets, comme on voit dans la figure 4.2. Ici la séparation des K_S et des K_L a été obtenue par la méthode du vertex. On peut ainsi mesurer les quantités α_{SL} et α_{LS} , en comptant le nombre d’événements K_S présents en dehors de la coupure $\pm 2 \text{ ns}$, et le nombre de K_L à l’intérieur de la même coupure. Les résultats obtenus sur les deux années sont montrés dans le tableau 4.1.

Année	α_{SL}^{+-}	α_{LS}^{+-}
1998	$(1.9 \pm 0.10) \cdot 10^{-4}$	$(11.056 \pm 0.015)\%$
1999	$(1.5 \pm 0.04) \cdot 10^{-4}$	$(10.456 \pm 0.010)\%$

TAB. 4.1 – Valeurs mesurées pour α_{SL} et α_{LS} en mode chargé, en 1998 et 1999.

Si on fait l’hypothèse que les neutres se comportent de la même façon que les chargés ($\alpha_{SL}^{+-} = \alpha_{SL}^{00} = \alpha_{SL}$, et $\alpha_{LS}^{+-} = \alpha_{LS}^{00} = \alpha_{LS}$), nous pouvons alors donner ici les formules nécessaires pour reconstruire les vrais nombres de K_S (N_S) et K_L (N_L) à partir des comptages expérimentaux, identifiés par le tagger (N_S^{tag} et N_L^{tag}) :

$$\begin{aligned} N_S &= \frac{(1 - \alpha_{LS})N_S^{tag} - \alpha_{LS}N_L^{tag}}{1 - \alpha_{SL} - \alpha_{LS}} \\ N_L &= \frac{(1 - \alpha_{SL})N_L^{tag} - \alpha_{SL}N_S^{tag}}{1 - \alpha_{SL} - \alpha_{LS}}. \end{aligned} \quad (4.3)$$

Si on applique cette méthode aux événements neutres et aux événements chargés, alors la mesure du double rapport R n’est sensible qu’aux différences $\Delta\alpha = \alpha^{+-} - \alpha^{00}$ (où α indique à la fois α_{SL} ou α_{LS}), comme nous verrons plus tard dans le chapitre consacré aux corrections.

Dans la suite, on parlera d’habitude de K_S et de K_L en entendant l’identification par étiquetage.

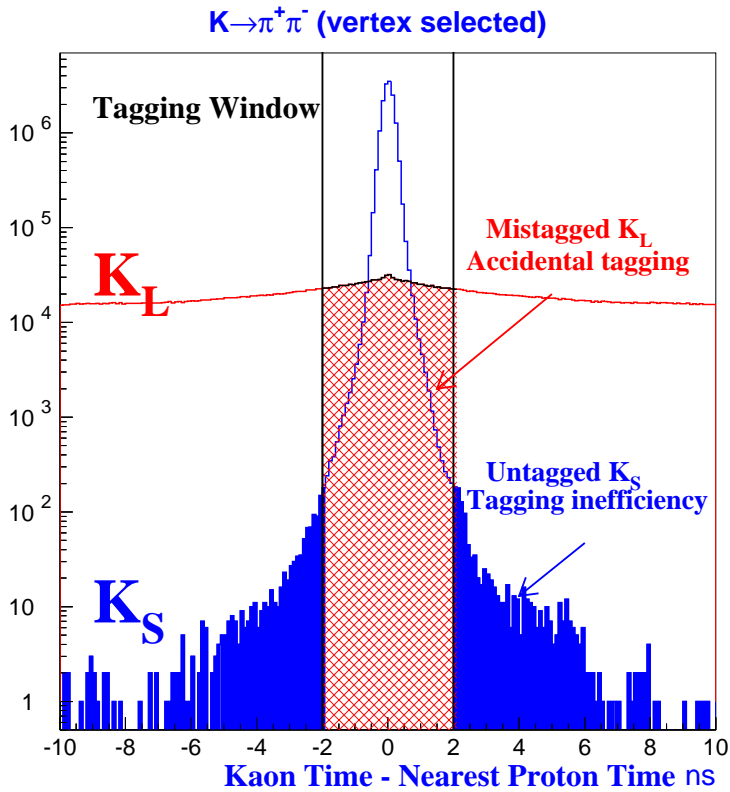


FIG. 4.2 – Différence entre le temps du proton le plus proche de l'événement, reconstruit dans le tagger, et le temps du $\pi^+ \pi^-$ mesuré par l'hodoscope chargé. Les distributions des K_S et des K_L sont sélectionnées par la coordonnée y du vertex

4.2 L'identification des événements chargés

Le spectromètre magnétique permet la reconstruction du vertex de désintégration des événements à deux traces, en utilisant les deux chambres avant l'aimant, et de la masse, en utilisant les traces dans les deux chambres après l'aimant.

4.2.1 Reconstruction du vertex

La position du vertex est fixée comme le point où la distance entre les deux extrapolations à l'arrière des traces dans les chambres 1 et 2 est **minimale** ($< 3cm$). Pour éviter l'association accidentelle des traces, une coupure temporelle demande que les deux traces soient à une "distance" relative ($|t_1 - t_2|$) inférieure à $6ns$. La figure 4.3 montre un schéma de la reconstruction du vertex, à travers les points d'impact dans la chambre DC1 ($p1, p2$) et dans la chambre DC2 ($n1, n2$).

Comme la résolution sur un point (n, p) de chaque chambre est d'environ $90 \mu m$, on peut exprimer l'incertitude sur l'angle $\Delta\vartheta \simeq \frac{\Delta(n,p)}{z_2 - z_1} \simeq \frac{90 \mu m}{9 m} = 10^{-5}$, et à partir de ça l'incertitude sur la mesure de y_{vtx}, z_{vtx} . L'intervalle de ϑ qu'on peut atteindre avec l'acceptance du détecteur est donné par le rayon minimal ($\sim 10 cm$) et maximal ($\sim 100 cm$) d'une chambre. Avec ces valeurs

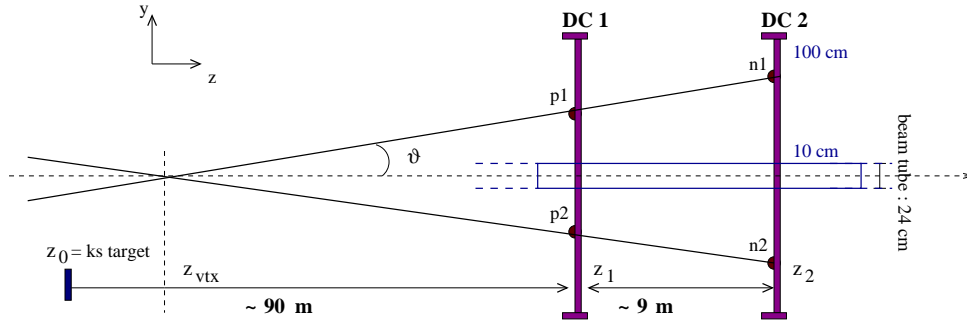


FIG. 4.3 – Pour un événement $\pi^+\pi^-$ le vertex de désintégration du K est reconstruit à l’aide du spectromètre magnétique : la résolution sur la mesure de p_1, p_2 et n_1, n_2 affecte directement la mesure de l’angle ϑ .

on s’attend à $\vartheta \in [\frac{10 \text{ cm}}{100 \text{ m}} = 10^{-3}, \frac{1 \text{ m}}{100 \text{ m}} = 10^{-2}]$, ce qui implique pour les résolutions :

$$\Delta y_{vtx} \sim \Delta \vartheta \cdot 100 \text{ m} = 1 \text{ mm (par trace)} \quad \text{et} \quad \frac{\Delta z_{vtx}}{z_{vtx}} \sim \frac{\Delta \vartheta}{\vartheta} = 10^{-2}, 10^{-3} \quad (4.4)$$

Une telle résolution en y , nous permet de distinguer facilement le faisceau d’appartenance d’un événement, comme le démontre aussi la figure 2.9. Pour appliquer certaines coupures en mode chargé, nous allons utiliser dans la suite cette séparation entre K_S et K_L .

À partir du z_{vtx} et de l’angle ϑ ainsi reconstruits, on peut calculer le temps de vie $c\tau$ de l’événement, en utilisant :

$$c\tau = \frac{z - z_0}{c\tau_S} \cdot \frac{m_K}{E} \quad (4.5)$$

où z_0 indique l’origine du système du laboratoire, qui a été fixée à la position longitudinale de l’AKS (z_{aks}), et E est l’énergie du kaon calculée par la géométrie de la désintégration comme dans la formule 3.5, avec l’hypothèse que chaque trace soit associée à un pion chargé. La connaissance du $c\tau$, est essentielle pour définir les régions fiducielles de désintégration, et pour la méthode de pondération, comme nous allons le montrer à la fin du chapitre.

4.2.2 Les variables cinématiques pour le bruit de fond

La plupart des événements K_L qui sont reconstruits avec un bon vertex ne sont pas toutefois des $\pi^+\pi^-$: les désintégrations conservant \mathcal{CP} en trois pions ($\pi^+\pi^-\pi^0$) et les désintégrations semi-leptoniques ($\pi e\nu$ et $\pi \mu\nu$) sont beaucoup plus nombreuses et contiennent deux traces chargées avec un bon vertex. D’autres variables cinématiques peuvent être utilisées pour discriminer le signal du bruit de fond, comme la masse invariante et l’impulsion transverse, qui vont être différentes pour des désintégrations à trois corps.

La masse invariante $m_{\pi\pi}$: est la masse obtenue en supposant que les deux traces sont initiées par des pions chargés :

$$m_{\pi\pi}^2 = \left(\sqrt{p_1^2 + m_\pi^2} + \sqrt{p_2^2 + m_\pi^2} \right)^2 - (\vec{p}_1 + \vec{p}_2)^2 \quad (4.6)$$

Pour sélectionner le signal on applique une coupure symétrique en masse, en demandant que $m_{\pi\pi} \in [m_K - 3 \times \sigma(E), m_K + 3 \times \sigma(E)]$, où la résolution a été paramétrisée de la manière suivante, qui dépend de l’énergie :

$$\sigma_m(E(\text{GeV})) = (0.1608 \cdot 10^{-2} + E \cdot 0.8505 \cdot 10^{-5}) \quad (4.7)$$

Cette coupure permet de réduire les bruits en $\pi e \nu$ et $\pi \mu \nu$, et d'éliminer presque complètement le bruit en $\pi^+ \pi^- \pi^0$. En fait, dans ce dernier cas, la masse invariante $\pi^+ \pi^-$ est :

$$\begin{aligned} m_{\pi\pi} &= \sqrt{(p_K - p_{\pi^0})^2} \\ &= \sqrt{m_K^2 + m_{\pi^0}^2 - 2 \times m_K E_{\pi^0}} < m_K - m_{\pi^0}, \end{aligned} \quad (4.8)$$

où nous avons considéré le cas limite dans lequel le pion neutre est au repos ($E_{\pi^0} = m_{\pi^0}$). La coupure en masse pour des kaons de 170 GeV étant $\sim m_K - 9 \text{ MeV}/c^2$, un événement avec $m_{\pi\pi}$ dans l'intervalle décrit par l'équation 4.8 serait toujours éliminé dans l'analyse. La figure 4.4 montre les résolutions en masse pour les K_S et les K_L .

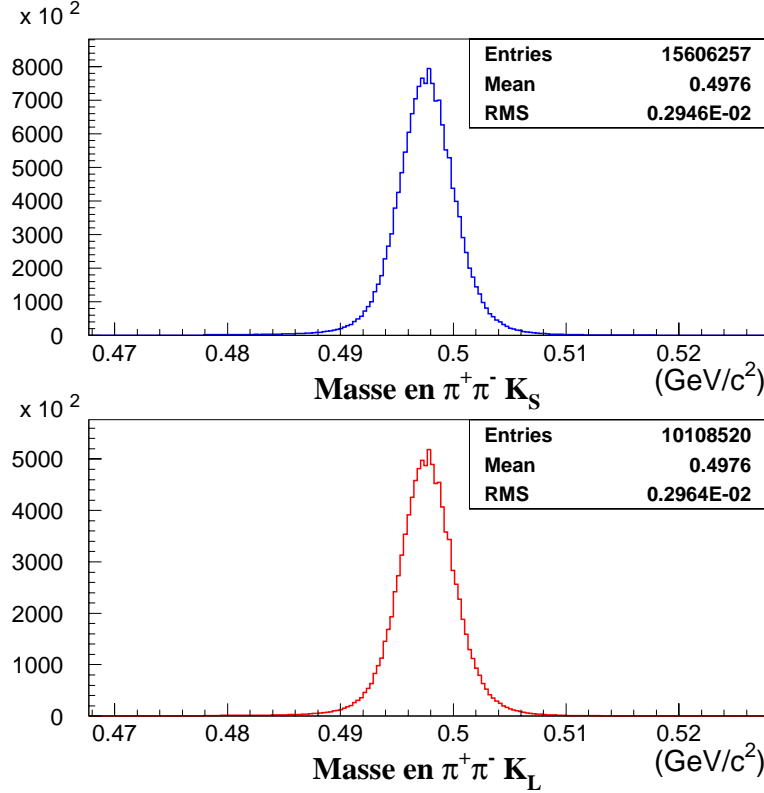


FIG. 4.4 – Résolutions en masse invariante $\pi^+ \pi^-$ pour les deux faisceaux K_S et K_L .

L'impulsion transverse p'_\perp et p_\perp : la présence d'une troisième particule dans une désintégration implique que les impulsions des deux particules chargées (qu'on considère comme des pions) et l'impulsion du kaon, ne se trouvent pas dans le même plan. On demande donc que l'impulsion transverse reconstruite soit nulle aux erreurs de mesure près. Cette affirmation demande des considérations très attentives sur les incertitudes de reconstruction de l'impulsion transverse. On identifie deux effet :

1. la mauvaise reconstruction des traces des particules avant l'aimant induit une erreur sur la position du vertex de désintégration du kaon, et sur la direction de l'impulsion \vec{p}_K ;
2. la mauvaise reconstruction des traces après l'aimant induit une erreur dans la reconstruction des impulsions p_i et donc sur la direction de l'impulsion \vec{p}_K .

Le premier point est nettement plus grand que le deuxième pour ce qui concerne l'asymétrie K_S - K_L . Nous nous concentrons dans la suite sur la meilleure façon de minimiser l'effet (1), c'est-à-dire de dépendre le moins possible de la résolution sur le vertex de désintégration.

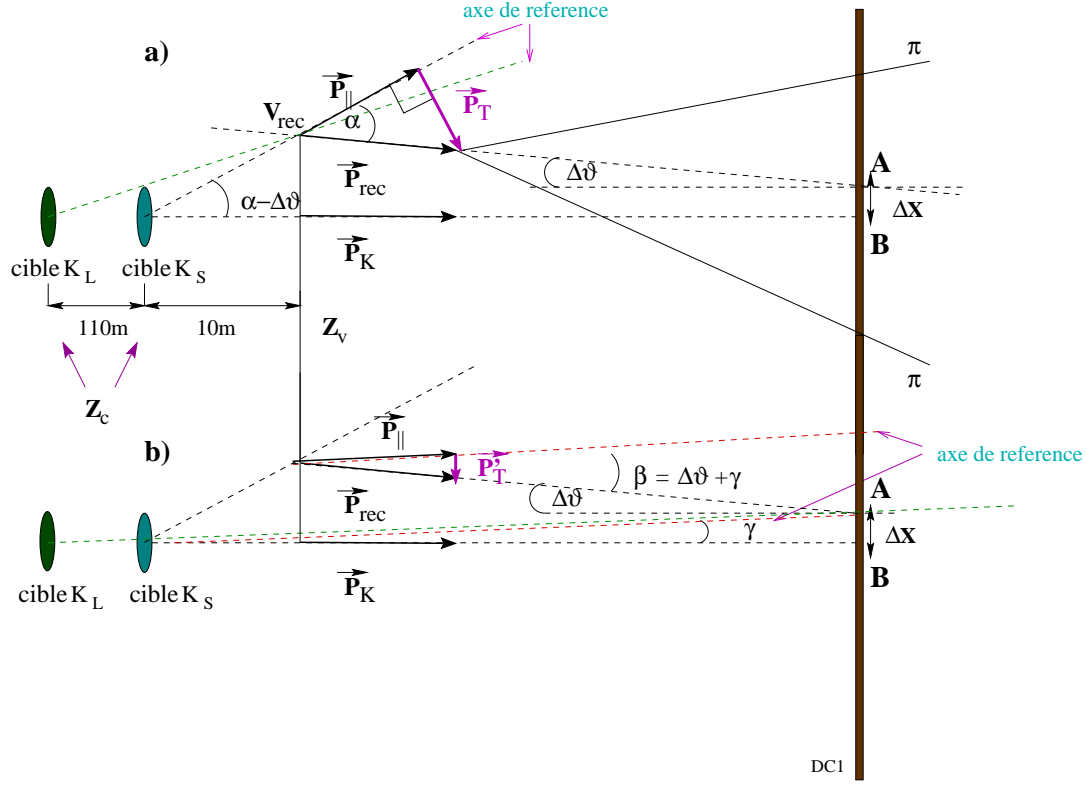


FIG. 4.5 – Définition de p_{\perp} et de p'_{\perp} . Les échelles transverse et longitudinale sont exagérées et ne respectent pas la réalité. Cette figure montre l'effet sur la mesure d'impulsion transverse de l'incertitude sur la reconstruction du vertex de désintégration, liée aux erreurs dans la position des traces dans les chambres DC1 et DC2.

Le point important à considérer est le choix de la variable la plus apte à définir l'impulsion transverse, pour atteindre une résolution qui soit autant symétrique que possible entre K_S et K_L .

- la définition de p_{\perp} décrit classiquement la composante transverse de l'impulsion du kaon (\vec{p}_K) :

$$p_{\perp} = p_K \sin \alpha \simeq p_K \frac{\Delta X + \Delta \vartheta (Z_{dc1} - Z_V)}{Z_V - Z_C} \simeq p_K \frac{\Delta \vartheta (Z_{dc1} - Z_V)}{Z_V - Z_C} \quad (4.9)$$

où nous avons indiqué par α l'angle formé entre la direction de l'axe *cible-vertex* et \vec{p}_K , comme décrit dans la figure 4.5(a). Il faut remarquer que pour un bon $\pi^+\pi^-$ l'angle α devrait être nul, et l'impulsion du K devrait s'aligner sur l'axe entre la cible et l'extrapolation de la vraie impulsion \vec{P}_K à la chambre DC1 (le point B en figure 4.5).

L'écart en question peut se produire à cause de deux effets : une erreur dans la mesure de la direction du kaon ($\Delta \vartheta < 10^{-5}$) ou de la position du centre de gravité ($\Delta X < 100 \mu\text{m}$) dans la première chambre, à cause d'une mauvaise reconstruction des coordonnées X, Y des traces avant l'aimant. Comme on voit dans la formule 4.9, la valeur de p_{\perp} dépend de la distance entre le z du vertex de désintégration et la position de la cible ($Z_V - Z_C$). Cette quantité vaut $\sim 10\text{m}$ pour le K_S , et $\sim 120\text{m}$ le K_L . On s'attend donc à avoir des

résolutions très différentes pour les deux faisceaux (comme on le démontre dans la figure 4.6), et l'angle α peut changer beaucoup si on change de cible (voir cible K_L dans la figure 4.5(a)). Pour limiter ce problème, une autre variable a été utilisée dans l'analyse.

- **La définition de p'_\perp** diffère dans l'axe de référence choisi pour mesurer l'impulsion transverse. On prend dans ce cas l'axe entre la cible et le point où l'axe de l'impulsion du kaon rencontre la chambre DC1 (le point A de la figure 4.5(b)). Ceci génère un angle β avec l'axe de \vec{P}_{rec} , et on définit donc :

$$p'_\perp = p_K \sin \beta \simeq p_K \left(\Delta\vartheta + \frac{\Delta X}{Z_{dc1} - Z_C} \right) \simeq p_K \Delta\vartheta. \quad (4.10)$$

Dans ce cas p'_\perp devient en première approximation indépendant de la position z de la cible (Z_C). L'angle $\gamma = \beta - \Delta\vartheta$ ne varie presque pas entre K_S et K_L , ce qui implique que β est pratiquement équivalent à $\Delta\vartheta$, même si on se place à la cible K_L . La résolution est donc "identique" entre K_S et K_L en ce qui concerne cette variable.

Il faut préciser que l'effet (2), qui contient l'erreur dans la reconstruction de la direction de l'impulsion du kaon, est au contraire symétrique en p_\perp et non en p'_\perp . Pour le quantifier nous avons utilisé deux MonteCarlo indépendants. Cet argument sera repris au chapitre 6, quand il faudra traiter la correction sur R pour les bruits de fond en mode chargé.

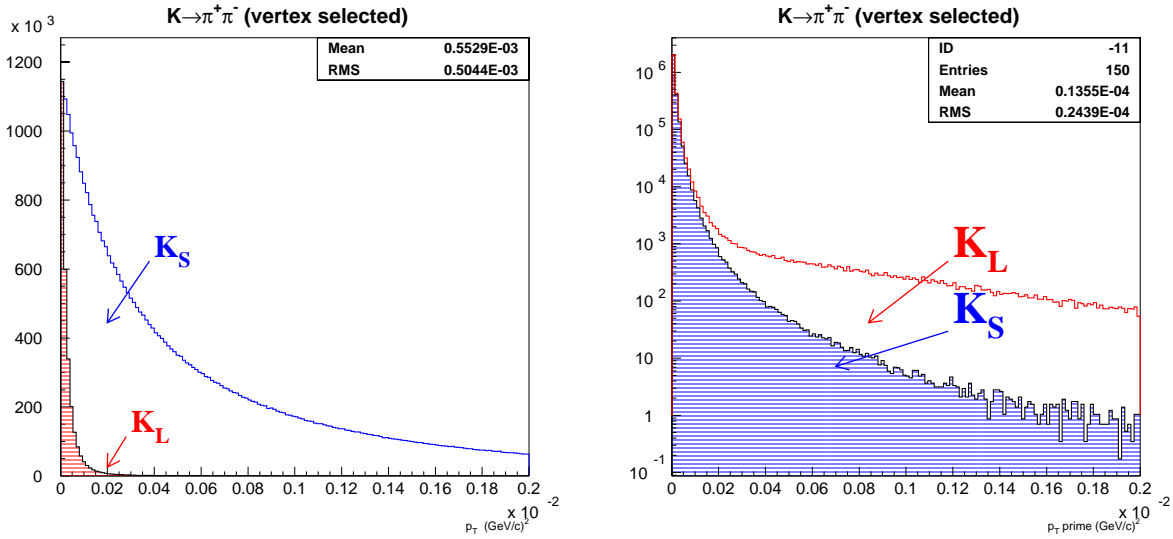


FIG. 4.6 – Distributions en p'_\perp (à gauche) et p_\perp (à droite) pour des $\pi^+\pi^-$ avec identification par vertex. On remarquera l'évidente différence en résolution entre K_S et K_L .

Le bruit de fond $\Lambda \rightarrow p\pi$: un bruit de fond dont la mesure est très importante est celui produit par les désintégrations des hypérons (ayant $m_\Lambda = 1.1157 \text{ GeV}/c^2$) neutre, créés sur les cibles de béryllium en même temps que les kaons, en pion chargé et proton. La probabilité pour un Λ (ou un $\bar{\Lambda}$) de se désintégrer en $p\pi^-$ (ou $\bar{p}\pi^+$) est de 64%, et une telle désintégration peut être prise pour un événement à deux pions. Comme on peut observer dans les histogrammes 4.7, la présence des hypérons se limite au faisceau K_S , puisque les Λ produits avec les K_L se désintègrent peu après la cible, compte tenu de leur temps de vie proche de celui des K_S . La totale asymétrie (on n'a pas l'équivalent en mode neutre) fait de ce mode un point faible potentiel de

la mesure, et pour ça il faut bien identifier ce type d'événement pour les éliminer de l'analyse. Une masse invariante $m_{p\pi}$ est calculée dans l'hypothèse de désintégration du Λ , et on applique une coupure pour des valeurs proches de m_Λ ($|m_{p\pi} - m_\Lambda| < 5 \text{ MeV}/c^2$).

Pour la suppression des autres bruits de fond il se révèle très important d'identifier les particules produites par la désintégration des kaons neutre : π , e , μ .

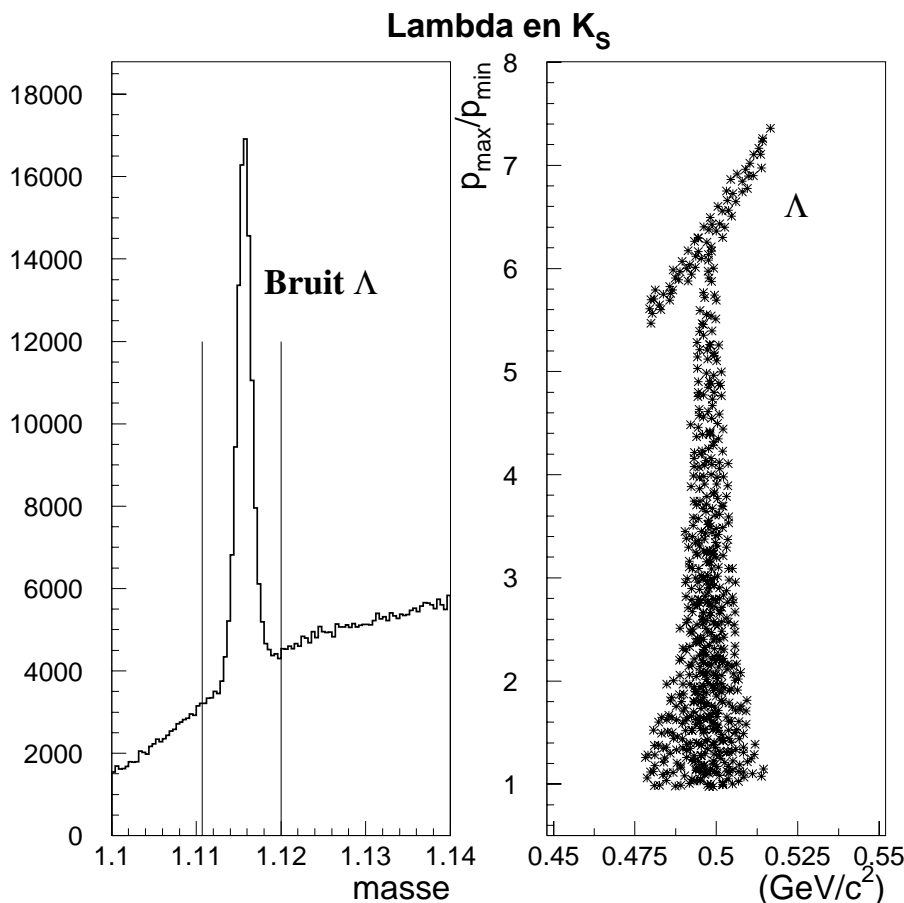


FIG. 4.7 – Événements K_S sans coupure en asymétrie ASP (voir la formule 4.12 pour la définition). On voit le pic de masse des Λ (en unités GeV/c^2), et la distribution dans l'espace des phases ($m_{p\pi}, p_{\max}/p_{\min}$) qui explique la raison pour laquelle la coupure en ASP est fatale pour ces hyperons.

4.2.3 L'identification des électrons

Pour identifier un électron dans l'analyse, on utilise une variable qui permet de comparer l'énergie de l'électron mesurée par le calorimètre LKr, et l'impulsion de la trace mesurée avec le spectromètre magnétique. Les électrons laissent pratiquement toute leur énergie à l'intérieur du LKr, contrairement aux pions chargés, qui déposent aussi une fraction importante dans le calorimètre hadronique. Si on construit donc une variable E_{LKr}/P_{ch} , on s'attend à avoir une valeur proche de 1 pour des électrons, et des valeurs inférieures à 1 pour des pions, comme on peut voir dans la figure 4.8. Pour l'analyse on a choisi de considérer comme pions les traces

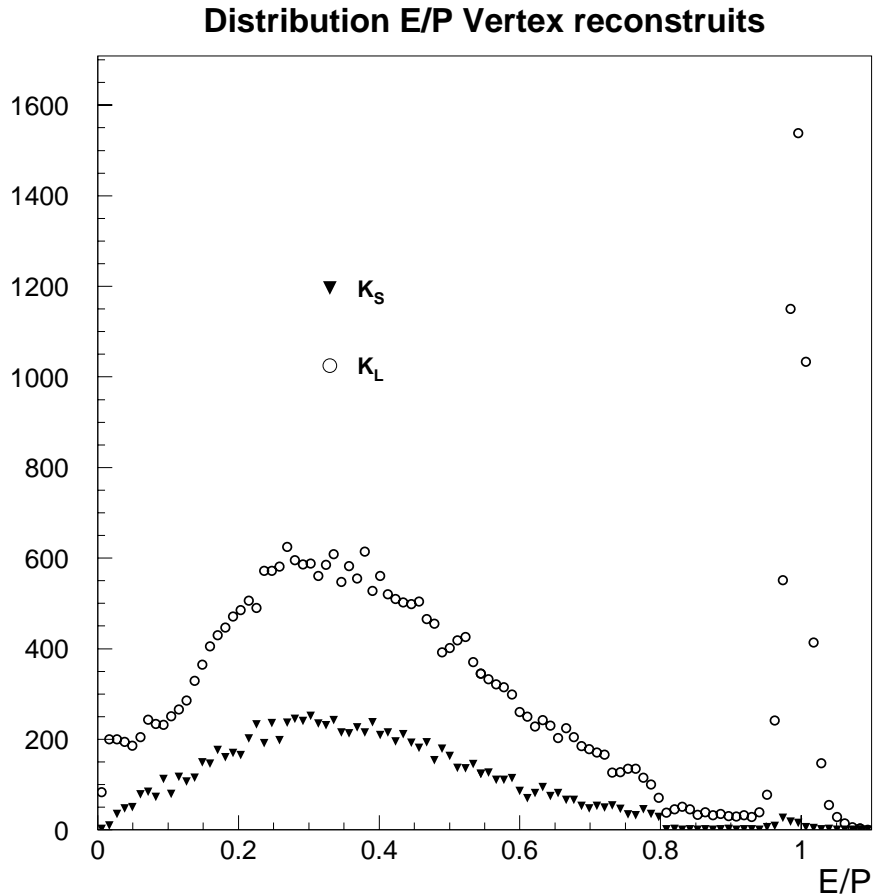


FIG. 4.8 – Distribution du rapport entre l'énergie reconstruite par le LKr et l'impulsion reconstruite par le spectromètre : les valeurs proches de 1 indiquent les électrons.

ayant $E/P < 0.8$, et comme électrons celles avec $E/P > 0.95$.

Dans la réalité, la valeur de la variable E/P peut être faussée par une mauvaise mesure de E ou de P : si l'électron atteint le calorimètre dans une région morte, l'énergie totale reconstruite est incorrecte, et on peut ne pas discriminer e de π ; de la même façon, si dans la chambre on perd un coup, on pourrait mal reconstruire l'extrapolation de la trace au calorimètre. En général, pour limiter ce genre de problème, on applique les coupures d'acceptance suivantes aux traces dans le LKr :

- les traces doivent toujours s'extrapoler dans l'acceptance du calorimètre ;
- une coupure sur $r_{LKr} < 15 \text{ cm}$ (rayon de la trace extrapolée au calorimètre) permet de garantir qu'il n'y a pas eu de perte d'énergie mesurée à cause du tube à vide ;
- la distance entre le point d'impact de la trace et la cellule morte la plus proche ne doit pas être inférieure à 2 cm.

4.2.4 L'identification des muons

On utilise dans ce cas la coïncidence entre le signal temporel de la trace reconstruite dans les chambres et celui des coups du système de *veto* placé à la fin du détecteur. Une trace est identifiée avec un μ si les temps sont compatibles à ± 6 ns. Pour éviter l'association avec des signaux accidentels, on demande que l'extrapolation de la trace reconstruite après l'aimant arrive dans le *veto* des muons à proximité des coups reconstruits par les scintillateurs. De même que pour les électrons, chaque trace qui n'est pas contenue à l'intérieur d'un carré de 270 cm de côté et à l'extérieur d'un carré de 25 cm au niveau du *veto* est rejetée.

4.2.5 Le barycentre énergétique des $\pi^+\pi^-$

En utilisant les impulsions P_i de chaque trace et les extrapolations (x_i, y_i) au calorimètre LKr des segments en amont (reconstruits par DCH1 et DCH2), on peut définir un barycentre énergétique pour l'événement chargé, dont le rayon est donné par la formule :

$$R_{cog} = \frac{\sqrt{\left(\sum_{i=1,2} x_i |P_i|\right)^2 + \left(\sum_{i=1,2} y_i |P_i|\right)^2}}{\sum_{i=1,2} |P_i|}, \quad (4.11)$$

et est représenté en figure 4.9, pour les faisceaux K_S et K_L séparément. On peut distinguer clairement la différence entre les deux faisceaux, due aux interactions dans l'AKS et dans le collimateur pour les K_S . Le halo rend nécessaire une coupure qui puisse éliminer symétriquement en modes neutre et chargé ces événements à grand barycentre. On a choisi pour sélectionner le signal de couper les événements à $R_{cog} > 10cm$, ce qui favorise aussi la soustraction du bruit de fond.

4.2.6 Minimisation des systématiques pour les coupures $\pi^+\pi^-$

L'effort dans la définition des coupures pour la sélection des événements chargés va dans la direction de minimiser les biais possibles causés par la géométrie différente des deux faisceaux. Le fait d'avoir une inclinaison relative entre K_S et K_L de 0.6 mrad, implique qu'au niveau de la première chambre (DC1) les deux faisceaux sont distants d'environ 14 mm. Cette différence transversale se concrétise en une différence d'acceptance, qui peut être minimisée par une coupure sur l'asymétrie des impulsions, définie de la façon suivante :

$$ASP = \frac{|p_1 - p_2|}{p_1 + p_2}. \quad (4.12)$$

Nous avons indiqué avec p_i l'impulsion reconstruite par le spectromètre de la trace chargée i . Un événement pour lequel les traces ont une grande asymétrie a une probabilité plus importante de sortir de l'acceptance, et cet effet n'est pas le même en K_S et en K_L , à cause de l'écart dans le plan transverse. On s'attend en particulier à être très sensible aux désintégrations contenant une trace de haute impulsion, qui passe près du tube à vide. Pour bien évaluer l'effet et choisir la coupure, une étude détaillée a été faite, qui utilise une simulation MonteCarlo produisant deux faisceaux K_S et K_L cinématiquement corrélés : seule la géométrie est responsable des différences entre les pertes d'un événement d'un faisceau à l'autre.

Pour l'analyse, le critère optimal qui a été adopté pour couper sur la variable ASP est le suivant :

$$ASP < 0.62 \quad \text{ET} \quad ASP < 1.08 - 0.0052 \cdot E(GeV). \quad (4.13)$$

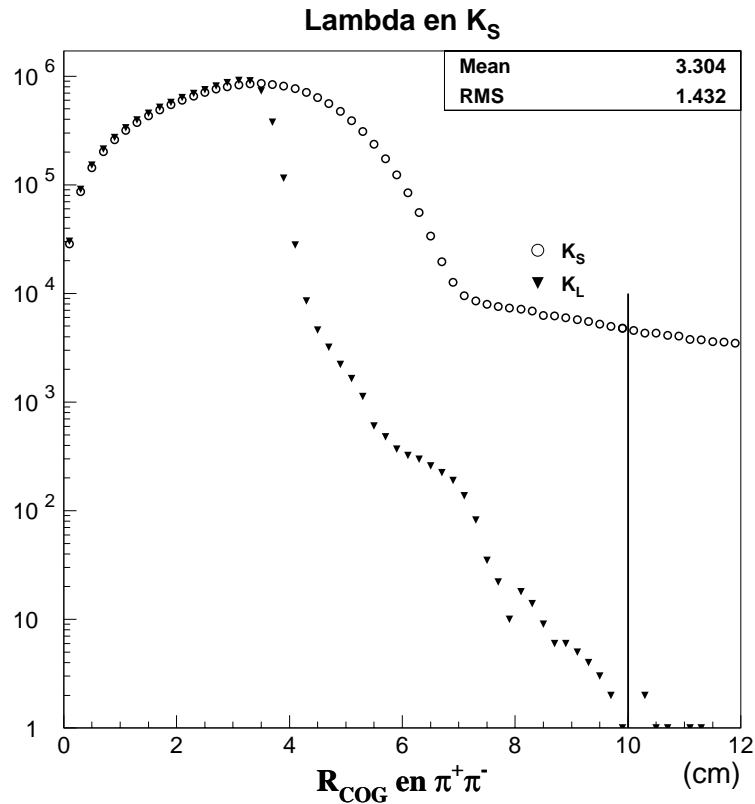


FIG. 4.9 – Distributions en R_{cog} pour les K_S et K_L . La distribution des K_S montre à des grandes valeurs de R_{cog} la contribution du halo.

Pours et contres : cette coupure sur l’asymétrie des impulsions présente des avantages et des inconvénients. D’un côté, elle enlève une grande partie de la statistique chargée, ce qui n’affecte pas de toute manière l’incertitude totale, qui est toujours dominée par la statistique du mode neutre. De l’autre, elle soustrait pratiquement tout le bruit de fond en Λ , $\bar{\Lambda}$, et augmente l’efficacité du système de déclenchement chargé, comme on le verra dans la suite.

Coupure en rayon minimal : une autre coupure géométrique sur les traces des particules chargées est celle sur le rayon minimal ; on choisit d’accepter seulement les événements qui ont la trace la plus proche du tube à vide à un rayon supérieur à 12 cm au niveau des chambres 1 et 4, qui déterminent l’acceptance dans le spectromètre. Cette coupure a pour rôle d’éviter une contribution trop importante de l’inefficacité des chambres à proximité du tube à vide à l’inefficacité différentielle du système de déclenchement du mode chargé en K_S et K_L .

4.2.7 Minimisation des effets dus aux accidentelles en $\pi^+\pi^-$

L’activité accidentelle étant l’un de points qui rendent le faisceau K_S différent du K_L , on applique une coupure sur la moyenne des temps des traces reconstruits par le spectromètre pour nous affranchir des coups accidentels. Cette moyenne définit le temps de l’événement, ou temps du vertex (voir chapitre 5, figure 5.12) pour les $\pi^+\pi^-$ sélectionnés. Pour soustraire les événements accidentellement arrivés dans la fenêtre d’extraction, on accepte ceux qui sont dans ± 20 ns par rapport au temps du déclencheur. On expliquera mieux cette coupure dans le chapitre sur les efficacités de déclenchement.

4.2.8 Résumé des critères pour la sélection chargée

Dans le tableau 4.2 nous avons regroupé tous les critères de sélection décrits jusqu'ici.

Les étiquettes K_{e3} et $K_{\mu3}$ indiquent les événements qui ont été identifiés comme bruit de fond.

Variable	Coupure
Coupure sur les traces	
Qualité et impulsion des traces	$p_{1,2} > 10 \text{ GeV}$
Distance d'approche minimale	$cda < 3 \text{ cm}$
Coïncidence temporelle	$ t_1 - t_2 < 6 \text{ ns}$
Temps du vertex	$-20 < t_{vtx} < +20 \text{ ns}$
Barycentre énergétique	$R_{cog} < 10 \text{ cm}$
Acceptance dans le LKr	(voir paragraphe $K_{e3}, K_{\mu3}$)
Acceptance DCH	$R_{DC1,4} > 12 \text{ cm}$
Acceptance dans le veto à μ	(voir paragraphe $K_{e3}, K_{\mu3}$)
Coupure sur les vertex	
Énergie du K	$70 < E < 170 \text{ GeV}$
Temps de vie	$c\tau < 3.5 \text{ } c\tau_S [c\tau > 0 \text{ } K_L]$
Asymétrie des impulsions	$ASP < f(E)$ (voir 4.13)
$E(Krypton)/P(chambres)$	$E/P < 0.8$
Identification du μ	$ t_{tr} - t_{\mu} < 4 \text{ ns}$
Masse invariante $\pi\pi$	$m_K \pm 3 \cdot \sigma_m$ (voir 4.7)
Impulsion transverse	$p_{\perp}^2 < 0.0002 \text{ (GeV/c)}^2$
Masse invariante $p\pi$	$ m_{p\pi} - m_{\Lambda} > 5 \text{ MeV/c}^2$

TAB. 4.2 – Critères de sélection du lot $\pi^+\pi^-$.

4.3 L'identification des événements neutres

En utilisant le calorimètre électromagnétique on peut reconstruire les désintégrations $K \rightarrow \pi^0\pi^0 \rightarrow 4\gamma$, grâce aux signaux induits par les interactions de γ dans le LKr. Les gerbes électromagnétiques sont mesurées en additionnant les énergies vues par un ensemble de canaux de $\sim 11 \text{ cm}$ de rayon autour de la cellule qui contient le signal le plus grand. Il faut appliquer certaines corrections à l'énergie ainsi reconstruite, à cause de la discrétisation du système de lecture du calorimètre. Les effets qui sont corrigés au niveau de la reconstruction sont [48] :

- l'énergie perdue à cause des interactions intervenues dans la matière en amont du calorimètre électromagnétique (tube à vide, fenêtre en kevlar et en aluminium) ;
- l'énergie perdue en dehors des amas considérés pour la mesure de l'énergie totale ;
- l'énergie perdue dans les cellules mortes, quand elles sont touchées par la gerbe ;
- l'énergie répartie dans d'autres amas du même événement, se surimposant à celui considéré. En général nous demandons de mesurer des photons distants d'au moins 10 cm l'un de l'autre, ce qui devient utile surtout pour la reconnaissance des événements du bruit de fond, où 6 photons peuvent interagir dans le LKr ;
- correction pour le petit effet de charge d'espace résiduelle (très faible en 98-99) ;

- non-linéarités en énergie : les énergies des amas sont corrigées en utilisant les distributions de E/p en fonction de l'énergie, mesurées par les électrons des K_{e3} ;
- petits effets de non uniformité : les structures résiduelles ($\sim 0.1\%$) sont corrigées en 99 à travers les résultats des prises des données effectuées avec cible η^1 ;
- variations des piédestaux : les valeurs des piédestaux pour 98 et 99 sont corrigées avec une précision de $\sim 1 \text{ MeV}$, obtenue par la mesure des deux premiers échantillons en énergie du signal venant du calorimètre. Après cet effet, les données collectées sont séparées en 302 périodes pour corriger les variations à large échelle temporelle, à travers des corrections moyennées sur chaque module CPD ;
- les variations en temps de l'échelle en énergie sont corrigées, et varient au cours du temps à un niveau de $< 5 \times 10^{-4}$;
- l'échelle globale en énergie est fixée par la reconstruction de la position en Z de l'AKS (cette correction est décrite à la fin du chapitre)
- dépendance résiduelle de la mesure d'énergie par rapport à la position du point d'impact de l'amas (définie dans la suite).

L'image reconstruite des 4 amas est représentée dans la figure 4.10, qui montre le plan X, Y du calorimètre, avec les canaux intéressés par le dépôt d'énergie. Chaque cellule donne comme information une énergie reconstruite E_{cell} (les couleurs plus sombres dans la figure indiquent les hautes énergies). Pour chaque amas la position $(x, y)_{amas}$ est calculée par :

$$x_{amas} = \sum_{i \in amas} x_i E_i, \quad y_{amas} = \sum_{i \in amas} y_i E_i, \quad (4.14)$$

où l'énergie totale E_{amas} est une somme des énergies sur les cellules qui appartiennent à l'ensemble défini par un rayon de 11 cm autour de la cellule ayant le dépôt maximal. Les amas qui appartiennent au même événement sont sélectionnés à l'aide de coupures sur le temps. Pour chaque amas identifié, des coupures génériques sont appliquées :

- pour l'énergie de chaque amas on demande : $3 < E_{amas} < 100 \text{ GeV}$;
- le rayon ne doit pas être trop proche du tube à vide : $R_{amas} > 15 \text{ cm}$;
- chaque gerbe doit rentrer dans l'acceptance géométrique du LKr, et doit être à plus de 2 cm d'une cellule morte.

4.3.1 Reconstruction du vertex $\pi^0\pi^0$

Pour reconstruire la position Z_V du vertex on utilise une formule approchée, valable dans l'hypothèse que la masse invariante des quatre photons est celle du kaon :

$$M_K^2 c^4 = \sum_i \sum_{j>i} 2E_i E_j (1 - \cos\theta_{ij}) \simeq \sum_i \sum_{j>i} E_i E_j \theta_{ij}^2 \quad (4.15)$$

où nous avons indiqué par θ_{ij} l'angle entre le photon i et le j comme illustré dans la figure 4.11, qu'on peut calculer en général comme étant approximativement :

$$\theta_{ij} \simeq \frac{r_{ij}}{\Delta z} \leq \frac{1m}{100m} = 0.01 \text{ rad}, \quad (4.16)$$

1. nous allons expliquer dans la suite les prises des données η

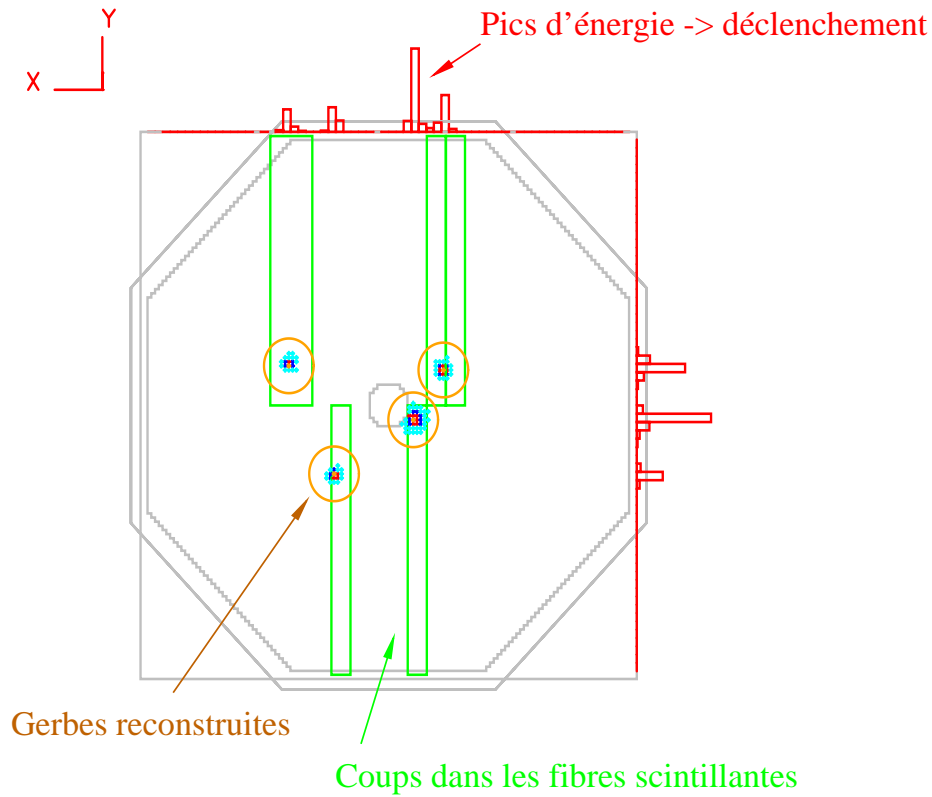


FIG. 4.10 – Exemple d'événement $\pi^0\pi^0$ dans la projection X, Y du calorimètre. On peut voir les canaux dans lesquels une fraction importante d'énergie a été déposée (entourés par des cercles), et sur les bord les projections en X et Y des amas, qui sont utilisées par le déclencheur neutre. En correspondance de chaque gerbe on voit aussi des rectangles qui indiquent le fonctionnement des fibres de l'hodoscope neutre.

si on néglige l'angle entre la direction de l'axe des deux photons et l'axe Z , qui est petit. Dans la formule 4.16 nous avons appelé r_{ij} la distance des deux photons ($r_{ij} = \sqrt{(x_i - x_j)^2 + (y_i - y_j)^2}$), et Δz la distance longitudinale entre le calorimètre et le vertex de désintégration ($\Delta z = Z_{LKr} - Z_V$). À partir de la formule 4.15, et après substitution de θ selon la formule 4.16, nous pouvons déduire une expression utile de Z_V :

$$Z_V = Z_{LKr} - \frac{1}{M_K c^2} \sqrt{\sum_i \sum_{j>i} E_i E_j r_{ij}^2} \quad (4.17)$$

Une correction additionnelle est nécessaire pour tenir compte de l'angle que les directions des photons forment avec la surface du calorimètre (donc avec les cellules de lecture) : cet angle est presque nul grâce à la construction des électrodes suivant une géométrie projective. Tout de même, à cause du développement longitudinal des désintégrations, il y a des effets résiduels à corriger en fonction du Z_V de l'événement.

Les résolutions typiques pour le vertex de désintégration sont d'environ 60 cm, et dépendent des résolutions en énergie et en position x, y pour chaque amas.

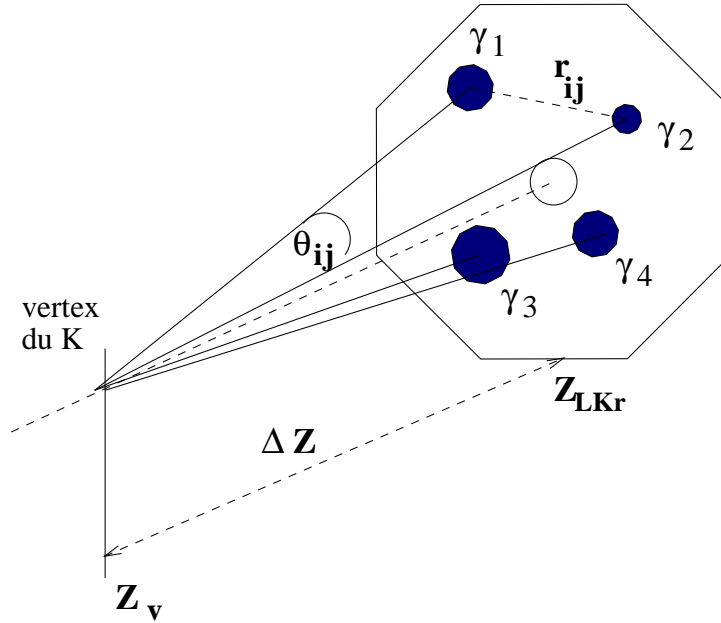


FIG. 4.11 – Représentation de la désintégration $K \rightarrow 4\gamma$, avec les 4 amas dans le calorimètre LKr.

4.3.2 Les variables cinématiques pour le bruit de fond

Une fois obtenue la position Z_V , on peut l'utiliser pour calculer les masses des π^0 qui ont donnés les couples de photons. La reconstruction neutre ne donne aucune indication sur la position transverse du vertex de désintégration, de sorte que la cinématique de l'événement est décrite par 17 variables réelles : $4(\vec{p}, E) \times 4 \text{ phot.} + Z_V$. Les contraintes possibles sont : la masse du K, les masses des deux π^0 , et les masses des 4 γ . Le nombre de degrés de liberté devient ainsi de $17 - 7 = 10$, et le fait de mesurer 4 énergies et 8 positions nous permet donc d'utiliser encore les 2 masses des π^0 pour la soustraction du bruit de fond.

Toujours dans l'approximation des petits angles, nous pouvons écrire pour la masse invariante $\gamma\gamma$:

$$M_{\pi^0}^{ij} = 2\sqrt{E_i E_j \sin^2 \frac{\theta_{ij}}{2}} \simeq \sqrt{E_i E_j} \frac{r_{ij}}{\Delta z} = \frac{\sqrt{E_i E_j} r_{ij} M_K}{\sqrt{\sum_l \sum_{k>l} E_l E_k r_{kl}^2}} \quad (4.18)$$

où i, j sont les indices d'un couple générique de photons. On a la liberté de former 6 associations possibles pour le premier π^0 (le deuxième est fixé), mais il faudra établir un paramètre pour juger de la qualité de chaque couple $M_{\pi^0}^{12}, M_{\pi^0}^{34}$. Des trois couples possibles, une combinaison seule donnera des masses coïncidant avec celle d'un π^0 , soit de $135 \text{ MeV}/c^2$. Il faut considérer, pour bien utiliser les contraintes restantes, que les deux masses $M_{\pi^0}^{12}$ et $M_{\pi^0}^{34}$, ne sont pas décorréélées, en vertu de la masse du kaon qui est imposée dans la formule 4.18. Si on calcule les quantités $\partial M_{\pi^0}^{12}/\partial E_1$ et $\partial M_{\pi^0}^{34}/\partial E_1$, on voit qu'elles sont toujours de signes opposés; cette corrélation est visible aussi dans la figure 4.12. On peut construire donc deux variables non-corrélées à partir des $m_{\gamma\gamma}$, pour définir ensuite une fonction de χ^2 qui puisse tester l'hypothèse de masse π^0 . En utilisant les masses écrites dans 4.18, nous pouvons redéfinir :

$$m_+ = \frac{M_{\pi^0}^{12} + M_{\pi^0}^{34}}{2}, \quad m_- = \frac{M_{\pi^0}^{12} - M_{\pi^0}^{34}}{2}, \quad (4.19)$$

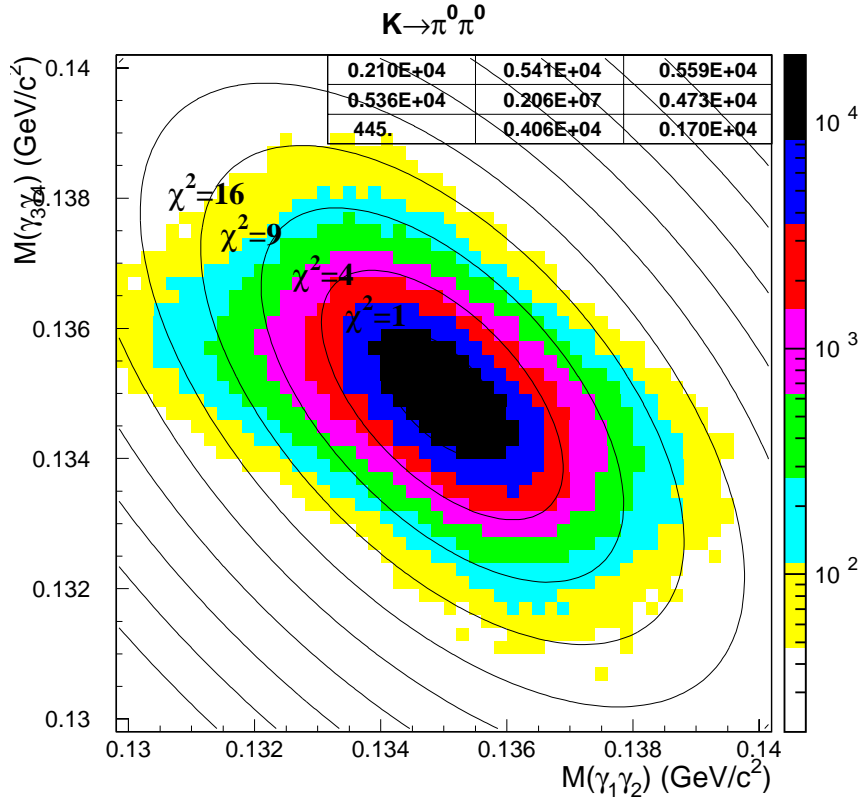


FIG. 4.12 – Corrélation entre les masses reconstruites des couples des photons. Les événements $\pi^0\pi^0$ sont concentrés au centre, c'est-à-dire dans le point où les masses se rapprochent de la valeur de la masse du π^0 .

et introduire la fonction :

$$\chi_{2\pi^0}^2 = \left(\frac{m_+ - M_{\pi^0}}{\sigma(m_+)} \right)^2 + \left(\frac{m_-}{\sigma(m_-)} \right)^2 \quad (4.20)$$

où $\sigma(m_+)$, $\sigma(m_-)$ indiquent les résolutions sur la somme et la différence des masses, qui peuvent être paramétrisées en fonction de l'énergie du photon le plus faible. Les résolutions pour la somme et la différence des masses ont une valeur d'environ $0.45 \text{ MeV}/c^2$ et $1.1 \text{ MeV}/c^2$ respectivement. Cette différence entre les deux résolutions explique la forme en ellipse de la figure 4.12.

Pour des événements $K \rightarrow 3\pi^0$, la formule 4.20 est fautive, vu que la distance Δz qu'on calcule avec 4 photons sur 6 n'est pas correcte. On s'attend donc à avoir des valeurs de $M_{\pi^0}^{ij}$ lointaines de la valeur $m_{\pi^0} = 0.135 \text{ GeV}/c^2$. La variable $R_{ell} \equiv 1/9 \cdot \chi_{2\pi^0}^2$ peut discriminer de cette façon le signal $2\pi^0$ du bruit de fond $3\pi^0$: le facteur $1/9$ a été introduit pour que R_{ell} vaille 1 pour une déviation de trois écarts standards. Pour sélectionner le signal $\pi^0\pi^0$ on adopte une coupure à $R_{ell} < 1.5$.

4.3.3 Le barycentre énergétique pour les $\pi^0\pi^0$

Comme nous l'avons déjà vu dans la sélection chargée, le halo du faisceau K_S est limité par une coupure sur le centre de gravité défini pour les $\pi^0\pi^0$ comme :

$$R_{cog} = \frac{\sqrt{\left(\sum_{i=1,4} x_i |E_i|\right)^2 + \left(\sum_{i=1,4} y_i |E_i|\right)^2}}{\sum_{i=1,4} |E_i|}, \quad (4.21)$$

où les indices vont jusqu'à 4 parce qu'on a 4 photons à considérer dans le cas neutre. Les événements dont le barycentre est trop éloigné du centre du calorimètre sont éliminés.

4.3.4 Minimisation des effets d'accidentelles en $\pi^0\pi^0$

Pour limiter le bruit de fond des $3\pi^0$ (pour lesquels il y a plus que 4 amas en même temps), on écarte un événement lorsqu'il y a un cinquième amas ayant une énergie $> 1.5 \text{ GeV}$ en coïncidence avec le temps moyen (ou temps de l'événement neutre), c'est-à-dire dans $\pm 3 \text{ ns}$. Ceci permet aussi de soustraire la contribution du fond en $3\pi^0$. L'énergie minimale de 1.5 GeV garantit que la gerbe en question ne soit pas générée par du bruit électronique.

4.3.5 Résumé des critères pour la sélection neutre

Dans le tableau 4.3 sont résumés les critères de sélection pour les événements neutres développés dans les paragraphes précédents. Pour le filtrage préliminaire des données, qui constitue notre normalisation, les coupures suivantes ont été utilisées :

- coupure en énergie dans le calorimètre LKr $> 50 \text{ GeV}$,
- énergie minimale d'un amas $> 2 \text{ GeV}$,
- pour les associations des masses π^0 , $R_{ell} < 20$,
- le barycentre énergétique $< 15 \text{ cm}$,
- le temps de vie $< 6 \text{ } c\tau_S$.

Contrairement au mode chargé (où nous avons à disposition la méthode du vertex), en mode neutre on ne peut pas appliquer des coupures basées sur une distinction exacte entre K_S et K_L . Pour cette raison, les coupures comme celle sur le bruit de fond sont un peu faussées par l'effet de l'étiquetage : parmi les K_S écartés par la coupure en R_{ell} il y a $\sim 10\%$ de K_L qui ont été sélectionnés comme K_S .

4.4 Le choix de la région fiducielle

Après la sélection des événements et l'identification des bruits de fond, on arrive enfin au stade du comptage des désintégrations dans chaque mode. Avant de continuer avec l'extraction du résultat, nous allons faire des considérations sur la motivation du choix des coupures en énergie et en temps de vie.

On accepte dans l'analyse des kaons d'énergie comprise entre 70 et 170 GeV , comme nous l'avons indiqué dans les listes de critères de sélection en modes neutre et chargé. Ceci permet de choisir une région dans laquelle les différences de spectre entre K_S et K_L sont très petites. Les distributions longitudinales du vertex de désintégration sont restreintes par une coupure en temps de vie $c\tau$, qui est limité entre 0 et $3.5 \text{ } c\tau_S$ (voir figure 2.8, qui montre l'espace des phases avant les coupures d'analyse définitives, mais après les coupures qui viennent du déclencheur).

Variable	Coupure
Coupure sur les amas	
Énergie de l'amas	$3 < E_{amas} \text{ GeV}$
Énergie de l'amas	$E_{amas} < 100 \text{ GeV}$
Acceptance dans le LKr	$15 < r_{amas} < R_{LKr} - 11 \text{ cm}$
Dist. d'une cellule morte	$d > 2 \text{ cm}$
Temps de l'év.	$100 < t_{av} < 225 \text{ ns}$
Temps du photon	$ t_{amas} - t_{av} < 5 \text{ ns}$
Distance entre 2 γ	$\Delta r_{ij} > 10 \text{ cm}$
Énergie	$70 < E < 170 \text{ GeV}$
Barycentre énergétique	$R_{cog} < 10 \text{ cm}$
Gerbe supplémentaire	$ \Delta t < 3 \text{ ns}$ avec $E_{acc} > 1.5 \text{ GeV}$
χ^2 des masses π^0	$R_{ell} < 1.5$ (voir 4.20)
Temps de vie	$c\tau < 3.5 \text{ } c\tau_S$ [$c\tau > 0 \text{ } K_L$]

TAB. 4.3 – Critères de sélection du lot $\pi^0\pi^0$.

La région en énergie est choisie de façon à limiter les différences entre K_S et K_L à $\pm 10\%$. Les différences restantes s'éliminent dans le double rapport puisque le calcul de R est mené en intervalles d'énergie.

Les distributions en temps de vie illustrées en figure 4.13, confirment les avantages de la coupure en $c\tau$ à 3.5 : si on voulait dépasser cette valeur, l'augmentation de statistique en K_S serait marginale, et de même en K_L , à cause de la technique de pondération.

En ce qui concerne la limite inférieure en $c\tau$, nous pouvons observer une asymétrie entre la coupure pour les K_L et les K_S : la distribution représentée en 4.13 commence à 0 pour les K_L , par contre on trouve des valeurs inférieures à 0 pour les K_S . L'axe X de la figure 4.13 représente la variable $c\tau$, qu'on a introduit dans l'équation 4.5, avec $z_0 \equiv z_{aks}$ (origine située à la position longitudinale de l'AKS). Les problèmes de résolution sur le vertex en Z se répercutent donc directement sur la mesure de $c\tau$, ce qui rend difficile la définition de la région fiducielle, surtout en K_S , où la distribution en Z varie très rapidement à proximité de la cible. Pour cette raison NA48 a choisi de placer un détecteur pour délimiter le début de la région fiducielle en K_S : l'anti-compteur de K_S (AKS, 3.5), décrit dans le chapitre 3. L'application de la même méthode en K_L présente des problèmes à cause de l'intensité du faisceau, et pour cette raison on utilise dans ce cas, une coupure sur le Z reconstruit du vertex : $z > z_{aks}$, ce qui revient à demander $c\tau > 0$.

Le fait d'avoir un cristal pour la conversion des photons, issus des désintégrations survenues "avant" le début de la région fiducielle, rend les probabilités de détection par l'AKS différentes en mode chargé et en mode neutre : en ce qui concerne les $\pi^+\pi^-$, les scintillateurs révèlent de toute manière les traces chargées, tandis que les γ des $\pi^0\pi^0$ pourraient ne pas être visibles par l'AKS, à cause de l'inefficacité de conversion dans le cristal.

Cette distorsion dans les K_S en neutre et en chargé est compensée par la pondération, si la région fiducielle est la même en K_L . Dans la figure 4.14 on a utilisé à des fins didactiques l'approximation d'une résolution en z des détecteurs infiniment bonne, ainsi que d'une distribution plate pour les K_L ($c\tau_L \gg c\tau_S \Rightarrow e^{-c\tau_L} \simeq 1$), pour visualiser les distributions de désintégration et introduire le problème de l'origine de la région fiducielle.

Un point important de la pondération, comme on voit dans la figure 4.13, dans le but de rendre identiques les distributions des K_S et des K_L , est de traiter correctement le problème de l'origine de la région fiducielle : dans le faisceau K_S , l'origine étant marquée par l'AKS, le début

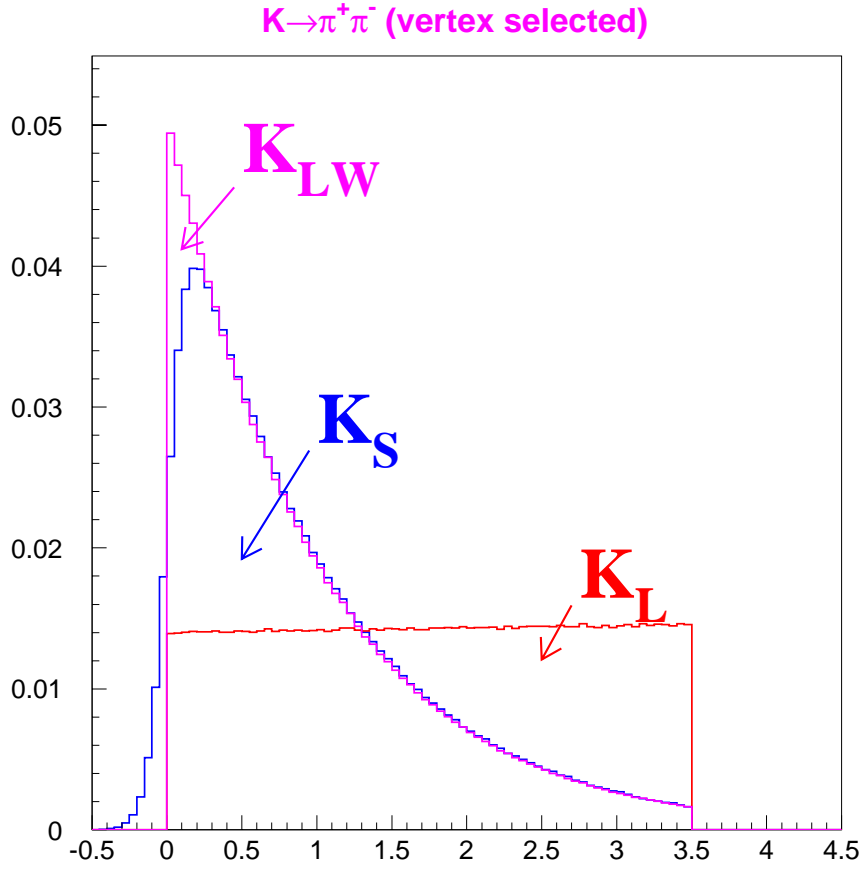


FIG. 4.13 – Distributions en $c\tau$ reproduites pour les événements chargés en K_S , K_L , et K_{LW} , c'est-à-dire pondérés. On voit bien que déjà à $3.5 c\tau_S$ la puissance statistique des K_{LW} et des K_S est très faible. Ces distributions ont été obtenues en normalisant chaque distribution à son intégrale.

de la distribution en $c\tau$ est formé selon la résolution gaussienne des détecteurs avec lesquels on reconstruit le vertex; dans le faisceau K_L par contre, la coupure sur le z_{vtx} reconstruit donne un début net de la région fiducielle à z_{aks} . Une des contraintes de la pondération est celle d'obtenir une intégrale normalisée identique entre K_S et K_{LW} : dans la figure 4.13 on voit bien que ça implique que les événements K_S ayant $z < z_{aks}$ soient en nombre égal aux événements K_{LW} qui dépassent la distribution des K_S à proximité de l'origine.

Nous allons maintenant décrire en détail les incertitudes systématiques que l'on doit prendre en compte dans cette méthode. Le nombre mesuré dans chaque mode est relié au taux de désintégrations par l'expression :

$$N_{+-,00}^{S,L} = \Gamma_{+-,00}^{S,L} \times \Phi_{S,L} \int_{z_{+-,00}}^{z_{+-,00} + n_{\tau}\lambda_S(E)} e^{-z/\lambda_{S,L}(E)} W_{S,L}(E, z) dz, \quad (4.22)$$

où nous avons indiqué par $\lambda_{S,L}(E) = E_K c\tau_{S,L}/m_K c^2$ les longueurs de désintégration à l'énergie considérée, et $W_{S,L}$ sont les fonctions de pondération en K_S et en K_L (cette formule est approchée aussi, parce que nous n'avons pas considéré les acceptances et les efficacités de détection). On choisit les poids W de façon à rendre les formes des distributions identiques pour les K_S et les

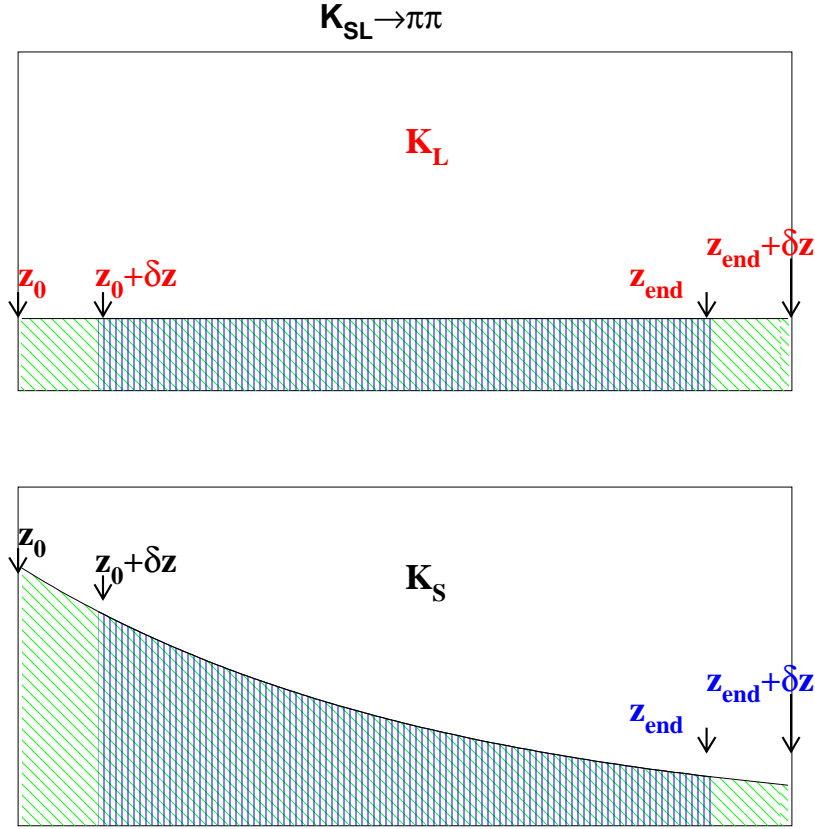


FIG. 4.14 – Différences des nombres d'événements K_S ou K_L , pour une erreur δz sur le vertex de désintégration reconstruit. En K_L l'erreur sur z_0 ne provoque pas un comptage différent, puisque la même erreur se retrouve sur z_{end} , et l'intégrale reste constante. En K_S par contre, vu la distribution exponentielle, les intégrales au début et à la fin ne sont pas égales. Pour la distribution des K_L nous avons négligé les effets d'acceptance, qui modifie la distribution en augmentant le nombre de K_L à grand Z .

K_L :

$$W_S = 1. \quad , \quad W_L \simeq e^{-z(\frac{1}{\lambda_S(E)} - \frac{1}{\lambda_L(E)})} \quad , \quad (4.23)$$

ce qui implique que $e^{-z/\lambda_L(E)}W_L(E, z) = e^{-z/\lambda_S(E)}$, et que $e^{-z/\lambda_S(E)}W_S(E, z) = e^{-z/\lambda_S(E)}$. Les intégrales sont presque identiques maintenant, à part pour la mesure de l'origine, qui peut rendre les nombres dans 4.22 mesurés en mode chargé, différents de ceux mesurés en mode neutre. Si on développe l'intégration pour les K_S , et on néglige le terme exponentiel des régions à grand z ($e^{-z+\dots(1+n\tau\lambda_S(E))/\lambda_S(E)}$), nous avons pour le rapport des deux modes :

$$\frac{N_{+-}^S}{N_{00}^S} \simeq \frac{\Gamma_{+-}^S}{\Gamma_{00}^S} \cdot e^{-(z_+ - z_{00})/\lambda_S(E)} \quad , \quad (4.24)$$

dont nous montrons le biais introduit dans la figure 4.15, en fonction de l'énergie, pour des valeurs différentes des origines en mode chargé et en mode neutre. Une remarque importante est

que les flux étant identiques pour chargés et neutres, Φ_S n'apparaît pas dans le simple rapport. La situation réelle en ce qui concerne le faisceau K_S , est que l'origine neutre est placée 2 cm en amont de l'origine chargée. Le biais peut être compensé par la pondération des K_L . En fait, dans le calcul de la fonction $W_L(E, z)$, on ne regarde pas si un événement est un $\pi^+\pi^-$ ou un $\pi^0\pi^0$: le z en question est calculé toujours par rapport à la même origine, notamment le z_{+-} . Ceci permet aux événements qui ont un z reconstruit en amont de l'origine, d'être pondérés par un facteur $W > 1$, lorsque pour tous les autres ($z > z_{+-}$) on a $W < 1$. Après pondération donc, le biais dans la mesure de N_{+-}^L/N_{00}^L est identique à celui de la formule 4.24 : dans le calcul de R , ce biais s'élimine entre K_S et K_L .

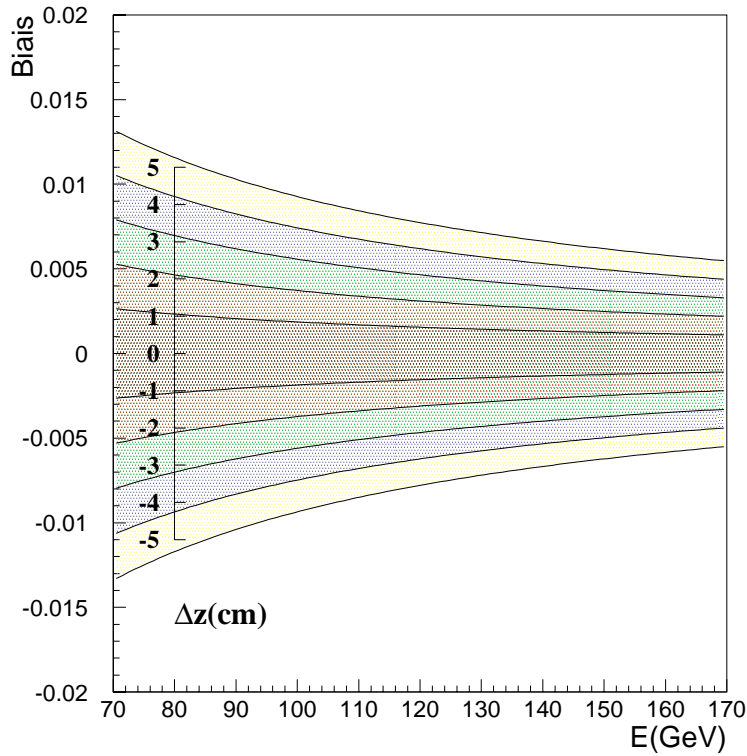


FIG. 4.15 – Approximation du biais introduit, en fonction de l'énergie, par la différence d'origine en chargé et en neutre dans le simple rapport des K_S , pour 10 valeurs $\Delta z = z_{+-} - z_{00}$ prises entre $[-5, 5]$ cm.

Une conséquence importante de la coupure à travers l'AKS est la nécessité d'assurer une mesure d'efficacité du détecteur, qui se comporte de manière complètement asymétrique entre chargés et neutres : une inefficacité dans les scintillateurs concerne seulement les $K_S \rightarrow \pi^+\pi^-$, puisque les photons convertis dans le cristal sont de toute façon perdus, même si l'AKS ne voit pas les produits de la conversion.

Nous allons présenter dans la suite la formule détaillée utilisée par la collaboration de NA48 pour la fonction $W(E, z)$.

La pondération des K_L doit prendre en compte la vraie distribution des vertex de désintégration. En reprenant le formalisme développé dans le premier chapitre, on peut écrire, pour la

probabilité de désintégration d'un kaon neutre en 2 pions :

$$\begin{aligned} \langle \pi\pi | H | K \rangle &= \sqrt{\frac{1+|\varepsilon|^2}{2}} \frac{1}{1 \pm \varepsilon} \left[\langle \pi\pi | K_S(0) \rangle e^{-i(m_S - i\Gamma_S/2)t} \pm \langle \pi\pi | K_L(0) \rangle e^{-i(m_L - i\Gamma_L/2)t} \right] \quad (4.25) \\ &= \sqrt{\frac{1+|\varepsilon|^2}{2}} \frac{\langle \pi\pi | K_S(0) \rangle}{1 \pm \varepsilon} \left[e^{-i(m_S - i)t} e^{-(\Gamma_S/2)t} \pm \frac{\langle \pi\pi | K_L(0) \rangle}{\langle \pi\pi | K_S(0) \rangle} e^{-i(m_L - i)t} e^{-(\Gamma_L/2)t} \right] \end{aligned}$$

où $K = K^0, \overline{K}^0$, en accord avec le signe $+, -$ respectivement, et ε est la violation de \mathcal{CP} . On peut remplacer maintenant le terme $\langle \pi\pi | K_L(0) \rangle / \langle \pi\pi | K_S(0) \rangle$ par $|\eta|e^{i\phi}$, et déduire le taux des désintégrations observées à τ et E fixés :

$$\frac{d\Gamma_{K \rightarrow 2\pi}}{dE d\tau} = \frac{1+|\varepsilon|^2}{2} \frac{\Gamma_{S\pi\pi}}{|1 \pm \varepsilon|^2} \left[e^{-\tau/\tau_S} + |\eta|^2 e^{-\tau/\tau_L} \pm 2|\eta| \cos\left(\frac{c^2 \Delta m \tau}{\hbar} - \phi\right) e^{-\frac{\tau}{2}(1/\tau_S + 1/\tau_L)} \right]. \quad (4.26)$$

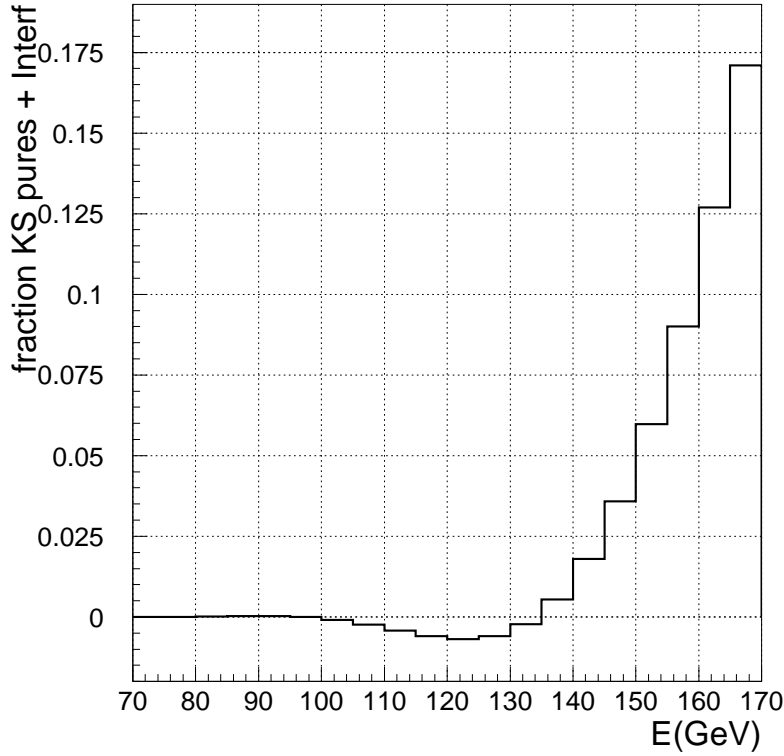


FIG. 4.16 – Fraction des termes non-pur K_L par rapport au terme K_S . On voit la dépendance en énergie de l'effet, qui doit donc être pris en compte par la pondération. Pour ce calcul, nous avons considéré $D(E) = 0.3$, $|\eta| = 2.28 \cdot 10^{-3}$, et $\phi = 0.76$ rad.

Si on itère le même calcul en considérant le faisceau d'origine comme étant constitué par

$N_{K^0} K^0$, et par $N_{\overline{K^0}} \overline{K^0}$, on peut trouver le nombre d'événements à 2π en fonction de E et τ :

$$\frac{dN_{2\pi}}{dEd\tau} \propto e^{-\tau/\tau_S} + |\eta|^2 e^{-\tau/\tau_L} + (D - 2Re\varepsilon) 2|\eta| \cos\left(\frac{c^2 \Delta m \tau}{\hbar} - \phi\right) e^{-\frac{\tau}{2}(\frac{1}{\tau_S} + \frac{1}{\tau_L})} , \quad (4.27)$$

avec le rapport $D(E) = (N_{K^0} - N_{\overline{K^0}})/(N_{K^0} + N_{\overline{K^0}})$ dépendant de l'énergie, et $Re\varepsilon$ qui est en général négligé dans les calculs. La fonction de pondération doit prendre en compte toutes les composantes présentées dans la formule 4.27 : la partie due aux désintégrations des K_S , et celle due aux K_L , et finalement le terme d'interférence. La contribution de chaque composante dépend des limites en z sur lesquelles on intègre la distribution, c'est-à-dire à l'intervalle $[z_{+-}, z_{+-} + 3.5c\tau_S]$. On peut se demander si, dans la pondération des K_L , il est possible de négliger les termes K_S et *d'interférence*. Pour estimer l'effet des termes *impurs* dans le faisceau K_L , on peut prendre l'intégrale de la formule 4.27 à une énergie fixée, entre $[z_{+-}, z_{+-} + 3.5c\tau_S]$, et regarder le rapport $(K_S + \text{interf.})/K_L$ en fonction de l'énergie. Nous en avons montré la dépendance dans la figure 4.16 : à haute énergie la contribution des deux termes *impurs* est $\simeq 15\%$, donc non négligeable. La même étude en K_S ne présente pas de dépendance en énergie, et l'effet est limité à 10^{-3} .

Nous sommes prêts maintenant à écrire tous les termes qui entrent en jeu dans la fonction $W(E, z)$:

$$W(E, z) = |\eta|^2 e^{-\frac{z_+ - m_K}{Ec\tau_L}} \cdot e^{-\frac{(z - z_{+-})m_K}{Ec\tau_S}} \cdot \left[|\eta|^2 e^{-\frac{zm_K}{Ec\tau_L}} + e^{-\frac{zm_K}{Ec\tau_S}} + D(E) 2|\eta| \cos\left(\frac{c^2 \Delta m \tau(E, z)}{\hbar} - \phi\right) e^{-\frac{\tau(E, z)}{2}(\frac{1}{\tau_S} + \frac{1}{\tau_L})} \right]^{-1} , \quad (4.28)$$

où l'on voit que pour la normalisation nous avons pris la valeur de la fonction de désintégration des K_L à l'origine de la région fiducielle, et qu'on "soustrait" à la distribution K_L (qu'on fait commencer à z_{+-}) la composante K_L pure et K_S pure (à partir de la cible K_L), et le terme d'interférence.

4.5 L'échelle en énergie

Les questions que l'on vient de discuter à propos de la région fiducielle sont liés à la précision sur la mesure du z_{vertex} des détecteurs responsables de la reconstruction : le spectromètre magnétique et le calorimètre LKr. Ces appareillages peuvent donner une mesure fautive à cause essentiellement de deux raisons : la méconnaissance de l'échelle géométrique du détecteur, et de l'échelle absolue dans la mesure de l'énergie. Nous allons voir ces effets en mode neutre et en mode chargé, qui constituaient une des sources principales de l'incertitude systématique dans le résultat de l'expérience NA31.

4.5.1 L'échelle d'énergie en mode neutre

Pour estimer les effets d'une mauvaise mesure de l'énergie, nous allons écrire les distributions en K_S et en K_L en fonction de z comme :

$$\frac{dN_L}{dz} = \frac{1}{n_\tau \lambda_S} , \quad \frac{dN_S}{dz} = \frac{e^{-\frac{z}{\lambda_S}}}{(1 - e^{-n_\tau}) \lambda_S} \quad (4.29)$$

où λ_S a été définie précédemment, et n_τ vaut 3.5 dans notre analyse. Le 0 est fixé à la position en Z de l'AKS, et les deux distributions sont normalisées de façon à avoir $N_S = N_L = 1$ dans une région en z entre 0 et $n_\tau \lambda_S$. Le comptage des événements est donné par l'intégrale des distributions 4.29 dans la région fiducielle sélectionnée, pour laquelle il faut connaître la position

z_{vertex} . Si on appelle D la distance entre le vrai vertex de désintégration et le calorimètre z_{LKr} , la coordonnée longitudinale du vertex est $z_{vtx} = z_{LKr} - D$, comme représenté en figure 4.17, où D a déjà été définie implicitement dans la formule 4.17.

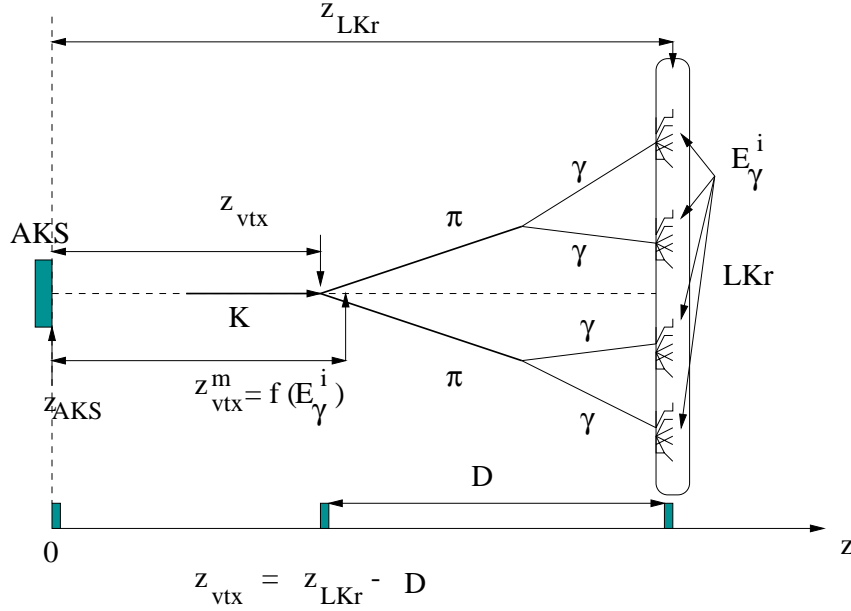


FIG. 4.17 – Schéma de la reconstruction du vertex en mode neutre. La distance vraie z_{vtx} peut être différente de celle reconstruite z_{vtx}^m à cause des énergies mal mesurées des photons dans le LKr.

Si on fait l'hypothèse que l'énergie de chaque photon E^m mesurée par le LKr soit différente de l'énergie vraie E^* , selon la relation :

$$E^m = E^*(1 + \alpha) \quad , \quad (4.30)$$

en utilisant la formule 4.17 on peut propager l'erreur sur D^* (qui représente ici la vraie distance entre le point de désintégration du kaon et le calorimètre), et en conséquence sur z_{vtx} :

$$D^m = \frac{1}{M_K c^2} \sqrt{\sum_i \sum_{j>i} E_i E_j (1 + \alpha)^2 r_{ij}^2} = D^*(1 + \alpha) \quad . \quad (4.31)$$

Pour z_{vtx} nous avons de la même façon :

$$(z_{vtx}^m - z_{LKr}) = (1 + \alpha)(z_{vtx} - z_{LKr}) \quad . \quad (4.32)$$

Cette systématique affecte aussi la mesure du temps de vie, puisque :

$$\tau^m = \frac{z^m m_K}{E^m \tau_S} = \frac{(z_{LKr} - (1 + \alpha)D^*) m_K}{(1 + \alpha)E^* \tau_S} = \tau^* - \alpha \frac{z_{LKr} m_K}{E^* \tau_S} = \tau^* - \alpha q \quad . \quad (4.33)$$

La position du LKr par rapport à l'AKS vaut environ 11500 cm, et le terme correctif q qui multiplie α dans la formule 4.33 devient $q \simeq 2210[GeV]/E^*$. La transformation pour λ_S est encore plus simple, vu que l'énergie seule entre en jeu :

$$\lambda_S^m = (1 + \alpha)\lambda_S^* \quad . \quad (4.34)$$

On peut maintenant estimer l'effet sur le comptage des événements en K_S et K_{LW} , sous l'hypothèse d'une mauvaise échelle d'énergie ($\alpha \neq 0$, mais $\alpha \ll 1$).

La mesure du nombre d'événements en K_S (N_S^m), sans considérer les distorsions dues à l'acceptance, est affectée par l'échelle en énergie seulement en ce qui concerne la fin de la région fiducielle d'intégration :

$$\begin{aligned} N_S^m &= \int_0^{n_\tau \lambda_S^m} \frac{dN_L}{dz} dz^m = \int_0^{n_\tau \lambda_S + \frac{\alpha z_{LK\tau}}{(1+\alpha)}} \frac{e^{-\frac{z}{\lambda_S}}}{(1 - e^{-n_\tau}) \lambda_S} dz \\ &\simeq 1 + \frac{q\alpha}{(e^{n_\tau} - 1)} = 1 + \frac{2210[GeV]\alpha}{(e^{n_\tau} - 1)E^*} \end{aligned} \quad (4.35)$$

Pour compter le nombre d'événements en K_{LW} (N_{LW}) on multiplie la fonction dn_L/dz par la fonction de pondération $W(E, z) \simeq e^{-\frac{z}{\lambda_S}}$ et on intègre en z . On va comparer maintenant le nombre vrai, avec les limites d'intégration bien mesurées, et le nombre qu'on obtient sous l'hypothèse d'une mauvaise échelle en énergie. Dans ce cas, la fonction de pondération est affectée par la même erreur que la limite d'intégration, c'est-à-dire qu'on aura $W(E^m, z^m)$, et le nombre d'événements sera :

$$N_{LW}^m = \int_0^{n_\tau \lambda_S^m} \frac{dN_L}{dz^m} e^{-\frac{z^m}{\lambda_S^m}} dz^m = \int_0^{n_\tau \lambda_S^m} \frac{1}{n_\tau \lambda_S^m} e^{-\frac{z^m}{\lambda_S^m}} dz^m = \frac{(1 - e^{-n_\tau})}{n_\tau} = N_{LW} . \quad (4.36)$$

Le fait que, en K_L , il n'y ait aucune différence par rapport à la situation où l'échelle en énergie est parfaitement mesurée, est une conséquence de la sélection en $c\tau$, basée pour les K_L sur les quantités reconstruites : les limites sont mesurées de la même façon que le z et l'énergie E de la fonction de pondération. Nous pouvons maintenant appliquer nos observations à la mesure du double rapport. Vu que l'échelle en énergie n'affecte pas le comptage des événements $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$, il reste seulement le terme $K_S \rightarrow \pi^0 \pi^0$ qui introduit une nouvelle systématique à l'incertitude totale sur R :

$$R^m(E^*) = \frac{N_{LW}^{m,00}/N_S^{m,+ -}}{N_{LW}^{00}/N_S^{+ -}} \simeq \frac{N_{LW}^{00}/N_S^{+ -}}{N_S^{00}/N_S^{+ -}} \cdot \left[1 - \frac{2210[GeV]\alpha}{(e^{n_\tau} - 1)E^*} \right], \quad (4.37)$$

d'où l'on peut extraire l'effet de l'échelle en énergie sur R , par exemple en prenant une énergie moyenne de 100 GeV, et une région de $n_\tau = 3.5$, ce qui donne :

$$\Delta R_{(\alpha)} \simeq 0.03 \times 22.1 \times \alpha \simeq 0.7 \times \alpha \quad (4.38)$$

Il faut rappeler que l'hypothèse faite pour arriver à cette formule est de négliger la dépendance de l'acceptance en l'énergie (le terme α), et de considérer donc $\alpha = const.$. Certaines remarques sont possibles en regardant la formule 4.37 : nous voyons d'une part, que l'augmentation de la région fiducielle (par exemple $n_\tau = 4.5$) permet de diminuer la sensibilité de R à l'échelle d'énergie; d'autre part les systématiques comme le bruit de fond neutre deviennent plus importantes à haut $c\tau$, et le nombre de K_S (et de K_{LW}) diminue considérablement. Le choix de $n_\tau = 3.5$ est donc un compromis optimal entre ces différents effets. L'autre remarque concerne l'amélioration apportée par l'AKS pour marquer le début de la région fiducielle : si l'on avait appliqué la même méthode qu'en K_L , le début de la distribution en $c\tau$ aurait aussi été critique en K_S , et plus seulement la fin. La distribution K_S variant fortement à proximité de l'origine (cible K_S), l'erreur introduite aurait été plus grande, en augmentant aussi la sensibilité par rapport au MonteCarlo pour la correction d'acceptance .

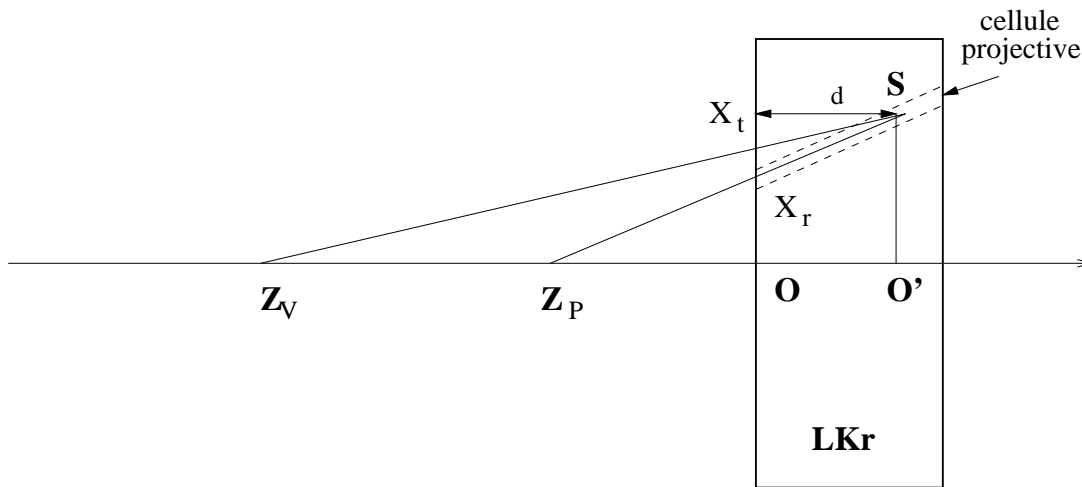


FIG. 4.18 – Schéma de la correction projective du calorimètre : tous les photons sont reconstruits à la surface du LKr (X_r) comme venant du point Z_P . Si la position vraie est Z_V , les X_r sont mal reconstruits, et on peut les corriger (X_t) en fonction de la profondeur d du point où la gerbe a déposé le maximum d'énergie (S).

La projectivité du LKr: en rapport avec les problèmes de reconstruction du vertex en mode neutre, nous allons ici traiter brièvement le choix de la disposition projective des cellules dans le calorimètre, qui pointe vers le début de la région fiducielle, ~ 11000 cm en amont du LKr (c'est-à-dire à une distance de ~ 99 m de la cible K_S).

Un schéma simplifié de l'effet est montré en figure 4.18. Les points d'impact des gerbes (X_r) sont calculés comme dans les formules 4.14, comme si les 4 photons de désintégration venaient du point Z_P . Évidemment ceci n'est pas vrai pour tous les photons (les kaons se désintègrent entre $z = 0$ et $z = n_\tau \lambda_S$), et chaque fois que $Z_V - Z_P \neq 0$, il faudrait corriger les points d'impact X_r en fonction de la profondeur du point où l'ionisation est plus intense (S dans la figure) pour bien calculer les $(x, y)_{amas}$ et ensuite Z_V . La distance d à laquelle la gerbe est maximale dépend faiblement de l'énergie du kaon, suivant la formule :

$$d_i = 20.8[cm] + 4.0[cm] \times \log(E_i[GeV]) , \quad i \in N_{gerbes} . \quad (4.39)$$

La correction qui permet de passer des points X_r aux points X_t est calculée en deux étapes :

- le point Z_V est calculé à partir des valeurs des coordonnées des gerbes X_r .
- via Z_V on recalcule les points d'impact en utilisant une formule approchée qui prévoit la mesure d'une distance "moyenne" ($\langle d \rangle$) de la profondeur du point S , basée sur les énergies des photons de l'événement et les positions radiales de chaque amas :

$$X_t^i = X_r^i \left(\frac{Z_V}{Z_P} \right) \frac{Z_P + \langle d \rangle}{Z_V + \langle d \rangle} . \quad (4.40)$$

L'effet de l'incertitude sur $\langle d \rangle$ dans le calcul de Z_V devient de cette façon, après la correction, de l'ordre de quelques millimètres (en fonction de Z_V), mais il aurait été beaucoup plus grand si le LKr avait été construit avec $Z_P = \text{inf}$, c'est-à-dire toutes les cellules parallèles.

4.5.2 L'échelle d'énergie en mode chargé

Pour regarder les effets de l'échelle en énergie en mode chargé on reprend la formule 3.5, qui est utilisée pour calculer l'énergie à partir des impulsions p_1, p_2 (notamment de leur rapport

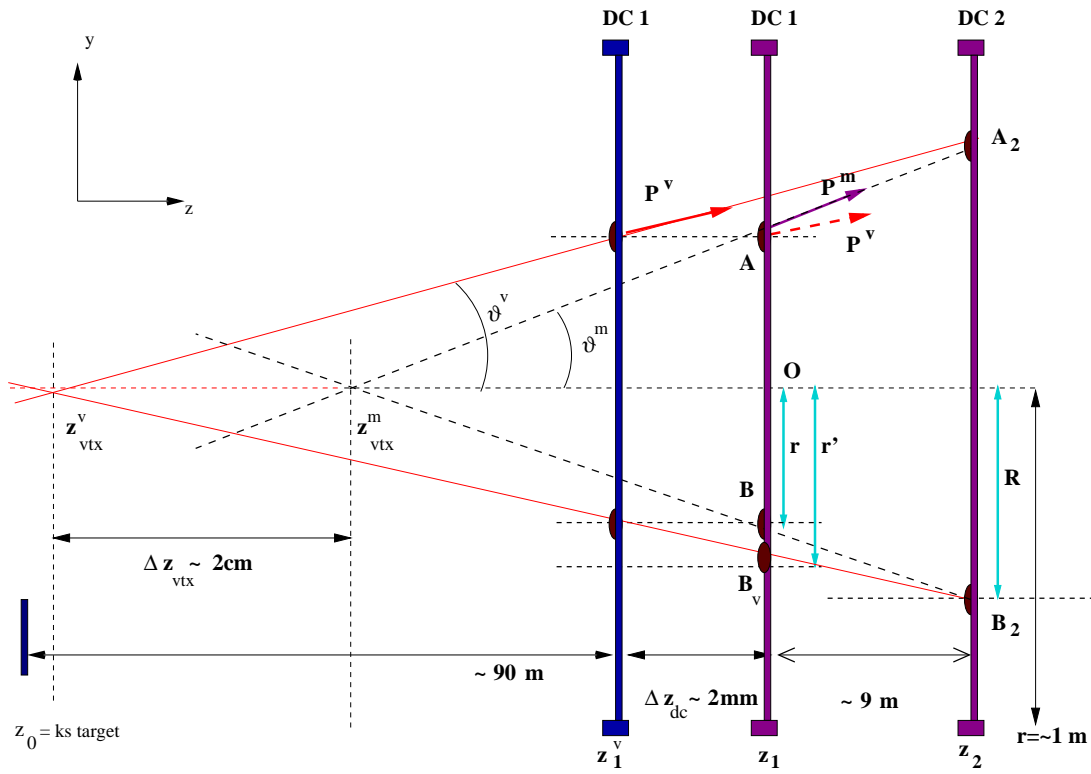


FIG. 4.19 – Une mauvaise connaissance de la position Δz_{dc} relative entre la chambre 1 et 2 implique une reconstruction faussée du vertex de désintégration ($z_{vtx}^v \neq z_{vtx}^m$), de l'impulsion ($P^v \neq P^m$) et de l'angle ($\theta^v \neq \theta^m$). Le même effet s'obtient si on se trompe dans l'échelle transverse d'une chambre relativement à l'autre : dans ce cas, les points p_1, p_2 sont mal mesurés par une quantité Δr .

$\rho = p_1/p_2$) des pions mesurés par le spectromètre, et de l'angle θ entre les traces. Une mauvaise mesure de l'énergie peut donc provenir d'une connaissance imprécise de la géométrie des chambres à dérive, qui rentre directement dans le calcul des impulsions et de θ . Si on reprend la figure 4.3, et déplace la position de la chambre 1 relativement à la chambre 2, on obtient, sur les mesures en question, les effets représentés en figure 4.19.

Le rapport ρ des impulsions permet à la méthode d'être moins sensible aux variations de champs magnétique pendant la prise des données. Une contrainte supplémentaire est appliquée dans l'analyse pour limiter les effets de l'aimant : on corrige par périodes la distribution de la masse invariante $\pi^+\pi^-$ reconstruite (voir formule 4.6), pour qu'elle coïncide avec la masse du K . Cette correction est appliquée à travers un ajustement de l'impulsion transverse.

Nous allons maintenant décrire les conséquences d'une mauvaise connaissance de la géométrie des chambres (1 et 2 en particulier) sur les variables physiques de l'événement.

La figure 4.19 décrit les transformations géométriques suivantes qui changent la valeur de z_{vtx} :

1. modification de l'échelle de distance relative entre chambre 1 et 2, résumée par la formule :

$$(z_2 - z_1) \longrightarrow (1 + \alpha)(z_2 - z_1) = (z_2 - z_1^v) ; \quad (4.41)$$

2. modification de l'échelle transverse de la chambre 1 par rapport à la chambre 2 (et vice versa), c'est-à-dire les points d'impact d'une trace ne sont pas exactement A, B , mais

A^v , B^v , comme si la chambre était plus grande (ou plus petite) que ce que l'on croit :

$$\frac{(z_1 - z_{vtx}^m)}{(z_2 - z_{vtx}^m)} = \frac{r}{R} \rightarrow \frac{(z_1 - z_{vtx}^v)}{(z_2 - z_{vtx}^v)} = \frac{r'}{R} = \frac{r(1 + \alpha)}{R} \quad (4.42)$$

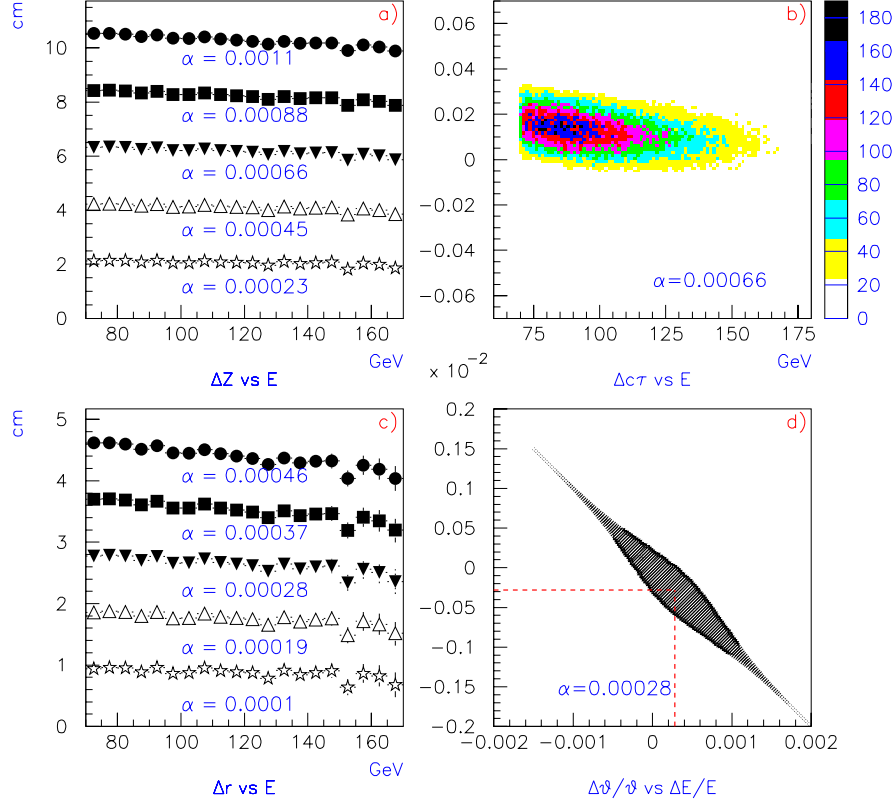


FIG. 4.20 – Les 4 figures représentent des relations entre les quantités vraies et les quantités reconstruites, pour les variables qui sont le plus affectées par l'échelle en énergie. Dans a) et c) on montre le déplacement en z en fonction de l'énergie pour 5 valeurs de α , dans l'hypothèse 1 et 2 respectivement (échelle de distance et échelle transverse). Nous avons choisi ici d'augmenter (a) la distance relative $z_{dc2} - z_{dc1}$ en rapprochant z_{dc1} de la cible K_S , et d'augmenter (c) la taille transverse de la chambre 1 par rapport à la chambre 2. L'histogramme b) confirme la relation 4.48 pour une valeur fixe de α . Le graphe d) montre la relation 4.47 entre l'angle θ et l'énergie E .

En appliquant ces formules, on obtient des variations dans la valeur de z_{vtx} , θ , $c\tau$, qu'on peut facilement calculer, par exemple en utilisant la première transformation ($z_1 \leftrightarrow z_1^v$) on trouve :

$$\frac{z_2 - z_{vtx}^m}{z_2 - z_1} = \frac{R}{R - r} = \frac{z_2 - z_{vtx}^v}{z_2 - z_1^v}, \quad (4.43)$$

qui conduit à la transformation de la coordonnée longitudinale du vrai vertex de désintégration :

$$(z_{vtx}^v - z_{vtx}^m) = -\alpha(z_2 - z_{vtx}^m) \Rightarrow \frac{\Delta z_{vtx}}{z_{vtx}} = -\alpha. \quad (4.44)$$

En ce qui concerne l'angle, nous avons par définition dans la figure :

$$\frac{R}{z_2 - z_{vtx}^m} = \theta^m \longrightarrow \frac{R}{z_2 - z_{vtx}^v} = \theta^v , \quad (4.45)$$

vu que la position des points A , B reste inchangée après transformation. La variation relative de l'angle peut être calculée en utilisant le résultat précédent :

$$(\theta^v - \theta^m) = -\frac{\alpha R}{z_2 - z_{vtx}^v} \Rightarrow \frac{\Delta\theta}{\theta^v} = -\alpha . \quad (4.46)$$

Avec cet angle on peut calculer l'énergie du kaon E^v après transformation, en utilisant la formule 3.5, avec l'hypothèse que le rapport ρ reste inchangé :

$$\frac{E^v - E^m}{E^m} = \left(\frac{1}{\theta^v} - \frac{1}{\theta^m} \right) \cdot \theta^m \implies \frac{\Delta E}{E^m} = -\frac{\Delta\theta}{\theta^v} = \alpha , \quad (4.47)$$

et ensuite le temps de vie, dont on donne l'expression :

$$c(\tau^v - \tau^m) = -\frac{\alpha(z_2 - z_{vtx}^m)m_K}{E \cdot c\tau_S} . \quad (4.48)$$

La transformation dans le cas du changement de l'échelle transverse est tout à fait semblable. La valeur du déplacement du vertex dépend donc toujours de la constante α qui paramétrise l'erreur dans l'échelle géométrique. Nous pouvons voir les valeurs des déplacements en z pour différentes valeurs de α sur la figure 4.20, ainsi que les effets sur l'angle θ et le temps de vie $c\tau$. La figure 4.21 montre la variation relative de l'énergie du kaon pour différentes valeurs de α .

4.5.3 Les méthodes pour fixer l'échelle d'énergie

Étant donnée l'importance de l'échelle en énergie, surtout en mode neutre, nous allons maintenant présenter les méthodes choisies par NA48 dans le but de fixer l'échelle pour les deux modes de désintégration. Dans le faisceau K_S on sait que la distribution en z du vertex de désintégration reconstruit dans l'analyse débute à une position précise déterminée par le détecteur même, et en particulier par les scintillateurs qui signent la présence de produits de désintégration. Donc, si on avait la possibilité de reconstruire le vertex avec une précision infinie, le début de la région fiducielle longitudinale serait comme une marche, à la position des scintillateurs (où du cristal pour les neutres). Si nous appelons cette position z_{AKS} , nous pouvons donc essayer de reconstruire à travers les distributions en z_{vtx} , la position de l'AKS dans les données, et de la comparer à la mesure géométrique vraie du détecteur. La même procédure peut être appliquée aux deux modes de désintégration. La distribution en z_{vtx} pour les événements $K_S \rightarrow \pi^+\pi^-$ est montrée en figure 4.22. La fonction $\psi(z)$ utilisée pour la détermination du paramètre z_{AKS} dans les données, correspond à la convolution de la fonction en marche d'escalier (marqué par l'AKS même) avec la résolution longitudinale des détecteurs qui mesurent le z_{vtx} et l'exponentielle décroissante de la désintégration des K_S :

$$\begin{aligned} x &= \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\frac{(z_{AKS} - z)m_K}{E_K\tau_S} + \frac{\sigma m_K}{E_K\tau_S} \right) \\ \psi(z) &= N \cdot e^{-(z-z_{AKS})\frac{m_K}{E_K\tau_S}} \cdot (1 - erf(x)) + B \end{aligned} \quad (4.49)$$

Les paramètres issus de l'ajustement de $\psi(z)$ représentent :

1. B : la ligne de base de la fonction de désintégration, utilisée pour l'interpolation des $K_S \rightarrow \pi^0\pi^0$ si on ne soustrait pas la contamination des K_L qui ont été étiquetés comme K_S ,

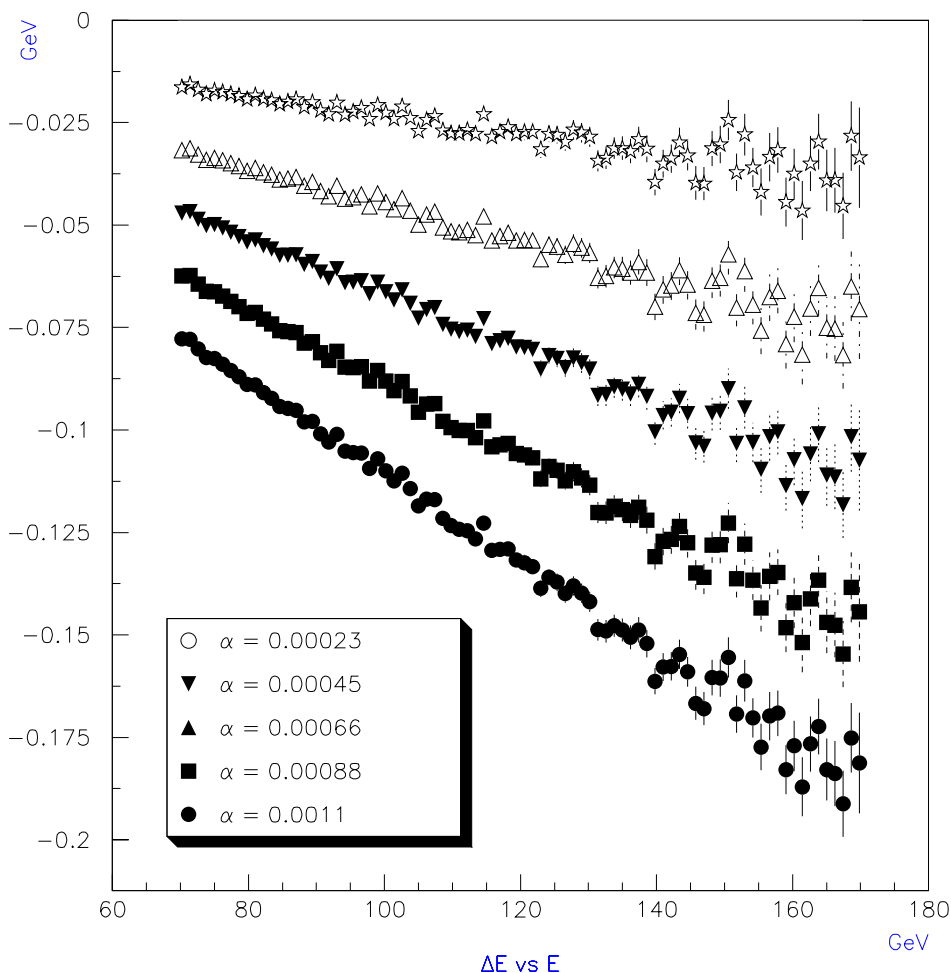


FIG. 4.21 – La figure représente la relation $\Delta E/E = -\alpha$, pour différentes valeurs de α , qui correspondent, comme on peut voir dans la figure 4.20, à des déplacements en z de 2 à 10 cm.

2. N : une constante de normalisation qui dépend du nombre d'événements ,
3. z_{AKS} : la position de l'AKS mesurée dans les données ,
4. σ : la résolution du détecteur utilisé pour reconstruire z ,
5. E_K : l'énergie moyenne des kaons qui figurent dans le graphe .

Le premier paramètre ne rentre pas en jeu quand on essaye de reproduire la distribution des K_S en mode chargé, mais seulement en mode neutre. L'étiquetage des désintégrations neutres nous empêche en effet de séparer précisément K_S et K_L (comme on verra plus tard), ce qui implique une contamination importante des K_L dans la distribution K_S , visible à cause du rapport des temps de vie. On s'attend donc en $K_S \rightarrow \pi^0\pi^0$, à voir une distribution presque plate en z (à cause des effets d'acceptance ceci n'est pas tout à fait exact) se surimposer à la distribution K_S (voir figure 4.23). En ce qui concerne le paramètre σ , dans la formule 4.49 nous traitons seulement la partie gaussienne de la résolution des détecteurs, mais il y a des queues non-gaussiennes qu'il faut aussi prendre en compte : un modèle pour reproduire ce genre de queues est introduit dans le MonteCarlo, de façon à les considérer dans la correction d'acceptance

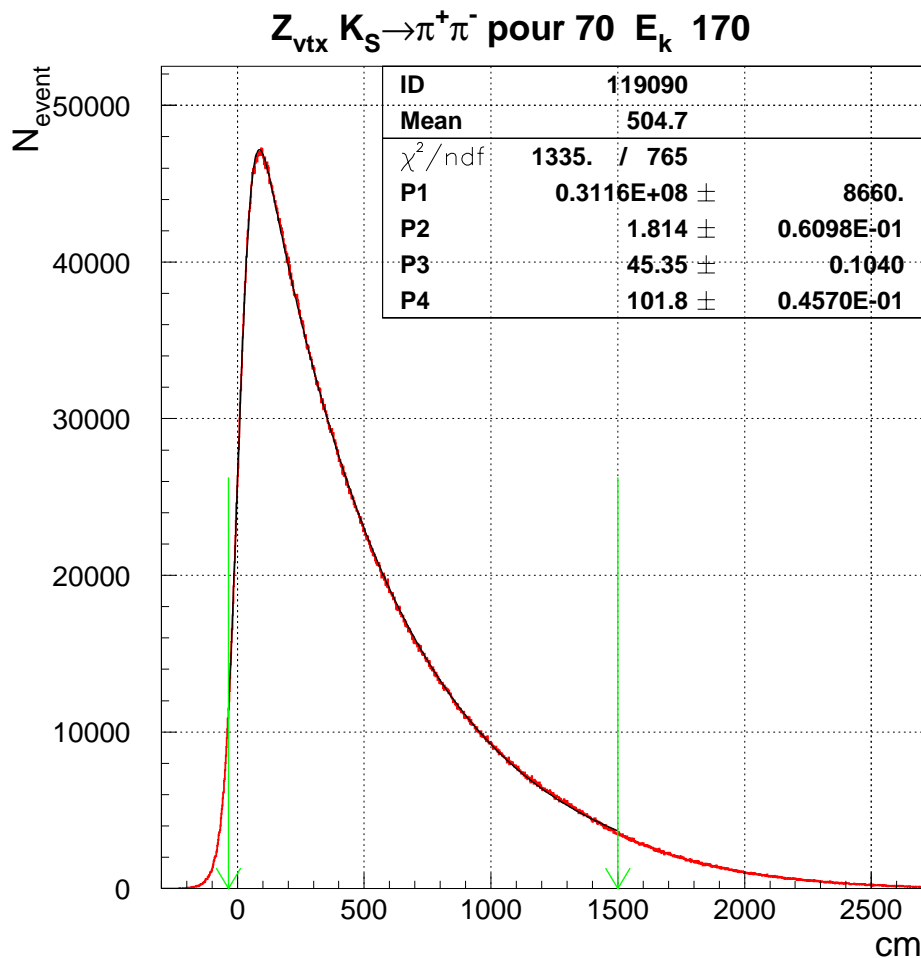


FIG. 4.22 – Distribution en z_{vtx} reconstruit par le spectromètre des désintégrations $K_S \rightarrow \pi^+ \pi^-$. Les paramètres représentent : la normalisation N , la position de l’AKS z_{AKS} , la résolution en énergie des chambres σ , et l’énergie moyenne des kaons E_K . La position du détecteur AKS est à $z = 0$.

qu’on applique aux données. Le modèle permet de bien prédire les distributions par exemple en $c\tau$. L’origine des queues non-gaussiennes est à rechercher dans les interactions hadroniques qui interviennent dans le spectromètre et dans le calorimètre.

Le résultat de l’interpolation avec la fonction 4.49 est étudié en fonction de l’énergie, et des limites en z considérées.

Dans les figures 4.24 et 4.25 on montre la stabilité du résultat de l’interpolation pour différentes valeurs des limites en z , et en intervalles d’énergie de 20 GeV . La valeur centrale devrait être placée à 0, qui est la position géométrique de l’AKS. En mode chargé on trouve un décalage qui peut être expliqué par des variations dans la géométrie, alors qu’en mode neutre on trouve l’AKS à ~ -4.5 cm . Ceci est dû à la sensibilité de l’ajustement aux queues non-gaussiennes de la résolution du calorimètre. Une autre méthode a été utilisée pour tenir en compte de ces queues, consistant à mesurer [49] la valeur moyenne de la distribution en z_{vtx} , dans des intervalles fixes de $c\tau$ pour chaque énergie considérée, et à la comparer au MonteCarlo. L’échelle en énergie neutre utilisée dans l’analyse a été fixée avec cette méthode.

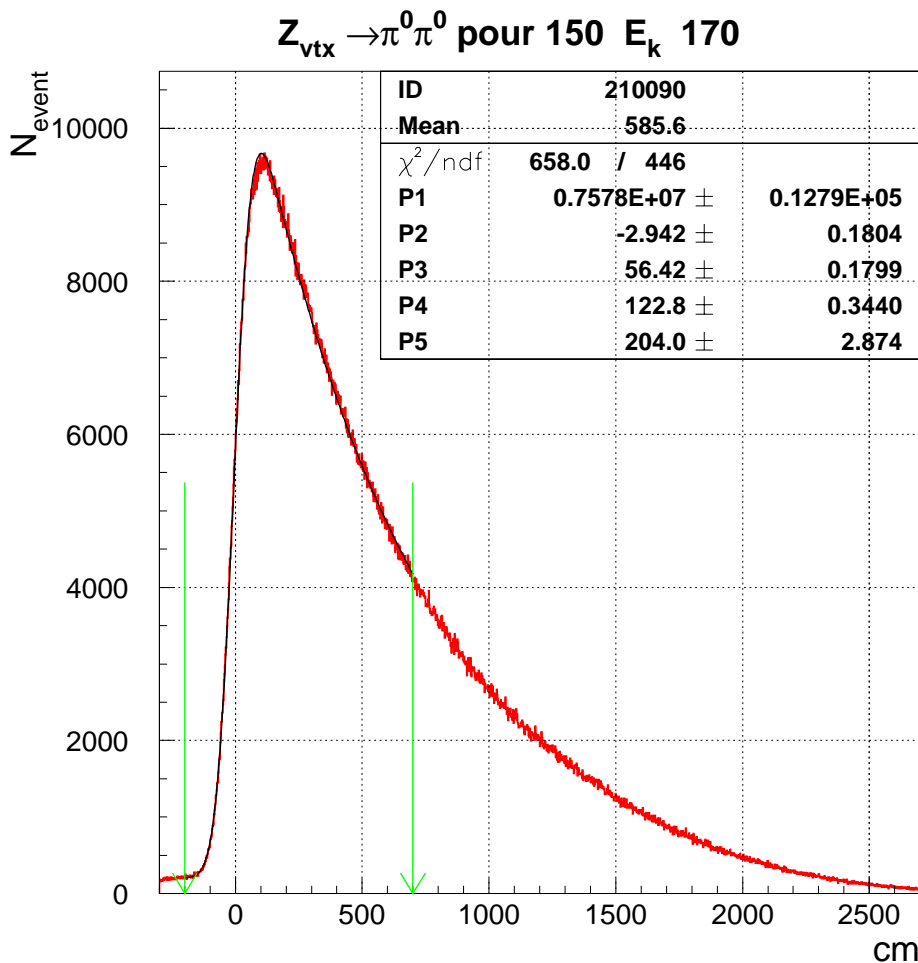


FIG. 4.23 – Distribution en z_{vtx} reconstruit par le calorimètre des désintégrations $K_S \rightarrow \pi^0 \pi^0$; par rapport au mode chargé, les neutres ont besoin d'un paramètre additionnel qui puisse prendre en compte la contamination des K_L dans la distribution K_S .

Pour mieux contraindre l'échelle en énergie, en mode neutre (où l'erreur va être plus importante) une autre méthode a été étudiée, basée sur l'utilisation des désintégrations du méson $\eta \rightarrow 2\gamma, 3\pi^0(6\gamma)$.

4.5.4 La prise des données η

Les mésons neutres η sont produits par l'interaction d'un faisceau de π^- à environ 100 GeV sur deux cibles en polyéthylène, d'épaisseur de 4 cm, situées sur l'axe du faisceau K_L . Les cibles sont placées au début de la région de fiducielle en aval de la cible K_S , la première à 653 cm et la deuxième par contre beaucoup plus en aval à 2115 cm. Ce genre d'appareillage n'est pas compatible avec la prise des données pour $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$, et ne peut pas donc être utilisé de manière parasite permanente. Des périodes ont été dédiées spécifiquement pour la prise des données η , en 1998 et 1999. Les interactions du π^- produisant un grand nombre de η et de π^0 , plusieurs études ont été possibles : les désintégrations en 2γ du η et du π^0 , permettent de fixer l'échelle en énergie du calorimètre avec une méthode indépendante, en dehors des données $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$: en imposant la masse du η ($M_\eta = 0.547 GeV$) et du π^0 comme dans la formule 4.17, on peut reconstruire le

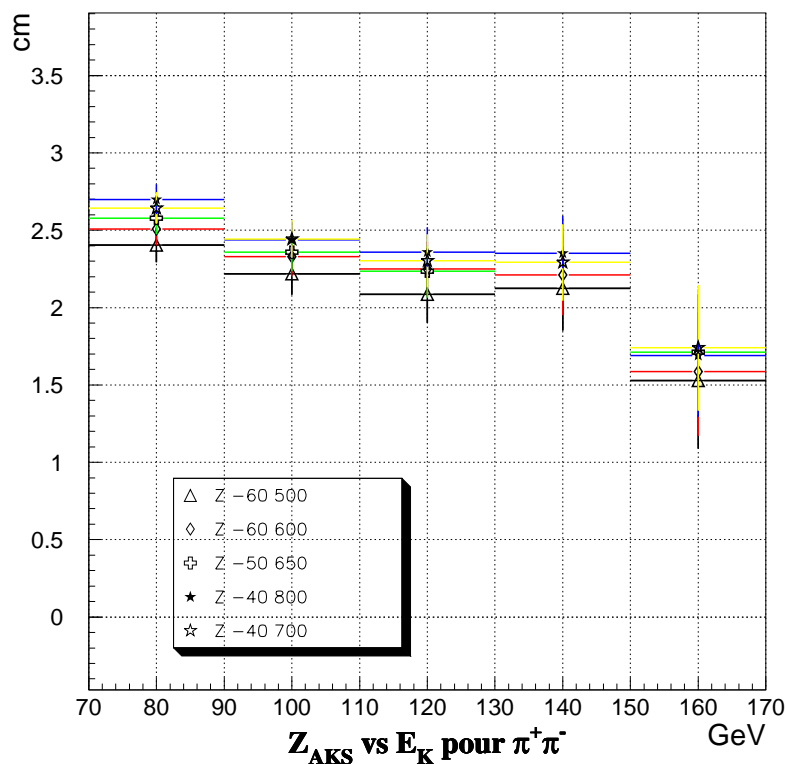


FIG. 4.24 – Résultat de l'interpolation de l'AKS avec les données $K_S \rightarrow \pi^+\pi^-$: chaque intervalle en énergie contient 5 choix des limites de la distribution en z .

vertex de désintégration et comparer sa distribution aux deux positions géométriques connues pour les cibles. Si les deux mesures sont compatibles, alors l'échelle d'énergie est bien réglée, sinon il faudra apporter une nouvelle correction. Au cours de cette étude systématique, l'expérience NA48 a aussi mesuré avec une très bonne précision la masse du méson η .

La mesure de M_η avec les désintégrations $\eta \rightarrow 3\pi^0$: les données 1999 collectées avec les cibles η ont permis d'enregistrer un nombre suffisant de désintégrations η pour mesurer avec une bonne précision la masse du méson η , sans dépendre de l'échelle absolue en énergie du LKr. Pour déterminer la position en z du vertex de la désintégration η , on utilise la contrainte de la masse du π^0 (qui est bien connue), de façon identique à la formule 4.17, c'est-à-dire :

$$z_{\pi^0} = z_{LKr} - z_{vertex} = \frac{\sqrt{E_1 E_2 d_{12}^2}}{m_{\pi^0}}, \quad (4.50)$$

et $\langle z \rangle_{3\pi^0}$ représente la distance moyenne qu'on obtient en itérant le calcul sur les trois mésons π^0 . On peut maintenant se servir de $\langle z \rangle$ pour recalculer M_η à travers la relation :

$$M_\eta = \frac{\sqrt{\sum_{ij} E_i E_j d_{ij}^2}}{\langle z \rangle}, \quad (4.51)$$

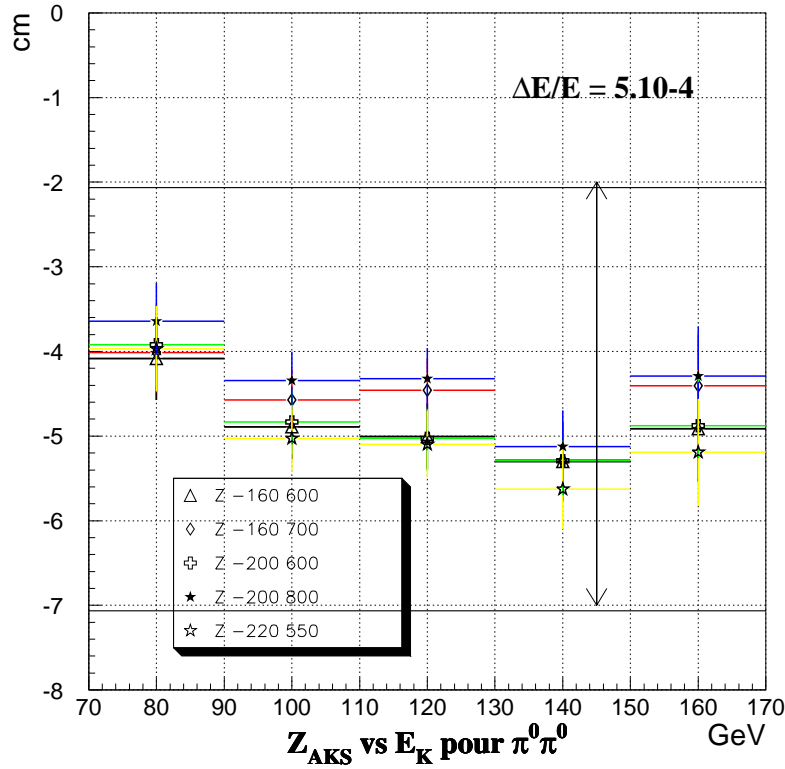


FIG. 4.25 – Résultat de l’interpolation de l’AKS avec les données $K_S \rightarrow \pi^0\pi^0$: chaque intervalle en énergie contient 5 choix des limites de la distribution en z . Dans ce cas, par rapport aux $\pi^+\pi^-$, nous avons soustrait la distribution MonteCarlo des K_S en $\pi^0\pi^0$ reconstruits. De cette manière on s’affranchit des systématiques liées à la reconstruction.

issue de la relation 4.15. Cette méthode a permis une détermination de M_η plus précise que la valeur actuelle reportée dans le PDG 2000 :

$$\text{PDG 2000} \longrightarrow M_\eta = 0.54730 \pm 0.000120 \text{ GeV} \quad (4.52)$$

$$\text{NA48} \longrightarrow M_\eta = 0.54478 \pm 0.000059 \text{ GeV} \quad (4.53)$$

c’est-à-dire qu’une différence de 523 KeV a été mesurée par rapport à la valeur actuelle. De la même manière NA48 a pu mesurer M_K en utilisant les $K_L \rightarrow 3\pi^0$, donc toujours indépendamment de l’échelle absolue du LKr : dans ce cas, la mesure a montré un bon accord avec la masse du kaon du PDG.

En utilisant la masse η mesurée par notre expérience, l’accord mesuré entre la position géométrique des cibles η et la position reconstruite par le LKr est meilleur que 2 cm, correspondant donc à un effet global d’échelle en énergie $\alpha \simeq 2 \times 10^{-4}$.

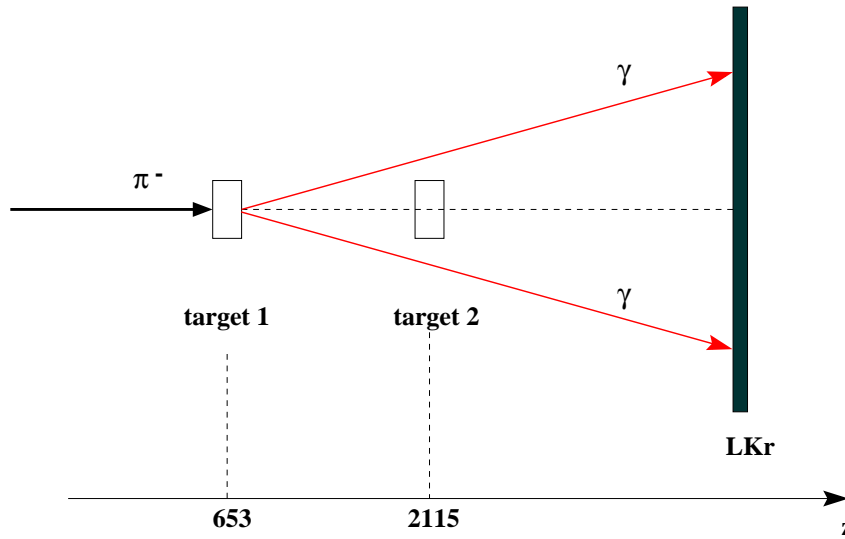


FIG. 4.26 – Schéma de la reconstruction du vertex η à partir des deux photons issus de la désintégration.

4.6 Les sélections communes aux $\pi^+\pi^-$ et aux $\pi^0\pi^0$

4.6.1 Les temps morts

Une partie de l'inefficacité du système d'acquisition et de déclenchement, est due aux temps morts de l'appareillage. Grâce à la simultanéité des faisceaux, les temps morts sont identiques en première approximation entre K_S et K_L , mais ils ne s'appliquent pas de la même manière aux deux modes de désintégration. Pour cette raison, dès qu'un certain appareillage montre du temps mort, l'information est enregistrée par l'électronique de lecture, en unité de 25 ns (bit L1OFF), comme le reste des données. Dans l'analyse hors ligne, cela permet de rendre tous les systèmes aveugles en même temps : l'importance d'une telle procédure est encore une fois justifiée par la méthode de mesure du double rapport, qui permet la compensation des effets de temps mort s'ils sont complètement symétriques en mode neutre et en mode chargé.

Le temps mort dans le déclencheur neutre est pratiquement nul, en vertu du fait qu'il a été conçu pour enregistrer et traiter l'information du calorimètre chaque 25 ns, de façon synchrone. Par contre le système de déclenchement en mode chargé, qui est asynchrone par rapport à l'horloge de l'expérience, est affecté d'un temps mort qui dépend du taux de coups dans les chambres à dérive, et de la capacité de traitement de la part de l'électronique : en 1998 ce temps mort s'élève à $\sim 3\%$ des événements chargés, alors qu'en 1999 il est réduit à moins que 1%. Nous parlerons en détail de ce temps mort dans le chapitre dédié à la mesure d'efficacité du L2C.

4.6.2 Les “overflows”

Le système d'enregistrement des coups des chambres par des TDC est aussi affecté par un temps mort, causé par l'incapacité de la part du système de lecture de traiter l'information venant des chambres. Les mémoires dont le système en question a été équipé lors de sa construction se sont révélées insuffisantes en cas de taux de coups élevé, ce qui est le cas pour des gerbes qui produisent par exemple beaucoup de traces dans le spectromètre. Dans ce cas, les mémoires se remplissent et il faut attendre la fin du mécanisme de purge qui les vide avant de pouvoir enregistrer les coups suivants. Ce temps d'attente cause la perte d'un certain nombre d'événements en mode chargé, mais encore une fois, l'information d'une telle condition d'erreur est enregistrée

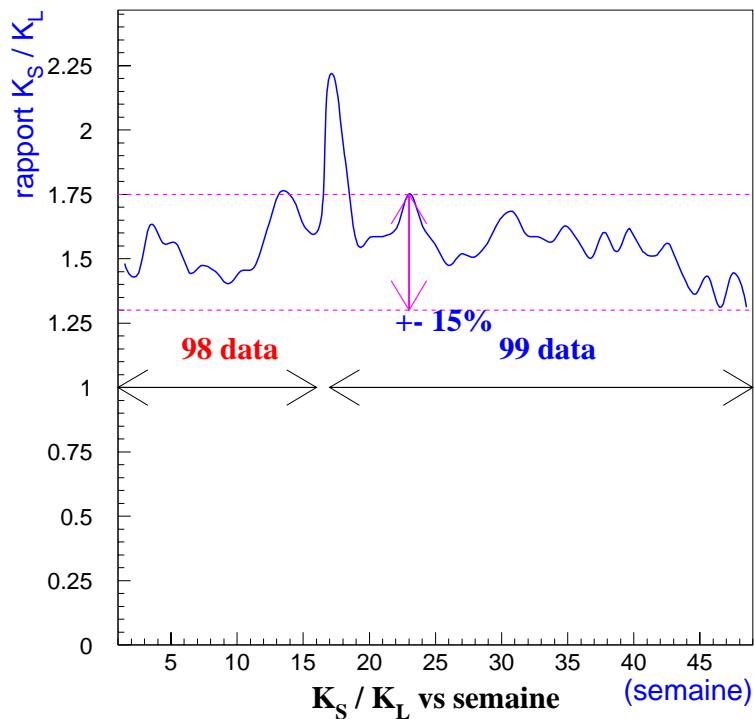


FIG. 4.27 – Le rapport K_S/K_L en fonction de la semaine de la prise des données. Les lignes horizontales représentent une différence de 15% par rapport à la valeur moyenne de ~ 1.5 .

et permet l'application d'une coupure aux lots neutres et aux chargés avec la même méthode, pour garder les deux modes les plus symétriques possible. La quantité d'événements qu'on perd à cause de ce temps mort additionnel est de $\sim 24\%$ en 1998, et $\sim 20\%$ en 1999.

4.6.3 Contrôle de la qualité des données

Pour garantir un bon fonctionnement de l'appareillage, l'analyse officielle applique une coupure sur les "mauvais" déversements, où les critères en question ont été déterminés sur la base de variables qui représentent la qualité des différents systèmes: tagger, déclenchements en mode neutre et chargé, système des lectures des chambres et du calorimètre, fonctionnement de l'électronique de tous les systèmes impliqués. Une analyse des périodes de données est aussi utilisée pour établir la qualité des lots, basée sur des critères statistiques comme le nombre d'événements par déversement, la multiplicité des coups dans les chambres et dans le tagger, et autres.

4.7 Les conditions d'intensité des faisceaux

Pendant les années 98 et 99, NA48 a enregistré ~ 18000 déclenchements par déversement, dont ~ 5000 pour chacun des deux modes d'intérêt pour l'analyse $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$: $\pi^+\pi^-$ et $\pi^0\pi^0$. De plus, environ 5000 événements correspondant à des critères de sélection très lâches (CT, c'est-à-dire *Control Triggers*) sont enregistrés dans chaque déversement pour permettre des contrôles d'efficacités des déclenchements principaux avec des échantillons moins biaisés. Leur utilisation

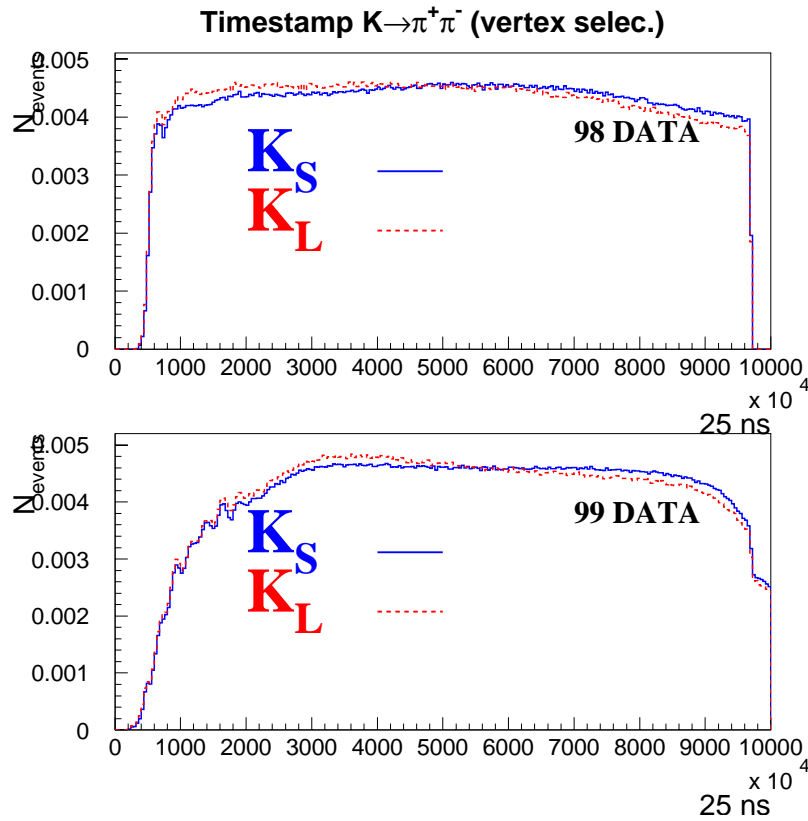


FIG. 4.28 – Distribution de l'étiquette temporelle "timestamp" des événements chargés étiquetés par vertex, dans les deux années. Toutes les distributions sont normalisées à l'intégrale du nombre d'entrées. La variable est exprimée en unité de 25 ns. L'axe x donc part du début du déversement pour terminer à la fin, 2.5 s plus tard.

pour la détermination de l'efficacité du déclenchement chargé sera décrite en détail au chapitre suivant. On trouve un sommaire des déclenchements principaux dans le tableau 4.4.

Puisqu'un événement reçoit une étiquette temporelle, nous pouvons voir comment les bons événements se distribuent le long du déversement pour estimer l'activité instantanée dans le détecteur, et donc les intensités des faisceaux. La figure 4.27 illustre le rapport K_S/K_L pour de bons événements chargés, étiquetés par le vertex. Comme on peut voir, la prise des données a été relativement stable pendant toute la période 98 et 99. Les neutres montrent bien sûr le même profil. Pour prendre en compte ces variations, l'analyse pour la mesure du double rapport introduit un autre facteur de pondération, cette fois des K_S , qui sont multipliés par un poids dépendant de la semaine de prise de données.

La même stabilité peut être observée dans les distributions des bons événements le long du déversement. Nous avons encore une fois montré, dans la figure 4.28 les distributions pour 1998 et 1999, pour des $\pi^+\pi^-$ identifiés par vertex. La variable utilisée représente le temps qui s'est écoulé depuis le début du déversement, en unité de 25 ns. Si on avait utilisé une sélection non liée aux bons événements, on aurait eu une forme un peu différente pour la distribution du *timestamp*, avec une importante augmentation en début de déversement (< 150 ms), comme on s'attend à cause des protons à haute intensité qui génèrent une activité secondaire très importante.

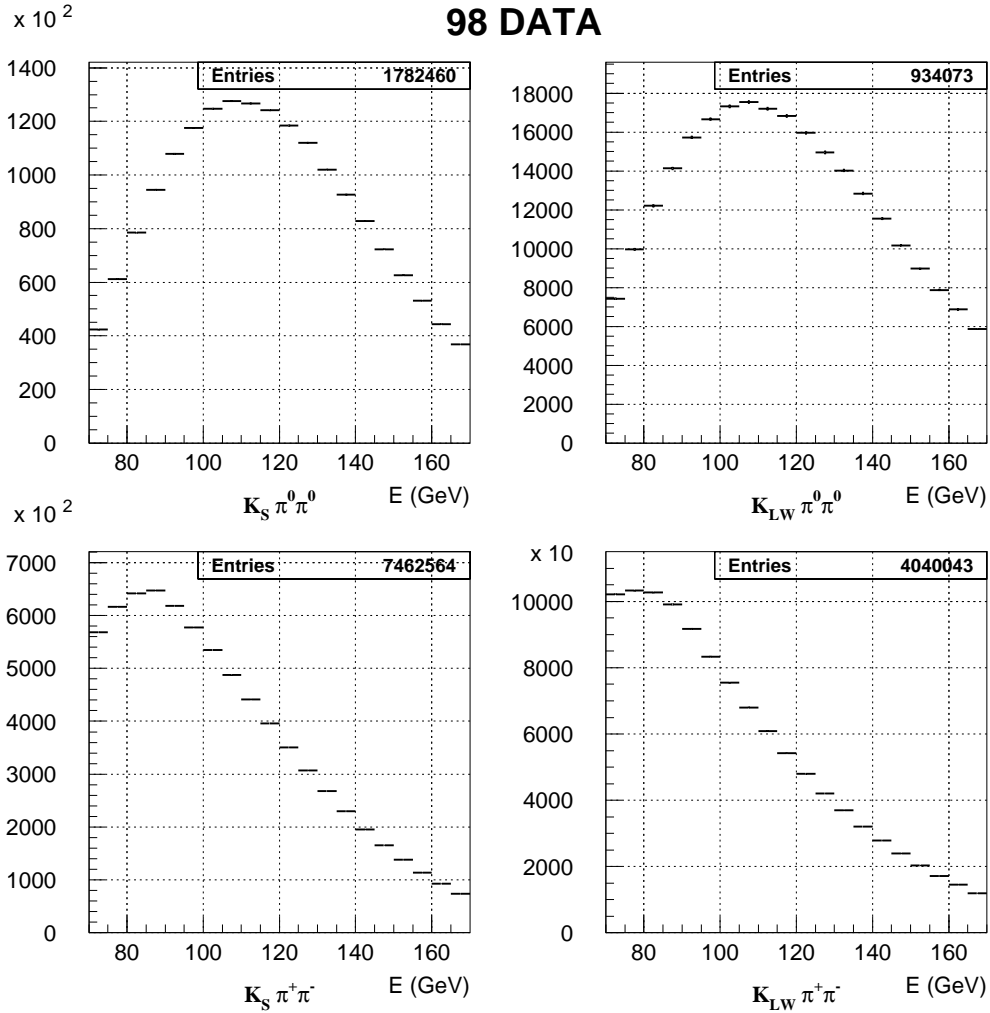


FIG. 4.29 – Distributions en énergie des événements collectés dans la prise des données 98, par intervalles de 5 GeV entre 70 GeV et 170 GeV, pour les quatre modes sans correction d’acceptance. Le nombre d’entrées indique la statistique totale de chaque mode.

4.8 Conclusions

Nous terminons ce chapitre avec les nombres d’événements après toutes les sélections, dans les deux années 98 et 99. Les figures 4.29 et 4.30 montrent les spectres en énergie des événements des quatre modes. La figure 4.31 représente la distribution du nombre d’événements recueillis dans les quatre modes en fonction du numéro de “run²”; elle souligne qu’en 1999 la prise des données a été beaucoup plus efficace.

2. Période de prise de données comprise entre deux arrêts du système d’acquisition; les run ont un nombre variable de déversements et durent au maximum 8 heures.

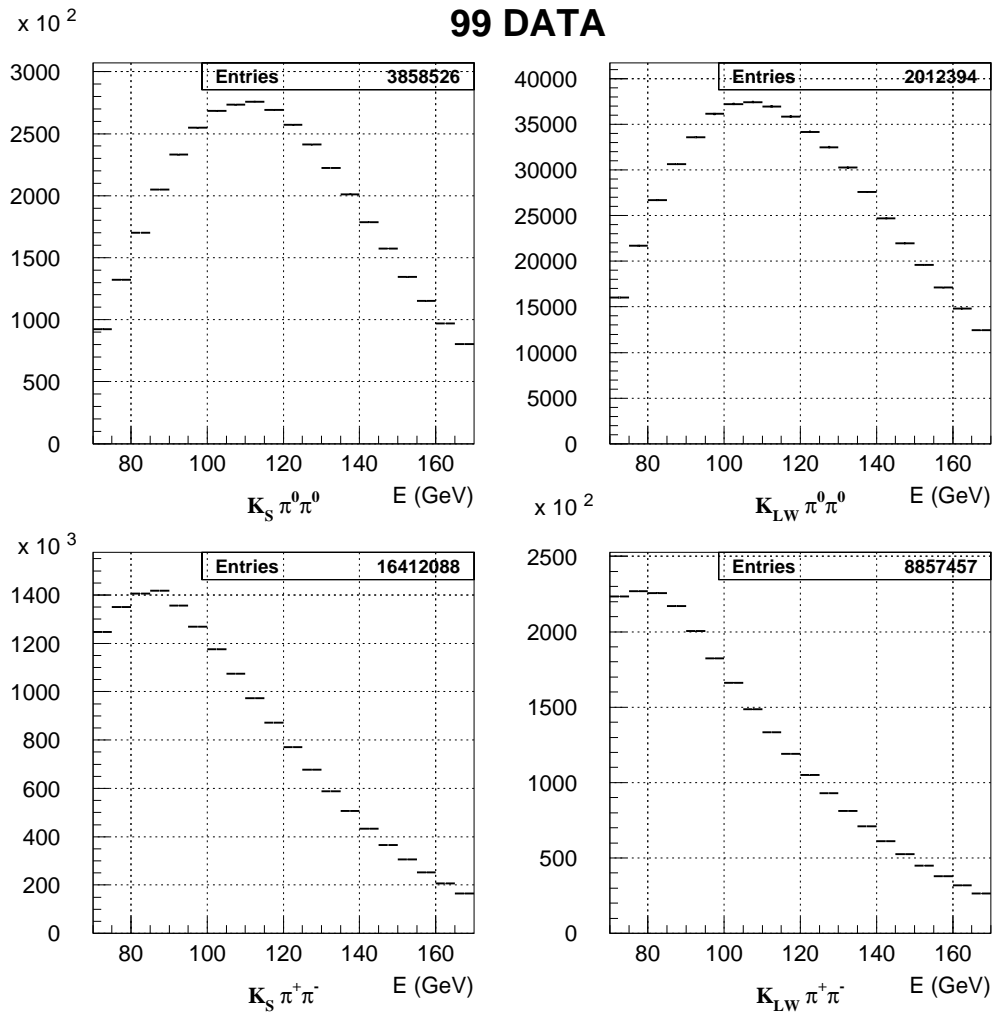


FIG. 4.30 – Distributions en énergie des événements collectés dans la prise de données 99, par intervalles de 5 GeV entre 70 GeV et 170 GeV, pour les quatre modes sans correction d'acceptance. Le nombre d'entrées indique la statistique totale de chaque mode.

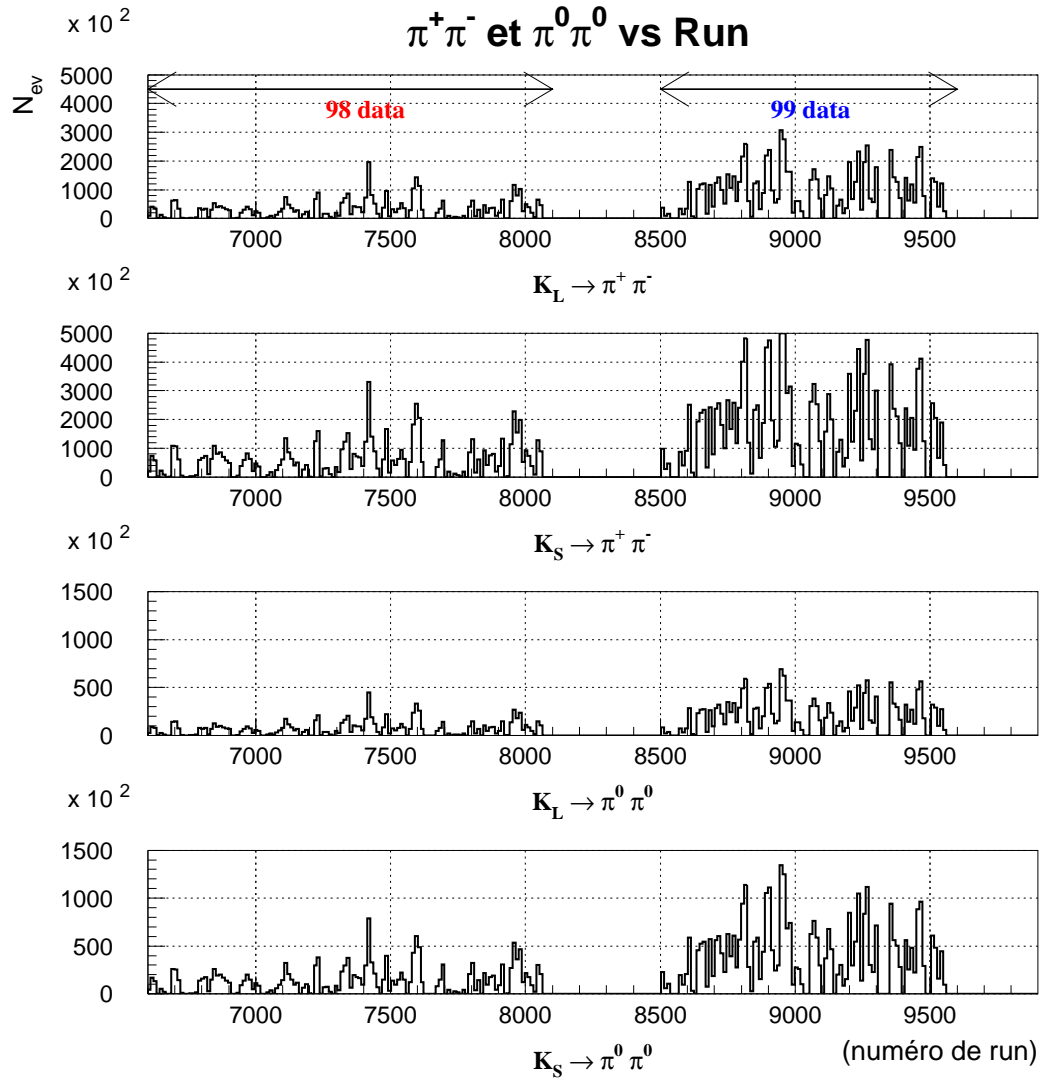


FIG. 4.31 – Distribution des événements en fonction du numéro de run.

Code	type de déclenchement	taux de comptage
$Q_X \cdot E_{tot} \cdot Dchm \cdot MBOX$	$\pi^+\pi^-$	5000
$(E_{tot} \cdot Dchm)/60$	CT pour MBOX et $Q_X[L1\pi\pi]$	4500
$(Q_X)/1000$	CT pour E_{tot} et $Dchm$	800
L2N	$\pi^0\pi^0$	5000
T0N/100	CT pour L2N	900
L2N min bias/2000	CT pour L2N	200
K_S random	études intensité et accidentels	10
K_L random	études intensité et accidentels	10

TAB. 4.4 – Code et type de déclenchement utiles pour l'analyse $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$, avec un taux de comptage indicatif par déversement (~ 2.5 s) pour la période 1998 et 1999. Les facteurs d'échantillonnage des déclenchements de contrôle (2000, 80, ...) sont choisis en fonction des études d'efficacité qui déterminent la taille du lot nécessaire pour atteindre une incertitude raisonnable sur la correction d'inefficacité à R .

Chapitre 5

Les inefficacités dans le système de déclenchement en mode chargé

Dans ce chapitre nous allons traiter les problèmes qui affectent la détection des $\pi^+\pi^-$, c'est-à-dire :

- le temps mort du déclenchement chargé,
- les saturations du système de lecture des chambres, que nous appellerons *overflows*,
- les inefficacités des différentes composantes du système de déclenchement (L2C ou Mass-Box, Q_X , E_{tot} , $Dchm$),
- l'inefficacité des chambres à dérive.

Une partie des ces effets est symétrisée en forçant le même effet en mode neutre, ce qui permet des simplifications au premier ordre dans la mesure du double rapport R . Pour ce qui concerne les inefficacités du déclenchement, elles sont en principe identiques entre K_S et K_L , et donc s'éliminent dans le simple rapport chargé; on peut dire la même chose pour les inefficacités des fils des chambres. Il faut de toute manière vérifier cette hypothèse, et étudier les différences possibles qu'on peut introduire à cause d'une sélection biaisée. Une compréhension des diverses sources d'inefficacité peut aider à limiter ces différences, et donc à bien estimer l'incertitude associée à la correction au double rapport R .

Dans ce chapitre nous donnons les valeurs d'efficacité de toutes les composantes en jeu, et aussi la correction à appliquer sur le double rapport en intervalles d'énergie, si nécessaire.

5.1 Le temps mort du système de déclenchement en mode chargé

Lors de la description globale de l'expérience NA48, nous avons déjà montré en figure 3.19 un schéma du fonctionnement du déclencheur; ici nous ferons référence à la même image pour décrire les points faibles du système, à partir des coïncidences effectuées par le superviseur de niveau 1 (L1TS) de l'expérience..

Les requêtes du niveau 1 sont envoyées à une carte de gestion de l'électronique de lecture des chambres, dite MSC¹. La MSC distribue à toutes les mémoires circulaires un ordre d'extraction des données dans 2 circonstances :

- requête de niveau 2 (L2TS) devant mener à l'enregistrement définitif d'un événement (qu'il soit neutre ou chargé);

1. Master Service Card

- requête de niveau 1 (L1TS) pour l'évaluation de l'événement en question par la MassBox.

Pour gérer les demandes du L1TS, la MSC dispose d'une FIFO à profondeur limitée, et dotée de jauges programmables (niveau *rouge* fixé à 8 requêtes de L1TS) pour arrêter le L1TS en cas de dépassement de cette limite. Le signal de dépassement des capacités transite par la carte de gestion du déclenchement de niveau 2 (MISC²) avant d'être envoyé au superviseur L1TS, où cette condition d'arrêt temporaire est aussi sauvegardée (en unité de 25 ns) dans des mémoires PU³ enregistrées pour chaque événement.

Il faut préciser ici que le protocole adopté dans la carte de gestion MSC est tel que la condition de déclenchement de deuxième niveau (L2TS) est toujours prioritaire par rapport à celle d'un niveau 1 (L1TS). Les taux typiques de déclenchement issus du L2TS sont de l'ordre de 6 kHz au total, et la lecture dure $25\mu s$, ce qui engendre un taux d'occupation de 15%. Le taux de L1TS quant-à lui est de 100 kHz, et l'extraction des données en parallèle dure au maximum $3.5\mu s$. Cette extraction n'utilisant pas le protocole classique "*busy-acknowledge*" entre la MSC et les mémoires circulaires, une latence fixe est allouée à l'extraction de niveau 1. Cette latence a été prudemment fixée à $6\mu s$ en 1997 et 1998, engendrant un taux d'occupation du système de lecture de 60%. Les deux extractions interfèrent donc de façon conséquente, ce qui constitue une des limitations du système de lecture des chambres du spectromètre. Il s'ensuit deux effets importants pour le système de déclenchement du mode chargé :

- le temps de calcul alloué au L2C est diminué du temps d'attente de la requête. La limite de 8 requêtes dans cette queue avec une latence de $6\mu s$ peut amputer de $48\mu s$ le temps de traitement, alors que la limite budgétaire est de $102.4\mu s$. De ce fait la réponse du L2C peut arriver hors temps, ce qui se traduira par une inefficacité de déclenchement ;
- lorsque la queue de la FIFO de requêtes du L1TS atteint la valeur 8, la coïncidence du L1TS doit être désactivée, ce qui engendre du temps mort en mode chargé et par suite à toute l'expérience.

Il est clair que plus cette latence est importante, plus grand est le temps mort du système. Nous avons procédé à une optimisation de cette latence au début de la prise de données de 1999, résumée dans la figure 5.1, qui aboutit au choix d'une latence de $4\mu s$ et a permis de diminuer le temps mort d'un facteur 5. On observe deux effets sur la figure 5.1 :

- pour des longs temps de latence, le système de lecture augmente le temps mort du déclencheur. Pour le diminuer il faudrait augmenter la valeur maximale assignée à la queue des requêtes L1TS, au risque d'engendrer une inefficacité du L2C ;
- pour les temps de latence très courts ($< 3.5\mu s$), le système n'est pas capable de lire les événements : les données envoyées à la MassBox sont totalement corrompues, et le temps mort atteint rapidement 100% par blocage du système L2C.

Deux autres sources de temps mort existent dans le système, elles aussi liées aux queues des FIFO de réception des données dans le L2C. Les données issues des mémoires circulaires des chambres transitent par les FIFO d'entrée des cartes *A&B* de la MassBox, comme décrit au chapitre 3. Des jauges signalent l'encombrement éventuel de ces FIFOs en envoyant un signal d'alerte à la carte de gestion MISC. En fait, le traitement purement *hardware* qui a lieu dans les cartes *A&B* est si rapide que jamais une telle condition d'alerte n'a été observée.

Après les cartes *A&B*, les coordonnées sont envoyées dans les FIFO d'entrée du EBD⁴, où

2. MassBox Interface Service Card
 3. Pattern Units, voir chapitre 3
 4. Event Builder and Dispatcher, chapitre 3

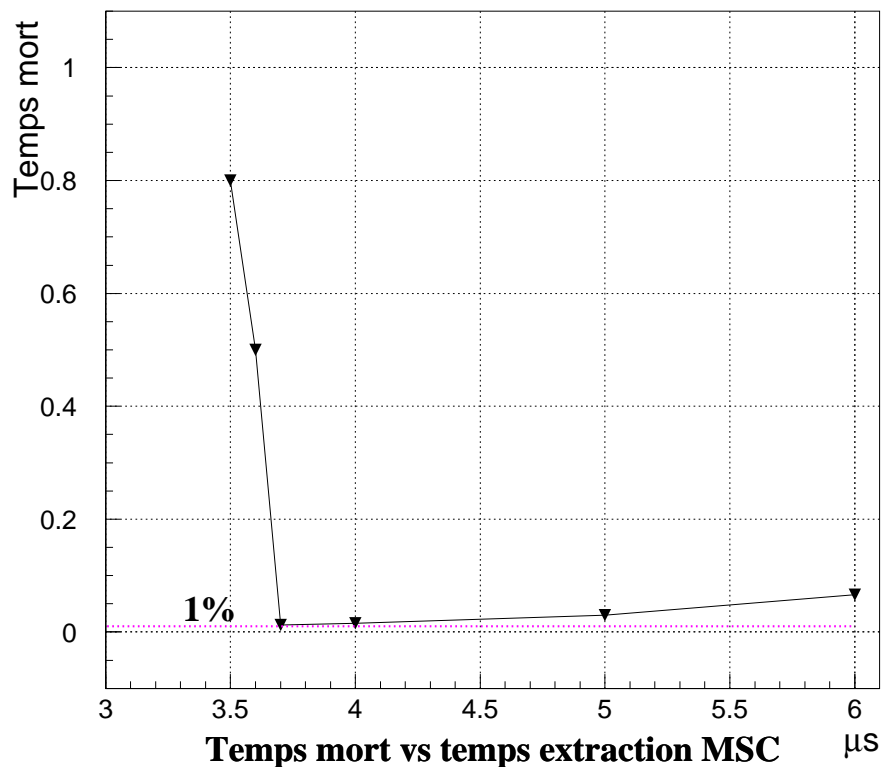


FIG. 5.1 – Ce graphe montre, en fonction du paramètre de latence de la MSC, le pourcentage de temps mort mesuré en ligne comme rapport entre le nombre de coïncidences $L1TS$ et le nombre d'entrée de la *MassBox*, durant l'optimisation de début 1999 (à $N_{L1TS} = 250000$ fixé). En l'absence de temps mort, ces deux nombres sont identiques.

un signal d'alerte fonctionne de manière analogue. La queue en entrée s'allonge lorsque le taux de réception excède de taux de consommation par la ferme de processeurs d'événements. En 1998, moins de 1 % des événements transitaient plus de $45\mu\text{s}$ dans les processeurs d'événements. En considérant que la ferme comportait 8 cartes, le temps de transit d'un événement vu en entrée de l'EBD était donc inférieur à $6\mu\text{s}$. Ce temps est inférieur à la latence fixe du système de lecture des chambres, et donc peu générateur de temps mort.

Dans la *MISC* on produit le *OU* logique des trois signaux de jauge, qui est envoyé comme signal $L1OFF$ au $L1TS$. Si $L1OFF$ est à 1, le $L1TS$ agit en conséquence en stoppant l'envoi de requêtes jusqu'au prochain passage de $L1OFF$ à 0. L'usage de niveaux de jauge programmables permet évidemment de minimiser les temps morts.

Dans l'analyse on peut mesurer le temps mort des systèmes chargé et neutre, en regardant le bit enregistré $L1OFF$ dans les PU, pour les événements de contrôle (CT) des systèmes *MassBox* et NT (déclencheur neutre) que nous avons évoqués à la fin du chapitre précédent (CT). En particulier, la mesure du temps mort dans le système de déclenchement chargé peut utiliser trois types de déclenchements :

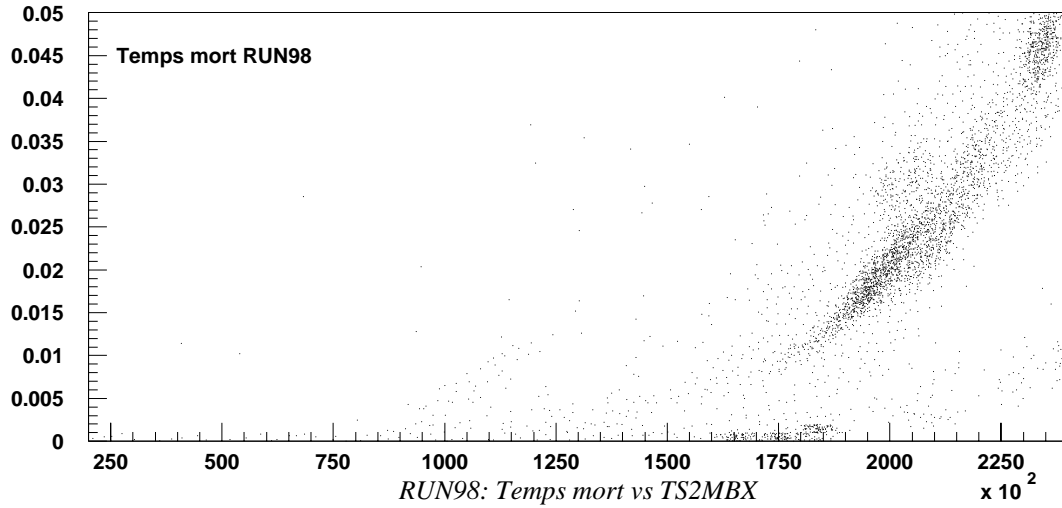


FIG. 5.2 – *Pourcentage de temps mort du système de déclenchement chargé en fonction du nombre d'événements à la sortie du LITS et à l'entrée de la MassBox. Les données 1998 montrent une claire corrélation avec l'intensité.*

- les événements de contrôle (voir le tableau 4.4 pour la définition), qui sont enregistrés indépendamment de la MassBox;
- les événements neutres reconstruits, qui sont sûrement decorrélés de la réponse de la MassBox;
- les randoms K_S ou K_L , dont la structure temporelle représente l'intensité instantannée durant le déversement.

Pour avoir une mesure du temps mort en fonction de l'intensité du faisceau, on peut aussi regarder la dépendance du temps mort du déclencheur chargé dans chaque déversement relativement au nombre de signaux Q_X de l'hodoscope chargé, ou du nombre de coïncidences de niveau 1 envoyées à la MassBox (voir figure 5.2). Le nombre total de signaux Q_X et de niveau 1 par déversement est enregistré parmi les statistiques de fin de déversement.

En 1998 on voit une forte dépendance du temps mort avec l'intensité du faisceau, mesuré ici par le nombre de coïncidences LITS. Si on regarde la figure 5.3 qui montre la pourcentage de temps mort en fonction du numéro de *run*, on voit une nette différence entre l'année 98 et l'année 99. La fraction de temps mort est mesurée par rapport au bons événements $\pi^0\pi^0$, en faisceau K_S et K_L . On remarquera que la période 1998 est affectée par des variations de $\sim 1\%$ dans le temps mort, qui suivent l'intensité du faisceau de proton. Pendant 1999 par contre, le temps mort du système chargé est assez stable (à part le pic au début) et en moyenne inférieur à 1%, ceci grâce à l'optimisation du temps de latence pour l'extraction des données des RINGS par la MSC qui passe à $4\mu s$. L'amélioration de la ferme des processeurs d'événements EW de la MassBox, dont les processeurs PPC passent de 200 MHz à des 300 MHz, résulte dans le fait que maintenant moins de 1 % des événements transitent en plus de $30\mu s$, soit moins de $4\mu s$ par événement en entrée de l'EBD.

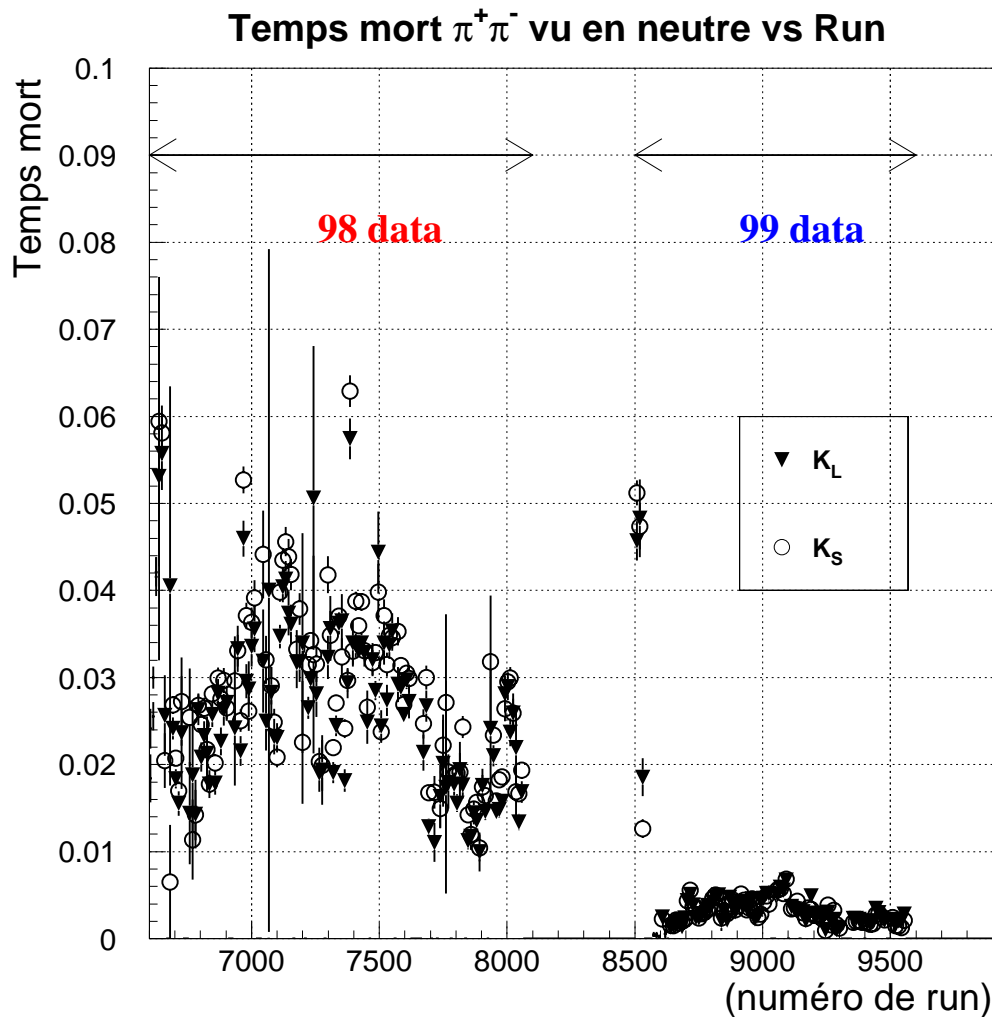


FIG. 5.3 – La figure montre le pourcentage de temps mort du système chargé en fonction du numéro de run. Chaque intervalle en x est une moyenne sur plusieurs runs.

5.2 Les temps mort du système d’acquisition des chambres : les *overflows*

Le dépassement des capacités du système de lecture de chambre, qu’on appelle condition d’*overflow*, produit le temps mort le plus important de l’expérience, qui atteint $\sim 20\%$ des événements neutres.

Le mécanisme qui génère les *overflows* est lié à la profondeur de la mémoire des TDC des chambres : une carte TDC abrite 16 *chips* TDC, chacun assigné à la lecture de 16 fils adjacents, et enregistre l’histoire temporelle d’un plan de la chambre. Un *coup* dans une chambre désigne un signal électrique sur un fil, supérieur au seuil de détection des préamplificateurs et donnant lieu à une conversion dans un TDC ; sur un même fil, deux coups sont séparés d’au moins 100 *ns*.

La multiplicité des coups de chaque plan se produisant dans les dernières 100 *ns* est calculée par chaque carte TDC. Lorsque sa valeur dépasse un seuil d’alerte, un signal de “*purge*” des données résidant dans la FIFO interne du TDC est initialisé, la purge elle-même ayant lieu 300*ns* après la survenue du signal d’alerte. Le seuil d’alerte est programmable, et pour des

raisons d'optimisation et de sécurité on considère 8 coups comme la limite réelle du système.

Pour les événements $\pi^+\pi^-$ idéaux, c'est-à-dire sans activité accidentelle, la multiplicité est de deux coups par plan. Dans la réalité, et en particulier dans certaines conditions d'intensité, cela n'est plus vrai et une condition de dépassement (≥ 8 coups) se produit dans un ou plusieurs plans. Pour rétablir la fonctionnalité du système, les TDC concernés effectuent le mécanisme de purge que l'on peut assimiler à une mise à zéro de leurs mémoires (*reset*).

Cette condition est appelée *overflow* et elle est enregistrée dans les données des chambres, pour témoigner que le système de lecture était en train de fonctionner hors des limites, et que certains coups ont peut-être été perdus à cause du *reset* des mémoires.

Les coups qui contiennent la condition *overflow* sont aussi associés à un temps enregistré en unités de 25 ns ; on peut donc mettre en relation un *overflow* et un événement, et étudier les variations dans l'efficacité de déclenchement à la suite d'un *overflow*.

Le système de déclenchement en mode chargé est sensible à la présence d'un *overflow*, puisqu'il se traduit par une perte d'information complète dans le plan considéré, qui peut affecter la reconstruction en ligne de l'événement dans la MassBox. Le programme de reconstruction hors ligne est en principe moins sensible à cette perte d'information à cause de la grande redondance des plans de chambres. De ce fait, la présence d'*overflow* conduit à une importante inefficacité additionnelle pour les $\pi^+\pi^-$, que l'on ne pourra pas entièrement quantifier avec les événements des déclencheurs de contrôle du mode chargé. Comme la chambre 3 n'entre pas en jeu dans l'algorithme de la MassBox, nous ne considérons pas cette chambre pour la coupure sur les *overflows* qui sera présentée dans la suite.

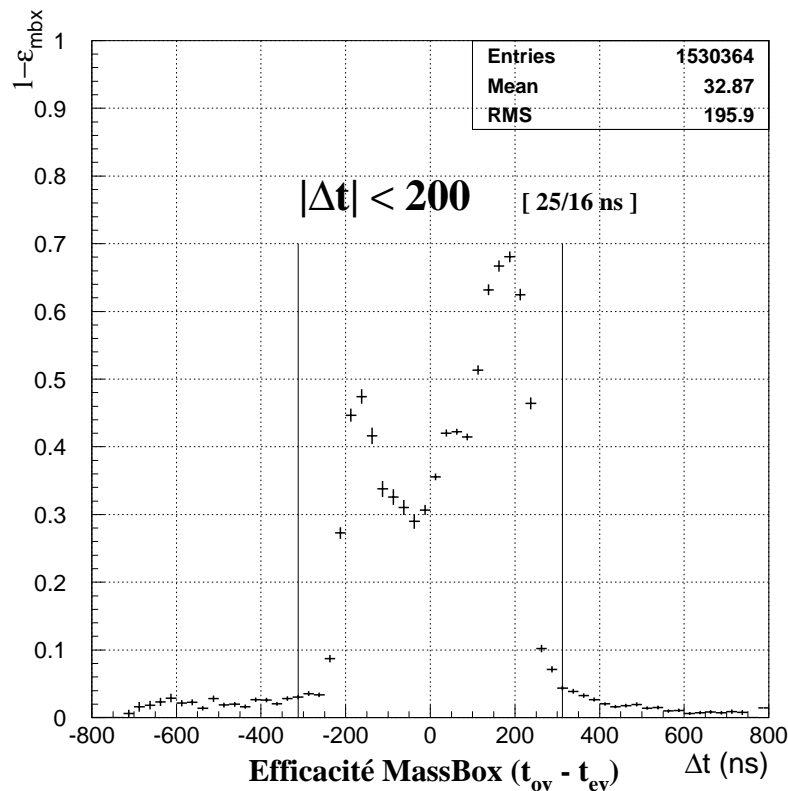


FIG. 5.4 – Inefficacité du déclencheur en mode chargé (MassBox) mesurée en fonction de la différence $t_{ev} - t_{ovfl}$, où nous avons considéré pour t_{ovfl} le temps de l'overflow le plus proche à l'événement.

Au niveau de l'analyse, l'étude du comportement du déclencheur pour les $\pi^+\pi^-$ est essentielle pour déterminer une coupure sur les événements ayant un *overflow* à proximité. Cette coupure peut être appliquée de façon symétrique aux $\pi^0\pi^0$ (même si le système neutre n'est presque pas touché par la perte d'information), encore une fois pour effacer cet effet au premier ordre dans R . On préfère donc considérer les *overflows* comme un temps mort plutôt que dans la correction d'efficacité du déclencheur, parce que l'incertitude qui lui est associée est croissante avec l'inefficacité.

Coupure sur les *overflows* : la coupure qui été choisie dans l'analyse est basée donc sur la dépendance de l'efficacité du déclencheur en mode chargé par rapport au temps de l'*overflow* le plus proche, illustrée en figure 5.4, où la normalisation est faite sur des bons événements $\pi^+\pi^-$ appartenant au lot de contrôle (qui ne contient pas la condition MassBox $\pi^+\pi^-$).

On voit dans le graphe que pour les événements $\pi^+\pi^-$ ayant un *overflow* proche en temps ($|t_{ov} - t_{ev}| \simeq 0$), l'inefficacité peut atteindre jusqu'à $\sim 50\%$. Cette figure est de toute manière très biaisée à cause du fait que la normalisation est constituée par des événements qui ont été reconstruits, c'est-à-dire pour lesquels la condition *overflow* n'a pas affecté le programme de reconstruction. Mais lorsque le programme aussi devient sensible aux *overflows*, comme c'est le cas près du temps 0, où la reconstruction aussi est inefficace, la normalisation du graphe d'efficacité de la MassBox est faussée.

La perte d'information générée par la condition d'*overflow* peut se comprendre si on regarde le schéma 5.5. Les temps de rémanence des données dans les FIFO des TDC sont de l'ordre de 600 ns (pour un $\pi^+\pi^-$, c'est-à-dire un événement de taille moyenne) après que l'événement se soit produit. Ce temps est en gros la somme du retard due à la conversion, avant l'envoi dans la FIFO du TDC (~ 100 ns), et du temps caractéristique d'extraction depuis la FIFO TDC (200 – 500 ns).

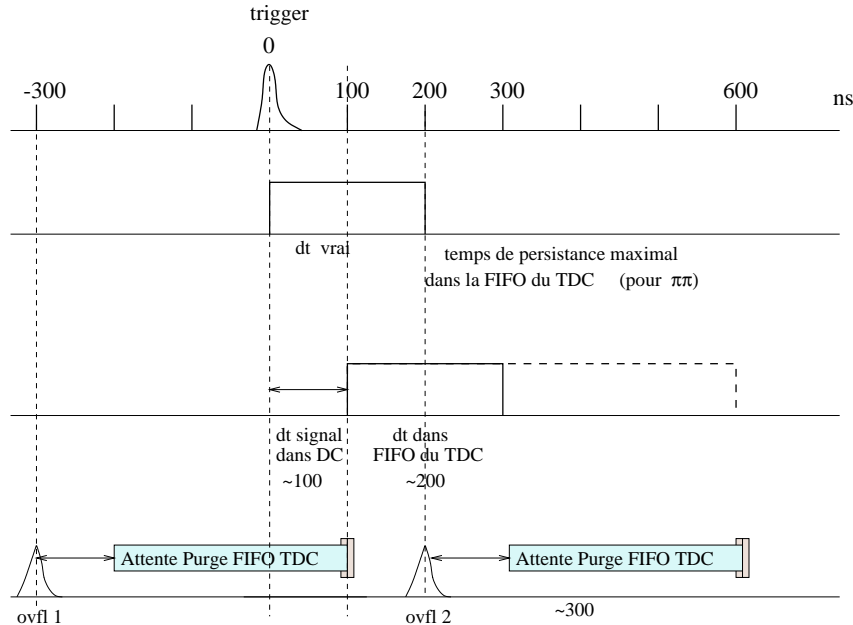


FIG. 5.5 – Schéma du reset des FIFO du TDC à la suite d'une condition d'*overflow*. On montre que tout événement ayant un *overflow* dans une fenêtre de $[-300, +200]$ ns doit être enlevé de l'analyse, parce que nous ne pouvons pas garantir son intégrité (même s'il a été reconstruit normalement).

Dans la figure 5.5, les conditions *ovfl1* et *ovfl2* sont les cas limites antérieur et postérieur à l'événement qui peuvent affecter l'intégrité des données. Le choix de la purge après $300ns$ trouve sa justification puisque les données sont affectées de façon quasi-symétrique par rapport au temps de l'événement. En effet, si le choix avait été de purger dès la survenue de la condition *overflow*, les données pourraient être affectées par un *overflow* se produisant entre t_{ev} et $t_{ev} + 600ns$, cette dernière valeur étant en dehors de la fenêtre d'extraction des données ($t_{ev} \pm 400ns$) ce qui n'aurait pas permis de signer la condition *overflow* et la perte éventuelle de données.

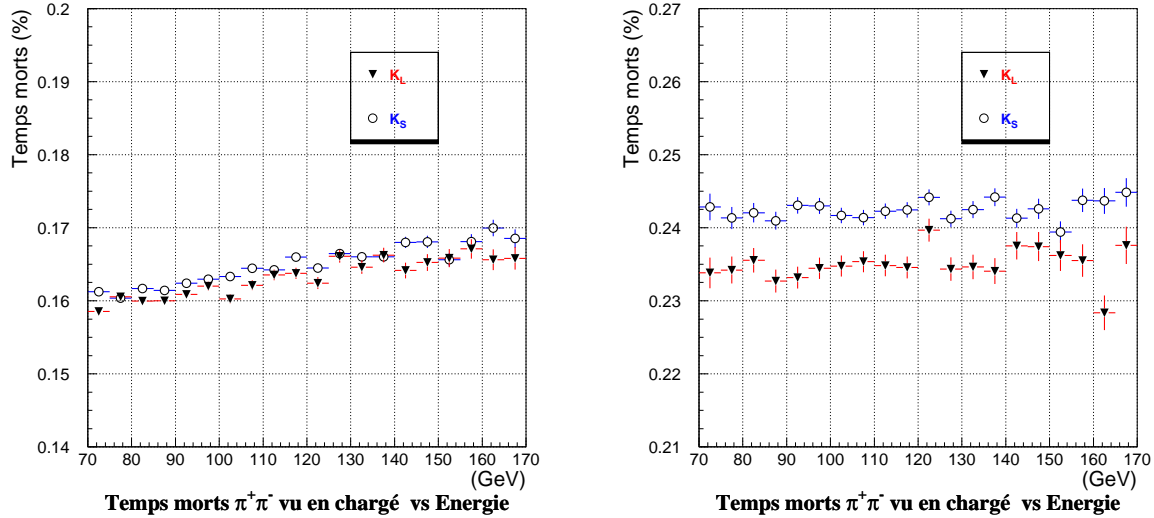


FIG. 5.6 – Taux d'*overflows* en fonction de l'énergie pour les données 98, mesuré sur des événements $\pi^+\pi^-$ (à gauche) et sur des $\pi^0\pi^0$ (à droite). La dépendance avec l'énergie pour les $\pi^+\pi^-$ est une conséquence du bruit électronique localisé sur des régions spécifiques des chambres. Pour les événements $\pi^0\pi^0$, on voit la différence K_S-K_L qui augmente à cause de la dilution (due au mauvais étiquetage).

Les origines des *overflows* : les *overflows* ont à la fois une origine physique et "électronique". Le taux d'*overflows* dépend en général de l'intensité du faisceau, étant lié aux interactions dans le détecteur et dans le tube à vide. En effet, la matière que les particules traversent à très bas angle est très importante, et donne souvent naissance à des gerbes électromagnétiques ou hadroniques.

Pour cette raison le nombre d'*overflows* était très significatif en 1997, le tube à vide étant en acier. Entre 97 et 98 la collaboration a opté pour un changement du tube, en le remplaçant par un tube en fibre de carbone, plus léger et donc avec des probabilités d'interactions très fortement réduites. La plupart des particules produisant ces gerbes sont accidentelles, non corrélées aux événements de physique. Une partie par contre peut être induite par des δ rays, générés par les pions chargés qui interagissent dans le gaz des chambres. Ce type d'*overflow* sera plutôt en temps avec l'événement.

En 98, une large fraction des *overflows* vient du bruit électronique : à cause des seuils programmés dans les préamplificateurs, certains fils plus bruyants peuvent produire une séquence de coups à la suite par exemple du passage d'une particule.

Cette corrélation géométrique a été observée pour deux fils de la chambre 4, pendant la prise des données 1998 : cet effet peut introduire des systématiques liées à l'énergie, puisque la

position des coups d'une trace dépend de l'impulsion du K . En regardant les figures 5.6, qui représentent le taux d'*overflows* en 1998, mesuré sur des bons $\pi^+\pi^-$, on voit clairement l'effet de dépendance avec l'énergie reconstruite.

Dans l'analyse, ce genre d'effets a été introduit dans la simulation, de manière à les prendre en compte dans la correction d'acceptance. On voit aussi une différence sur le taux d'*overflows* entre K_S et K_L . L'effet sur l'acceptance en mode chargé dû aux fils bruyants était en 98 de $\sim 2 \times 10^{-4}$, qui se réduit à moins que la moitié dans le résultat combiné 98 + 99. Cet effet n'est pas présent en 1999 (voir la figure 5.7).

Dans la figure 5.8 on montre le temps mort (taux d'*overflows*) du système de lecture de chambres dans les deux années 1998 et 1999, mesuré sur des bons événements $\pi^0\pi^0$: le pourcentage est de $\sim 25\%$ en 98, et de $\sim 20\%$ en 99. La différence entre K_S et K_L visible en mode neutre est toujours motivée par la dilution due à la méthode d'étiquetage. Les périodes où la contribution était plus importante sont toujours corrélées à des problèmes dans l'électronique (e.g. bruit dans les TDC), qui n'ont pu être résolus qu'en augmentant le seuil de détection.

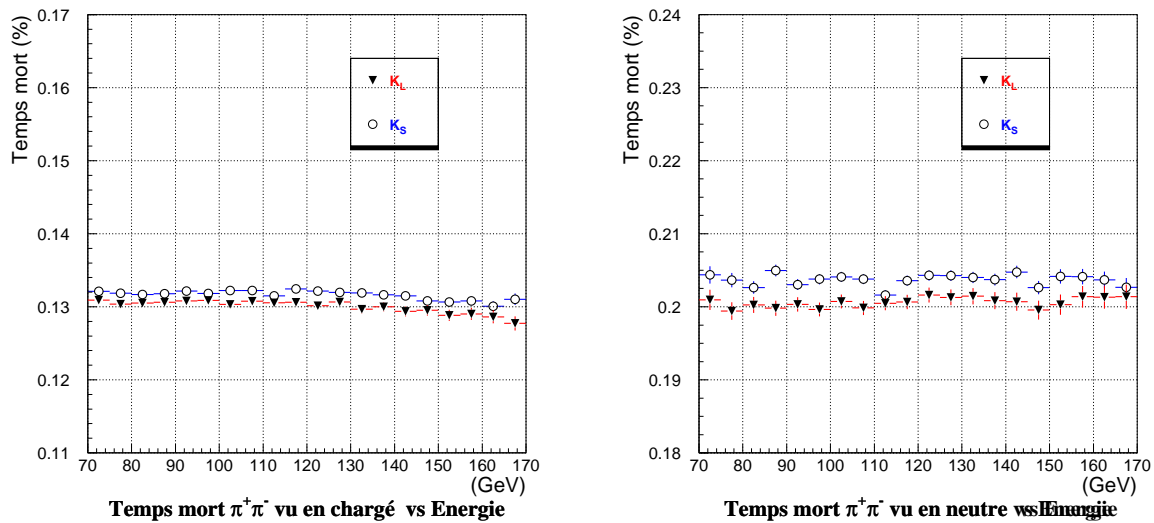


FIG. 5.7 – Taux d'*overflows* en fonction de l'énergie pour les données 99. À gauche la mesure a été faite sur des $\pi^+\pi^-$, et à droite sur des $\pi^0\pi^0$. Encore une fois la dilution de l'étiquetage est visible en mode neutre.

Pour résumer la situation sur les *overflows*, on reporte les différents taux qu'on mesure sur des diverses échantillons des données :

- *overflows* mesurés dans les K_S enregistrés dans les *runs* K_S purs ;
- *overflows* mesurés dans les K_S enregistrés dans les *runs* $K_S + K_L$;
- *overflows* mesurés dans les K_L enregistrés dans les *runs* $K_S + K_L$.

Pour chaque groupe cité, on peut mesurer le taux dans les $\pi^+\pi^-$, $\pi^0\pi^0$ et dans les événements de contrôle du mode chargé. La première et dernière catégorie ne sont pas affectées par l'inefficacité de la MassBox, mais dans la dernière il y a l'inefficacité de reconstruction.

Dans le tableau 5.1 nous avons reporté les valeurs des mesures effectuées sur les taux d'*overflows* dans les conditions citées. Ces mesures se réfèrent aux données 1999, mais elles sont valables aussi pour 98. On peut extraire les conclusions suivantes :

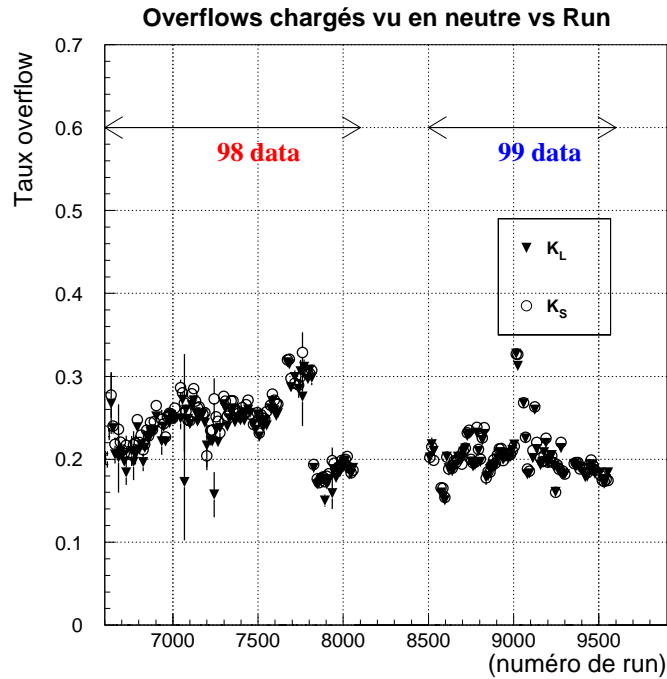


FIG. 5.8 – La figure montre le pourcentage de la condition overflow dans le système chargé en fonction du numéro de run, mesurée dans les bons événements $\pi^0\pi^0$. L'intervalle en x moyenne plusieurs runs à la fois.

- Les runs K_S purs, ayant moins d'intensité, présentent un taux d'overflow réduit, de l'ordre de 5 %, et les $\pi^+\pi^-$ sont plus affectés par les overflows que les $\pi^0\pi^0$. Ces overflows ne sont pas liés à l'activité accidentelle, qui est presque nulle, mais plutôt à des phénomènes comme les δ -rays, qui sont corrélés au passage d'une particule ;
- dans le faisceau mixte $K_S + K_L$, les taux sont dominés par les événements accidentels. En mode neutre on mesure $\sim 20.2\%$, à comparer aux $\pi^+\pi^-$ reconstruits dans le lot de contrôle chargé pour lesquels on mesure $\sim 19.4\%$, ce qui permet d'évaluer une inefficacité de la reconstruction chargée due aux overflows d'environ 1%. Par contre, les $\pi^+\pi^-$ déclenchés par la MassBox ne voient que $\sim 13\%$ car l'algorithme en ligne devient très inefficace en présence d'overflow (aucune information n'est envoyée dans le plan ou la saturation se produit) ; de fait l'efficacité de la MassBox serait de l'ordre de 91% si l'on n'appliquait pas la coupure sur les overflows.
- il y a des petites différences entre les taux mesurés pour les K_S et pour les K_L en mode neutre, qui viennent de la dilution (et qui ne sont pas là dans les $\pi^+\pi^-$ ou dans les lots de contrôle).
- le mécanisme qui génère les overflows n'est pas symétrique entre chargés et neutres, parce que la présence d'un bon événements $\pi^+\pi^-$ augmente la probabilité d'avoir un dépassement de la capacité de la FIFO, vu qu'une trace de $\pi^+\pi^-$ remplit déjà un peu cette FIFO. En mode neutre, les $\pi^0\pi^0$ ne laissent pas de signal dans les chambres, donc il n'y a pas de corrélation avec l'événement. La probabilité d'apparition d'un overflow a été étudiée par la simulation MonteCarlo, où le mécanisme de production était introduit : une fraction de $\sim 1.6\%$ des événements $\pi^+\pi^-$ sont perdus pour apparition d'overflows, contre $\sim 0.2\%$ en mode neutre. On reviendra plus tard sur cette mesure.

Les incertitudes systématiques liées à la coupure en temps pour éliminer les *overflows* peuvent être étudiées en changeant ces critères. Les résultats sont montrés dans le chapitre suivant, lors de la présentation du calcul de R .

Une autre catégorie d'*overflows* a été isolée pour quelques *runs* de 1998, dont la cause est la corruption de l'information du système de lecture de la chambre CH4. Une étude particulière a montré une corrélation complète avec une inefficacité de 14 % dans cette chambre, ainsi que l'absence d'effet à plus de 10^{-4} sur la mesure de R .

Overflow (année) en :	$\pi^+\pi^-$ MassBox	CT chargé	$\pi^0\pi^0$
K_S in $K_S+K_L(99)$	13.18%	19.23%	20.37%
K_L in $K_S+K_L(99)$	13.04%	19.21%	20.05%
K_S in $K_S+K_L(98)$	16.36%	23.44%	24.24%
K_L in $K_S+K_L(98)$	16.19%	23.67%	23.50%

TAB. 5.1 – *Mesure du taux d'overflows dans différents déclenchements, en 98 et 99. L'écart entre les neutres et les CT chargés est dû à l'inefficacité de reconstruction, alors que celui entre $\pi^+\pi^-$ et les neutres est une conséquence de l'inefficacité de la MassBox.*

5.3 Mesure d'efficacité pour le déclencheur en mode chargé

Les bons événements pour la mesure de $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$ sont sélectionnés parmi les déclenchements appelés MassBox $\pi^+\pi^-$, issus de la coïncidence correspondant à la condition logique :

$$(Q_X \cdot E_{tot} \cdot D_{chm} + Q_X/D) \times MassBox_{\pi^+\pi^-} \quad (5.1)$$

La mesure de l'efficacité du déclencheur en mode chargé doit prendre en compte toutes les composantes de cette coïncidence. Pour pouvoir contrôler chaque élément de la condition 5.1, pendant le déversement le système d'acquisition a enregistré des événements dits "*Minimum Bias Triggers*", ou l'une ou l'autre des conditions qui forment 5.1 n'est pas appliquée. Ces événements ne peuvent évidemment pas être enregistré en totalité et pour cette raison ils sont échantillonnés par un facteur (*Downscaling factor*) qui doit être un compromis entre la précision qu'on veut atteindre dans la mesure d'efficacité et le nombre de déclenchements qu'il est possible d'enregistrer au total, dans un déversement. Le tableau 5.2 montre les conditions expérimentales qui ont été appliquées pendant les prises de données de 1998 et 1999.

Tous les signaux du système de déclenchement sont enregistrés dans les PU, et peuvent donc être utilisés en phase d'analyse.

Pour chaque efficacité ε qu'on veut mesurer, nous allons sélectionner un échantillon d'événements efficaces (N_{eff}^{CT}) et un échantillon d'événements inefficaces (N_{ineff}^{CT}), parmi les événements enregistrés dans l'échantillon de contrôle CT , et nous définissons :

$$N_{tot}^{CT} = N_{eff}^{CT} + N_{ineff}^{CT} \quad , \quad \varepsilon = \frac{N_{eff}^{CT}}{N_{tot}^{CT}} \quad (5.2)$$

Même si on ne mesure pas une efficacité sur "tous" les événements, mais sur un lot restreint, constitué par les déclenchements de contrôle (CT) dont l'enregistrement est réduit d'un facteur d ($d < 1$), nous pouvons passer de l'efficacité mesurée sur l'ensemble CT à l'efficacité réelle tout simplement en utilisant la formule $N^{CT} = N^{mes} \cdot d$. Le facteur d apparaît au numérateur et au

Code (TW)	RUN98-I	RUN98-II	RUN99
	≤ 7094	≥ 7100	all
0x2 - CT 1	$Q_X \cdot E_{tot} \cdot Dchm + Q_X/D$ [100]	$Q_X \cdot E_{tot} + Q_X/D$ [2000]	Q_X [2000]
0x8 - CT 2	$E_{tot} \cdot Dchm$ [200]	$E_{tot} \cdot Dchm$ [80]	$E_{tot} \cdot Dchm$ [60]

TAB. 5.2 – Les déclenchements de contrôle CT (1 et 2) ont changé de définition au cours de la prise des données. Chaque case dans le tableau contient la définition ainsi que le facteur de réduction pour l’enregistrement, qui est établi en fonction de la valeur d’efficacité que l’on veut mesurer. Le facteur D est spécifique au Q_X : il valait 128 pour la plupart de la prise des données, sauf en 1999, quand il a baissé à 16 (run 8512) et ensuite à 32 (run 8796).

dénominateur de la relation 5.2, et donc s’élimine dans l’expression de ε . Pour cette raison nous ne tenons pas en compte de l’index CT dans la suite.

L’erreur sur ε définie dans la relation 5.2 est dérivée en considérant les lots N_{eff} et N_{ineff} comme indépendants :

$$\sigma_\varepsilon = \sqrt{\frac{\varepsilon(1-\varepsilon)}{N_{tot}}} . \quad (5.3)$$

Les mêmes équations se compliquent légèrement si on pondère les événements en question (comme est le cas pour les K_L) :

$$N_{tot} = \Sigma w_{eff} + \Sigma w_{ineff} = \Sigma w , \quad \varepsilon^W = \frac{\Sigma w_{eff}}{N_{tot}} , \quad (5.4)$$

et l’erreur :

$$\sigma_\varepsilon^W = \frac{1}{N_{tot}} \sqrt{(\Sigma w_{eff}^2)(1-\varepsilon^W)^2 + (\Sigma w_{ineff}^2)(\varepsilon^W)^2} . \quad (5.5)$$

Ces formules sont valables seulement pour des grandes valeurs de N_{eff} et N_{ineff} ⁵.

La mesure d’efficacité est effectuée en intervalles d’énergie, comme la mesure du double rapport R , pour pouvoir corriger le nombre d’événements mesurés N_{mes} en chaque mode, par sa propre valeur de ε .

Chaque nombre d’événements *mesuré* (N^{mes}) qui apparaît dans la formule de R (voir équation 2.6) est corrigé par la mesure de ε de manière à obtenir le *vrai* nombre (N^{vrai}) d’événements;

5. Évidemment les quantités ε et $\bar{\varepsilon} = (1-\varepsilon)$ doivent être non nulles pour que la formule de l’erreur donne un résultat correct (sinon $\sigma_\varepsilon = 0!!$). Pour des faibles valeurs d’efficacité ou inefficacité la formule 5.3 sous-estime l’erreur, et doit donc être modifiée. En général on prend le concept de *limite supérieure*. Dans l’hypothèse d’avoir une distribution poissonnienne qui exprime la probabilité de mesurer n événements sur un taux moyen de N : $f(n; N) = (e^{-N} N^n)/n!$ Nous pouvons alors exprimer ε comme la probabilité de mesurer $n_0 > N$ et $\bar{\varepsilon}$ comme la probabilité de mesurer $n_0 \leq N$:

$$\varepsilon = \Sigma_{n=n_0+1}^{\infty} f(n; N) \quad \bar{\varepsilon} = \Sigma_{n=0}^{n_0} f(n; N) . \quad (5.6)$$

On applique maintenant la valeur de probabilité à $1\sigma = 68\%$. Si on mesure $n_0 = 0$ événements inefficaces sur 300, alors on aura 32% de probabilité de mesurer un nombre plus élevé :

$$\varepsilon \equiv 0.32 = f(0; N) = e^{-N} \Rightarrow N = -\ln 0.32 = 1.14 , \quad (5.7)$$

et on considère N ainsi obtenu comme l’inefficacité à 68% de probabilité : $\bar{\varepsilon} = 1.14/300$. L’erreur est la distance entre $n_0 = 0$ et $n_0 = N$.

le facteur d ($d < 1$), de réduction du lot de contrôle, rentre dans l'erreur sur la mesure du nombre vrai N^{vrai} d'événements $\pi\pi$:

$$N^{vrai} = \frac{N^{mes}}{\varepsilon}, \quad \left(\frac{\delta N^{vrai}}{N^{vrai}} \right)^2 = \frac{\sqrt{N^{mes}}}{N^{mes}} \oplus \frac{\delta\varepsilon}{\varepsilon} = \frac{1}{N^{mes}} \left(1 + \frac{1-\varepsilon}{d} \right), \quad (5.8)$$

Le choix du facteur d doit être fait en accord avec l'incertitude totale qu'on veut obtenir sur le double rapport. Si on fait les hypothèses suivantes (proches de la réalité) :

- le déclenchement en mode neutre n'a pas d'inefficacité, c'est-à-dire $\varepsilon^{00} = 1$. et $\sigma_{\varepsilon}^{00} = 0$.;
- le nombre d'événements $\pi^+\pi^-$ est 4 fois supérieur au nombre des $\pi^0\pi^0$, c'est-à-dire :

$$N_{mes}^{00} = 1/4 \cdot N_{mes}^{+-},$$

alors on obtient pour le rapport des erreurs statistiques chargé et neutre :

$$\frac{(\delta N^{+-}/N^{+-})}{(\delta N^{00}/N^{00})} = \frac{\sqrt{1/N_{mes}^{+-}(1 + (1 - \varepsilon^{+-})/d)}}{\sqrt{4/N_{mes}^{+-}}} = \sqrt{1/4(1 + (1 - \varepsilon^{+-})/d)}, \quad (5.9)$$

que nous avons représenté en figure 5.9.

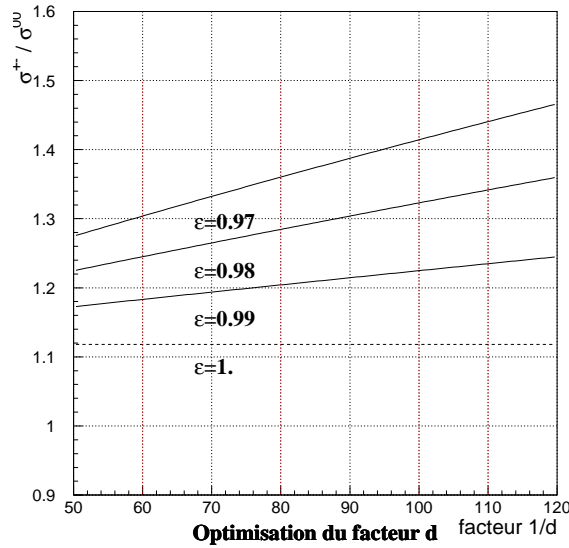


FIG. 5.9 – Rapport entre les erreurs statistiques neutre et chargé pour 4 valeurs de ε^{+-} et en fonction du facteur $1/d$. Si l'efficacité pour la détection des $\pi^+\pi^-$ était de 100%, le rapport entre les erreurs serait déterminé par le poids statistique majeur des $\pi^+\pi^-$ relativement aux $\pi^0\pi^0$ ($\sigma^{+-}/\sigma^{00} \simeq 1.12$). Les conditions de la prise de données ressemblent plutôt à la courbe d'efficacité $\varepsilon^{+-} = 0.98, 0.99$. Pour minimiser la contribution de l'erreur dû à ε^{+-} , nous avons choisi $1/d = 80$ en 1998, et $1/d = 60$ en 1999. Le choix prend en compte les possibilités de bande passante du système d'acquisition.

La dernière considération de caractère général que nous allons faire, concerne la présence des facteurs d avec valeurs qui varient au cours des périodes des prise des données. Pour mettre ensemble les d_i il faut considérer un poids additionnel dans l'expression de l'efficacité 5.4. Pour

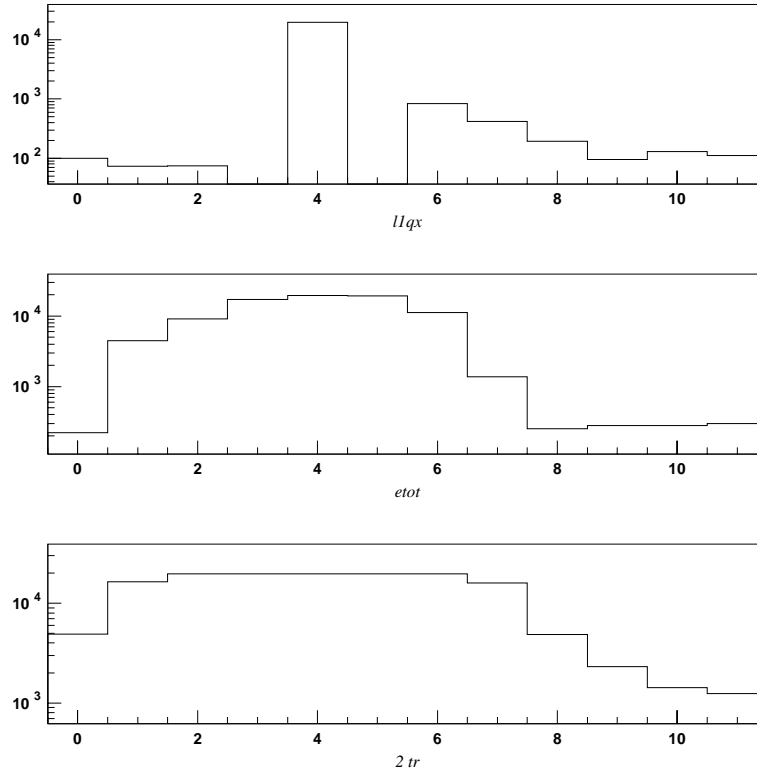


FIG. 5.10 – Fréquence des signaux Q_X , E_{tot} et $Dchm$ en fonction des 12 tranches temporelles de 25 ns qui sont enregistrées dans les PU. Les événements sur lesquels les histogrammes ont été remplis sont des $\pi^+\pi^-$, déclenchés par la condition 5.1. On voit bien le pic du Q_X (qui donne le temps) dans la tranche 4, qui est celle correspondant au déclenchement. Dans les graphes de E_{tot} et $Dchm$, l'élargissement provient des signaux mêmes, ainsi que du fait qu'ils peuvent se déplacer par rapport au Q_X , comme indiqué en figure 5.11.

simplifier la situation, prenons 2 périodes avec d_A et d_B comme facteurs de réduction pour les déclenchements de contrôle. Dans ce cas, l'efficacité est donnée par :

$$\varepsilon = \frac{N_{eff}^{CT}}{N_{tot}^{CT}} = \frac{A_{eff}d_A + B_{eff}d_B}{A_{tot}d_A + B_{tot}d_B} = \frac{d_B \cdot (A_{eff}d_A/d_B + B_{eff})}{d_B \cdot (A_{tot}d_A/d_B + B_{tot})}, \quad (5.10)$$

c'est-à-dire que chaque événement dans la période A doit être pondéré par un facteur d_A/d_B si on veut combiner les périodes. Dans la formule 5.10, les termes avec $A(B)_{eff}$ représentent les nombres d'événements efficaces (N_{eff}) du lot de contrôle, dans la période $A(B)$.

5.3.1 Mesure de l'efficacité de la MassBox : ε^{MBX}

Les échantillons utilisés correspondent au label CT 1 dans le tableau 5.2 pour la période RUN98-I, et CT 2 pour RUN98-II et RUN99. Parmi les événements de contrôle enregistrés, on sélectionne des bons $\pi^+\pi^-$, et on vérifie la présence du bit $MassBox_{\pi^+\pi^-}$ dans les mémoires

PU pour décider si l'événement doit être dans le lot "efficace" (N_{eff}) ou dans le lot "inefficace" (N_{ineff}).

Le temps d'un événement $\pi^+\pi^-$: le temps d'un $\pi^+\pi^-$ déclenché par la MassBox est mesuré par deux systèmes distincts : les chambres à dérive et l'hodoscope chargé. La référence temporelle *Timestamp* est toujours assignée par le superviseur de niveau 1 L1TS. Elle est codée sur un mot en 27 bits qui sert à situer l'événement à l'intérieur de son déversement. Pour générer ce mot, les 13 bits de poids faible viennent du signal Q_X de l'hodoscope, qui est plus précis que les signaux rapides E_{tot} et $Dchm$. Après numérisation, le signal Q_X est envoyé avec une largeur de 25 ns (une tranche temporelle), tandis que E_{tot} est élargi à 3 tranches de 25 ns chacune pour garantir la coïncidence avec Q_X . Le signal $Dchm$ est beaucoup plus large à cause de la manière dont il est construit. On peut voir les largeurs typiques des trois signaux dans la figure 5.10. Ce graphe est produit à partir des données enregistrées dans les PU : pour chaque événement on sauvegarde l'histoire de 12 tranches de 25 ns, pour un total de 300 ns autour du déclenchement, qui par construction correspond à la quatrième tranche de temps dans le graphe. Puisque ce temps en unité de 25 ns n'atteint pas la précision requise pour rejeter efficacement les coups accidentels lors de l'association des coups des chambres dans les LUTs des cartes *A&B* de la MassBox, un autre signal est généré à partir du Q_X : le signal de temps fin (*fine time*), en unité de 25/4 ns. Il est formé par un module spécifique à l'intérieur du L1TS. En 1997, ce module avait des problèmes de fonctionnement et avait été une des sources les plus importantes d'inefficacité de la MassBox [50] ; il a été remplacé par un module plus performant en 1998.

Nous allons entamer la discussion sur l'efficacité après avoir bien expliqué la reconstruction du temps de l'événement chargé. L'inefficacité mesurée en 98 et en 99 [51] ($\sim 3 \times 10^{-3}$) pour la reconstruction du temps avec l'hodoscope ne présente pas d'effet dû aux éventuelles différences K_S-K_L . Ces effets peuvent être mesurés aussi grâce au temps reconstruit par le spectromètre. Dans la suite nous utilisons ces deux "temps" sans les distinguer. En général, pour la mesure d'efficacité de la MassBox, c'est toujours le temps du vertex (reconstruit par les chambres) qui est utilisé, de manière à s'affranchir de l'hodoscope. Le temps du vertex est centré à 0, puisqu'on lui soustrait le *timestamp* ; par contre, le temps de l'hodoscope a un *offset* typique, qui sert pour l'alignement temporel avec les autres détecteurs ($\sim 140ns$).

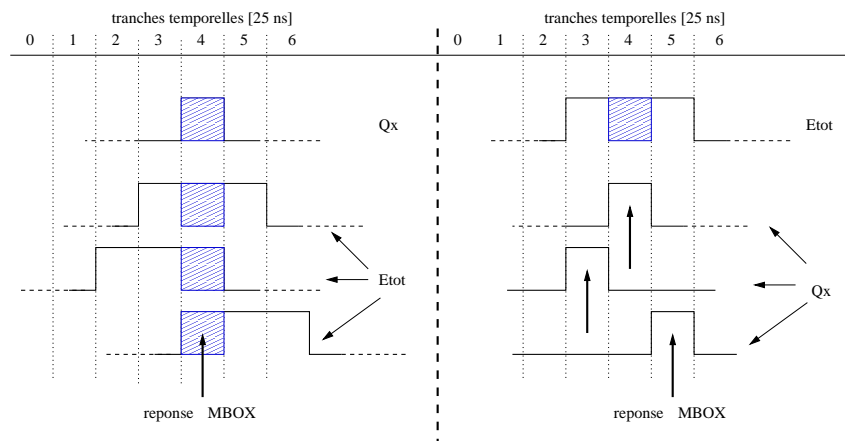


FIG. 5.11 – Configurations des signaux dans les PU pour un déclenchement MassBox $\pi^+\pi^-$ à gauche, et pour un $E_{tot} \times Dchm$ à droite. Dans le premier cas, la référence temporelle (*timestamp* du déclenchement), est donnée par Q_X , dans le deuxième cas, elle est donnée par E_{tot} . La réponse de la MassBox doit être cherchée toujours dans la tranche de temps du Q_X .

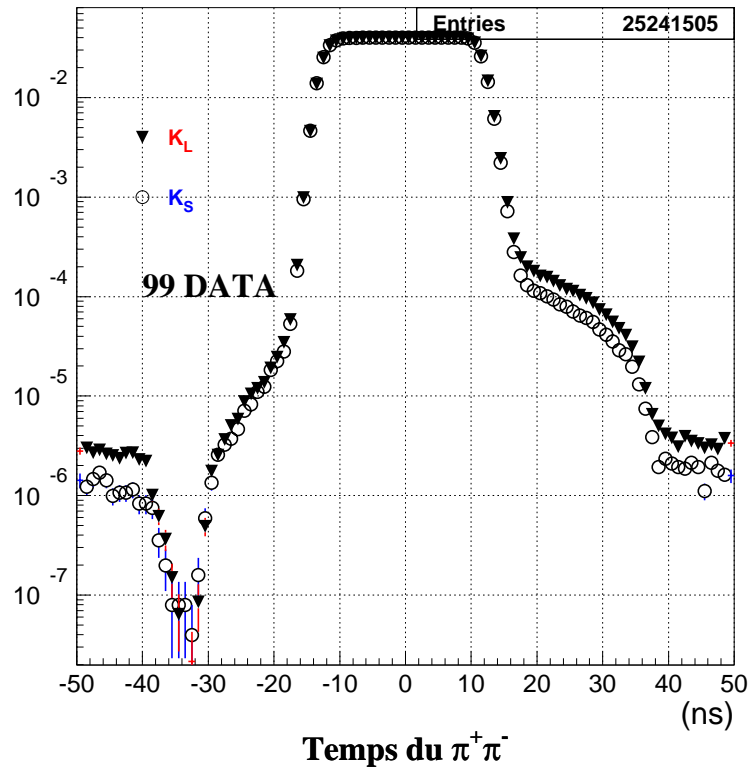


FIG. 5.12 – Distributions normalisées au nombre d'événements en K_S et en K_L , pour la variable “temps du $\pi^+\pi^-$ ”, exprimée en ns. Ce graphe a été produit pour des $\pi^+\pi^-$ (collectés en 1998) qui passent toutes les coupures sauf la coupure sur cette variable.

Si on prend la distribution en temps des bons $\pi^+\pi^-$ déclenchés par la MassBox, on trouve donc une forme carrée de largeur 25 ns provenant de la référence en temps du signal Q_X , représentée en figure 5.12. La RMS vaut environ $25/\sqrt{12}$, comme attendu. Pour sélectionner les bons $\pi^+\pi^-$, une coupure temporelle est nécessaire, de façon à distinguer les événements $\pi^+\pi^-$, du bruit de fond venant des événements accidentels. Puisque la distribution 5.12 est biaisée par l'intervention de la MassBox, très sensible au temps fin du Q_X et au Q_X même, nous allons étudier les critères de cette coupure temporelle directement sur les événements de contrôle. Les différences entre K_S et K_L qui apparaissent dans la distribution sont produites aussi par le fait que le bruit de fond en K_L n'est pas complètement éliminé. Pour cette raison, le fond dû aux événements accidentels est plus important par exemple (voir région à temps négatif). Il y a deux régions importantes dans ce graphe :

- le trou autour de -35 ns ;
- l'épaule après 20 ns.

que nous allons expliquer dans la suite. La question à résoudre maintenant est celle de la définition des critères de coupure à appliquer sur le temps de l'événement, pour lesquels il faudra comprendre la forme de la distribution de la figure 5.12.

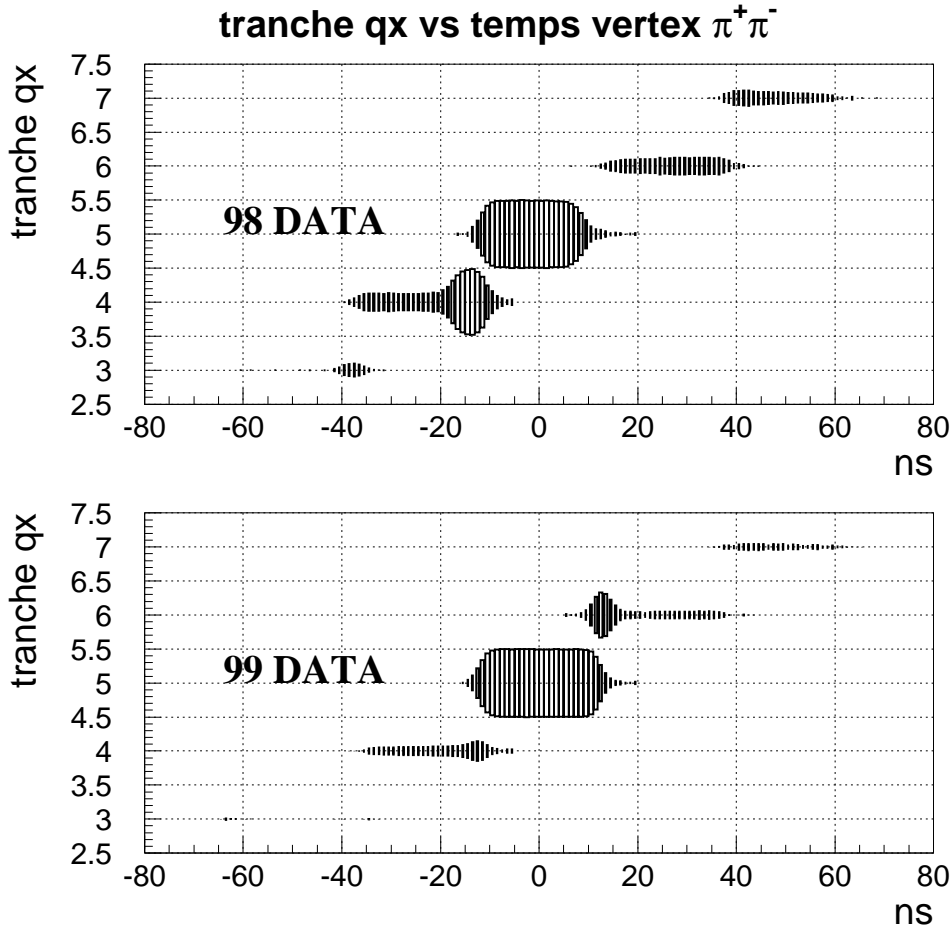
La coupure en temps pour les $\pi^+\pi^-$ 

FIG. 5.13 – Tranche temporelle du Q_X en fonction du temps du $\pi^+\pi^-$ en 1998 et 1999.

La distribution en temps des événements $\pi^+\pi^-$ reconstruits dans le lot de contrôle est cette fois modifiée à cause du point de référence temporel de déclenchement différent: c'est le signal E_{tot} qui donne le *timestamp* des événements de contrôle $E_{tot} \cdot Dchm$, tandis que la MassBox continue à recevoir le temps du Q_X . Nous nous attendons dans ce cas à observer une distribution temporelle qui dépend de la tranche en temps dans laquelle le Q_X est arrivé. Nous pouvons observer cette corrélation dans la figure 5.13, où on montre la situation pour 98 et 99. Comme on peut remarquer, en 99 il y a moins de “bruit”. Ceci est une conséquence du meilleur alignement temporel relatif entre les signaux Q_X et E_{tot} , qui est réglé en début de la prise des données, et aussi d'une meilleure définition du signal E_{tot} en 99.

Pour recentrer l'information contenue dans les graphes 5.13 du point de vue du Q_X , nous pouvons utiliser une méthode simple, qui consiste à déplacer le temps d'un événement en fonction de la position du Q_X dans les PU, suivant la formule :

$$t_{corr} = t_{vtx} - (Q_{Xtranche} - 4) \times 25 [ns], \quad Q_{Xtranche} = 0, \dots, 11 \quad (5.11)$$

et regarder donc la distribution de t_{corr} , qui est centrée en 0.

Pour établir les coupures en temps à appliquer sur les événements de l'échantillon $MassBox_{\pi^+\pi^-}$, nous allons analyser les événements de contrôle qui ont un Q_X dans la tranche de temps 4. La distribution 5.12 du temps des événements $\pi^+\pi^-$ n'est pas biaisée par le déclenchement MassBox (puisque les $\pi^+\pi^-$ sont issus du lot de contrôle).

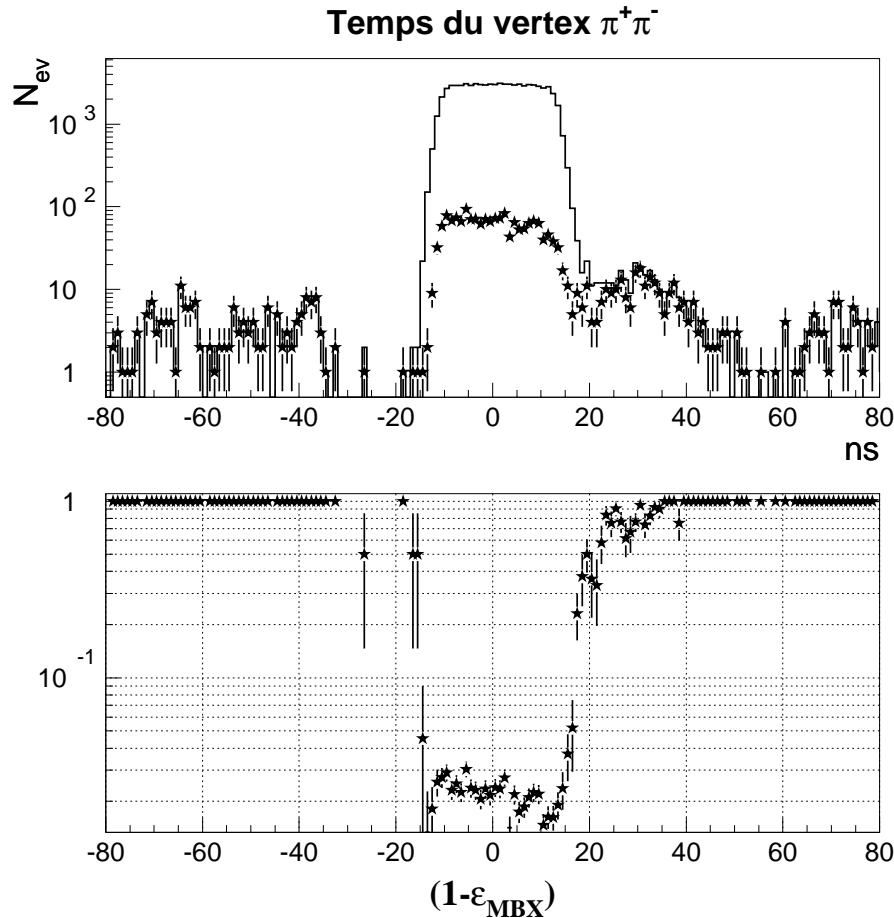


FIG. 5.14 – En haut, distribution en temps t_{corr} selon la formule 5.11 corrigé par la position du Q_X , pour tous les événements et pour les événements inefficaces. En bas, inefficacité de la MassBox. L'inefficacité monte en proximité d'un temps du vertex proche de 20 ns. Cet effet est dû au temps mort du Q_X , comme expliqué plus tard dans ce chapitre.

Comme on peut le voir dans la figure 5.14, l'efficacité chute brusquement lorsque l'on monte à des temps supérieurs à 20 ns, ce qui correspond environ à l'épaule du graphe 5.12. On voit par contre que nous n'avons aucun événement dans l'histogramme de normalisation dans la région autour de -30 ns. En ce qui concerne l'inefficacité pour les temps plus éloignés, l'explication est simple : dans le graphe d'inefficacité nous avons regardé exclusivement les quatre tranches centrées autour du *timestamp*. Les événements plus loin en temps sont des $\pi^+\pi^-$ que nous retrouvons dans l'histogramme à cause d'un déclenchement accidentel dans la tranche 4, qui donc n'a pas activé la MassBox. La MassBox est en général efficace sur ces événements, et sa réponse est présente dans la tranche temporelle des PU correspondant au temps de l'événement.

Pour la sélection officielle des $\pi^+\pi^-$, on demande que le temps de l'événement mesuré par le spectromètre soit dans la fenêtre $[-20, 20]$ ns. Ceci revient à prendre des événements qui sont

censés appartenir à la tranche du *timestamp*. Dans le calcul d'efficacité il faudra tenir compte des événements que l'on rejette : chaque événement en dehors de la fenêtre $[-20, 20]$ devient "inefficace" par définition. Un autre choix aurait été de ne pas considérer ces événements dans le lot des événements inefficaces, et de les considérer comme temps mort du Q_X (voir plus loin dans ce chapitre).

La corrélation entre le temps du $\pi^+\pi^-$ et la tranche à regarder pour l'efficacité est un ingrédient fondamental de la méthode de calcul de ε_{MBX} , que nous allons maintenant décrire.

La méthode pour le calcul de ε_{MBX}

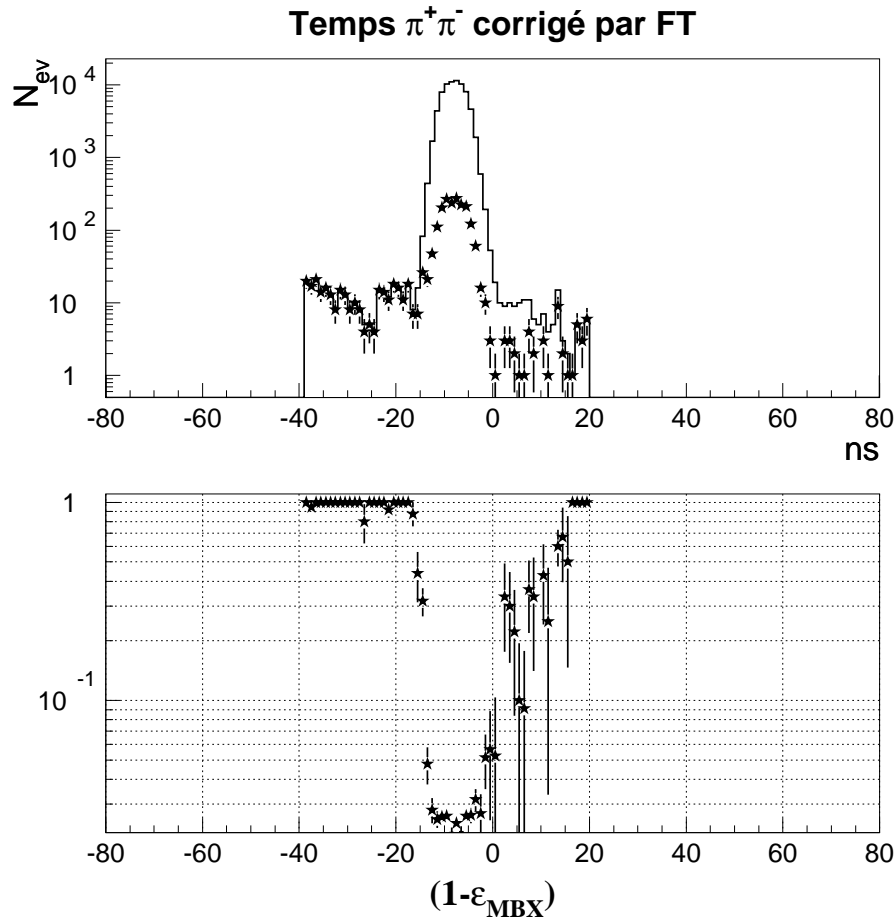


FIG. 5.15 – En haut, distribution en temps t_{corr}^{FT} corrigé par la position du Q_X et du temps fin selon 5.13 (l'alignement est fait sur $FT = 0$), pour tous les événements (histogramme) et pour les événements inefficaces (étoiles noires). En bas, inefficacité de la MassBox. L'inefficacité augmente si on s'éloigne du pic, ce qui indique une mauvaise information sur le temps fin.

Les critères pour le calcul d'efficacité sont les suivants :

- on sélectionne un bon candidat $\pi^+\pi^-$, avec toutes les coupures décrites dans le chapitre précédent, mais dans l'échantillon CT ;
- on recherche la condition de coïncidence $L1\pi\pi$: pour un événement $E_{tot} \times Dchm$ cela veut dire qu'on demande le bit Q_X dans les PU. Cette recherche est basée sur le temps du

vertex mesuré par le spectromètre, corrigé par la relation 5.11 en fonction de la tranche qu'on regarde. Pour que l'événement soit considéré, il faut que :

$$t_{corr} \in [-20, 20] \text{ ns} \quad (5.12)$$

- une fois déterminée la tranche temporelle de la condition $L1\pi\pi$, on peut chercher le bit $MassBox_{\pi^+\pi^-}$ dans cette tranche temporelle des PU, et déterminer l'échantillon N_{eff}

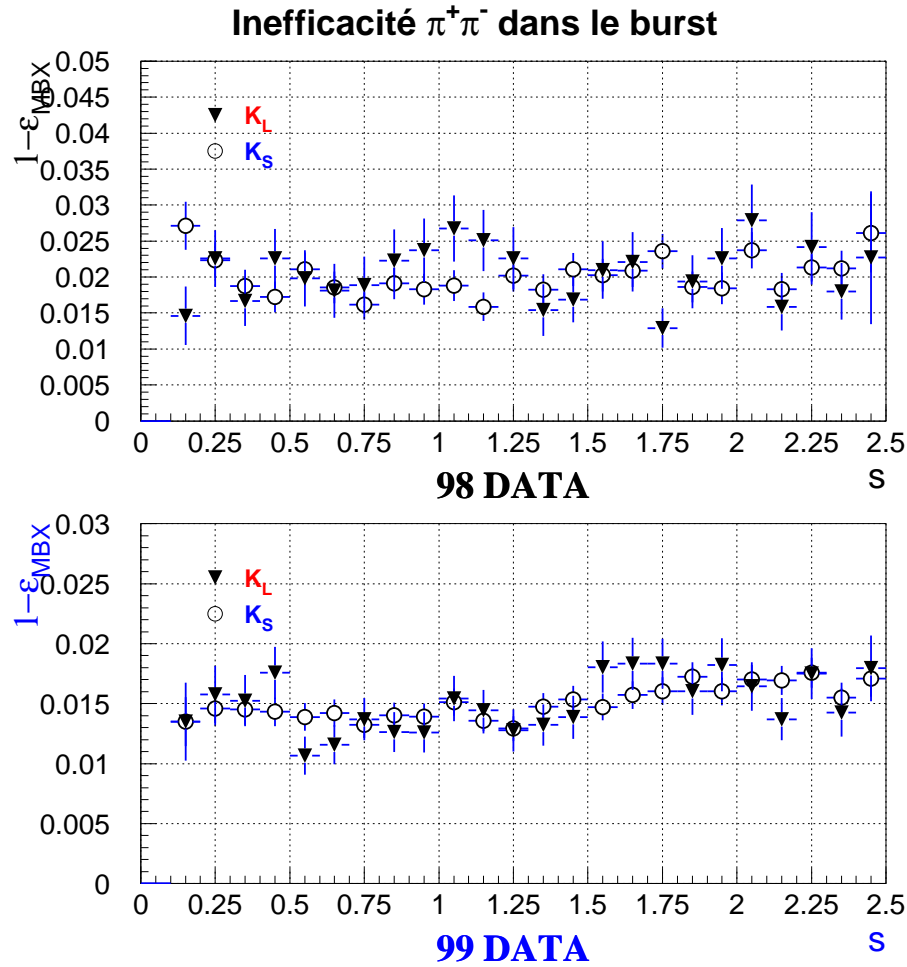


FIG. 5.16 – ε_{MBX} en fonction du temps dans le déversement en secondes, pour K_S et K_{LW} (données 98 en haut et 99 en bas). La statistique 98 ne permet pas de conclure sur la dépendance en fonction du temps, par contre en 99 l'interpolation avec la droite montre un effet significatif mais très petit.

Cette méthode ne considère pas les événements qui tombent en dehors de la condition 5.12. Nous avons pour l'instant imposé la corrélation entre le Q_X et le temps t_{corr} , mais dans la réalité cela n'est pas tout à fait vérifié. Pour comprendre les conséquences de l'association temporelle entre Q_X et $MassBox$, on peut analyser l'efficacité en fonction du temps de l'événement, corrigé par la position du Q_X et par le temps fin mesuré dans le module du l1TS. Rappelons qu'il y a 2 bits pour le temps fin, qui donnent une information supplémentaire sur la position du Q_X à

l'intérieur de la tranche. Nous pouvons donc atteindre une précision de $25/4$ ns, que l'on utilise pour corriger encore le temps du vertex :

$$t_{corr}^{FT} = t_{vtx} - (Q_{X_{tranche}} - 4) \times 25 - FT \times 6.25 [ns], \quad FT = 0, \dots, 3 \quad (5.13)$$

L'efficacité de la MassBox en fonction de t_{corr}^{FT} est montrée dans la figure 5.15. Les événements qui ont été reconstruits avec un bon temps sont ceux dont le temps est dans le pic. Pour ceux qui restent dans les queues de la distribution, le temps fin était clairement "faux", peut-être à cause d'une trace accidentelle. On voit dans ce cas une importante augmentation de l'inefficacité.

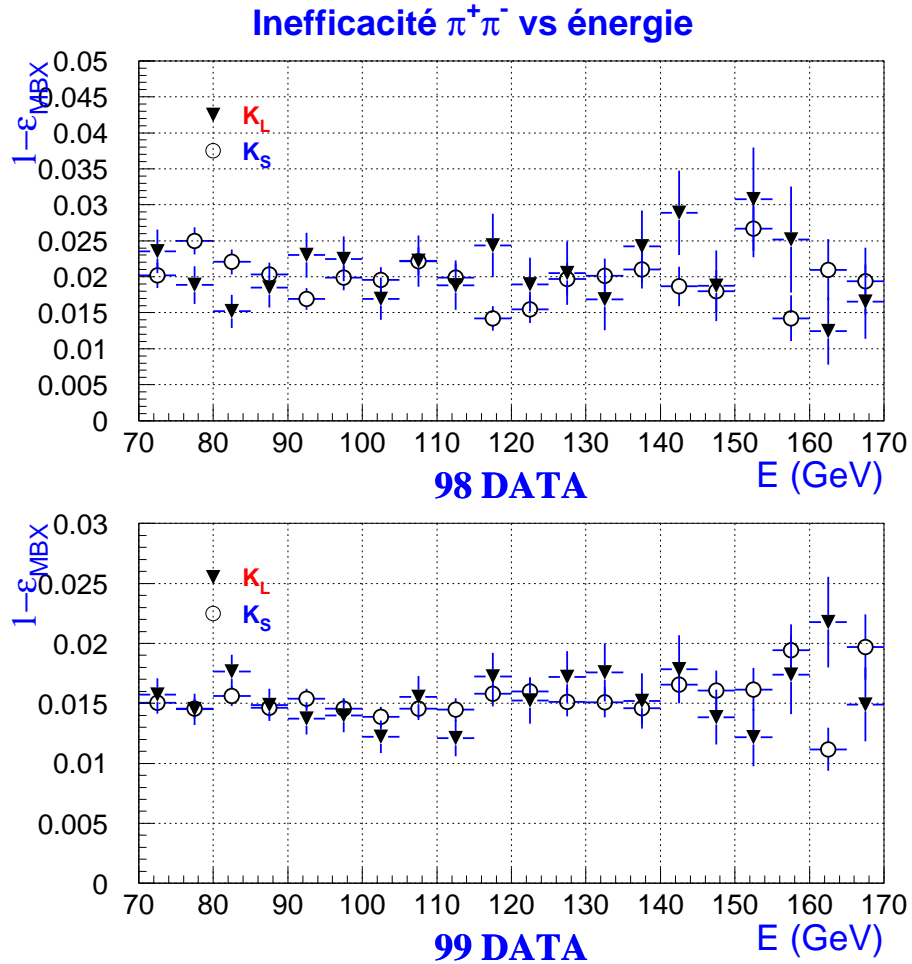


FIG. 5.17 – ϵ_{MBX} en fonction de l'énergie du kaon en GeV, pour K_S et K_{LW} (données 98 en haut et 99 en bas).

Pour résumer la situation sur l'inefficacité de la MassBox, on peut considérer comme effets fondamentaux :

- l'inefficacité *pure*: celle due à l'algorithme même du système MassBox (qui inclut aussi une composante sensible à certains coups accidentels dans le spectromètre) ;
- l'inefficacité due aux chambres ;
- l'inefficacité causée par le temps fin du Q_X : elle provient d'une mauvaise association des coups dans les LUTs des cartes $A\&B$ à cause d'un temps fin incorrect.

La première inefficacité intègre tous les problèmes liés à l'intensité qui affectent l'algorithme. Pour établir quelle partie provient de l'inefficacité des chambres nous avons mené des études détaillées avec le MonteCarlo, que nous présenterons dans la suite. Une légère dépendance de l'efficacité de la MassBox envers l'intensité peut être remarquée dans la figure 5.16, qui utilise la variable du temps à l'intérieur du déversement. Dans les figures 5.17 et 5.18 on donne l'efficacité de la MassBox pour les K_S et K_L en fonction de l'énergie et de la semaine de prise des données. Pour la correction du nombre d'événements dans le double rapport on utilise les valeurs du graphe en intervalles d'énergie.

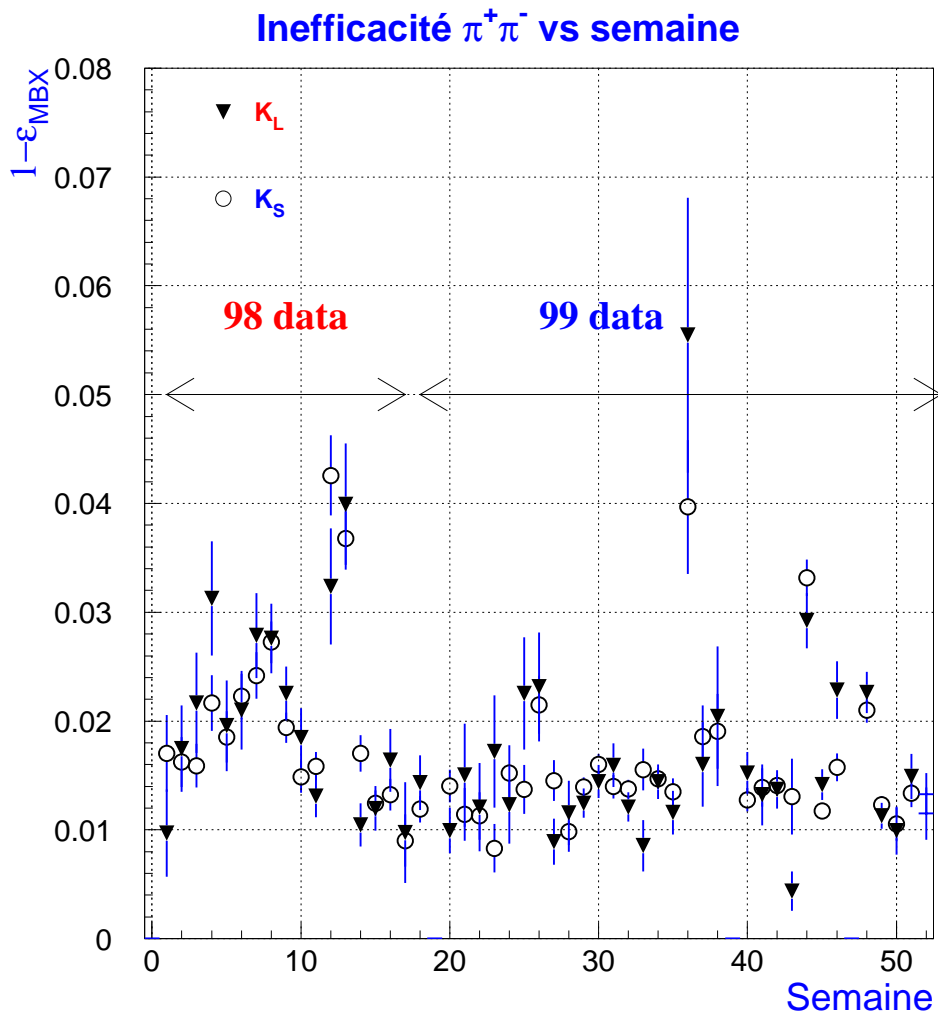


FIG. 5.18 – ε_{MBX} en fonction de la semaine de prise des données, pour K_S et K_L (données 98 et 99). On voit la nette amélioration d'efficacité pour l'année 1999.

Mesure des sources d'inefficacité

L'étude des sources d'inefficacité sert principalement à confirmer l'égalité des effets observés en K_S et en K_L . Pour cette raison, les sources qui peuvent engendrer une éventuelle différence entre les deux faisceaux doivent être étudiées avec beaucoup d'attention.

L'inefficacité due aux traces accidentelles: la corrélation entre inefficacité et présence de traces accidentelles peut être étudiée à travers des estimateurs de l'activité dans le détecteur comme par exemple le nombre des coups dans les chambres, ou le nombre des traces reconstruites dans le spectromètre. Des informations parallèles viennent de l'analyse des données enregistrées en faisceau K_S pur, qui ne présentent presque pas d'activité parasite.

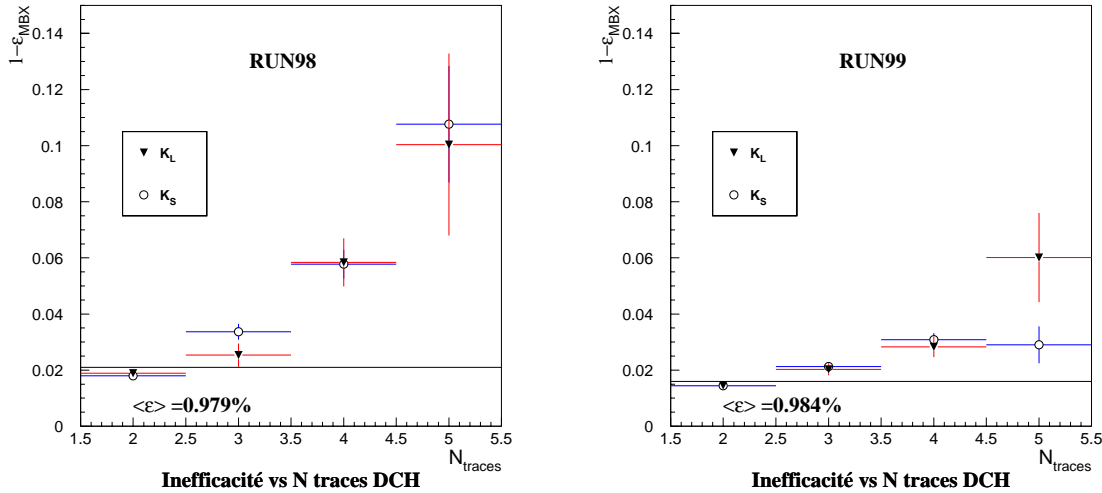


FIG. 5.19 – Inefficacité de la MassBox pour K_S et K_L (98 et 99) en fonction du nombre de traces reconstruites dans le spectromètre. Un $\pi^+\pi^-$ a toujours un minimum de deux traces. Si on intègre les inefficacités des points > 2 traces, on obtient pour 98 une contribution de $\sim 0.33\%$ à l'inefficacité totale, et pour 99 de $\sim 0.16\%$.

Nous avons étudié cet effet dans deux directions, en regardant d'un coté le nombre des traces (voir figure 5.19), et de l'autre la distance $\Delta t = t_{extra} - t_{vtx}$ (voir figures 5.20 et 5.21) entre la trace accidentelle (si elle existe) et le temps du vertex reconstruit par le spectromètre. Les effets sont toujours plus importants en 98 que en 99. Comme on s'y attend, l'efficacité dépend du nombre des traces additionnelles dans le détecteur, et la distribution en Δt montre que plus une *extra*-trace est proche du $\pi^+\pi^-$ ($|t_{extra} - t_{vtx}| \leq 30$ ns), plus la MassBox est inefficace : les événements accidentels qui précèdent l'événement $\pi^+\pi^-$ peuvent altérer la mesure du temps fin du Q_X , alors que les traces ultérieures risquent d'affecter l'association des coups dans l'algorithme des cartes *A&B*. Surtout pour l'algorithme utilisé en 1998, l'association des vues X, Y, U, V pour la recherche des points de passage des traces, était sensible à la présence de coups accidentels : cet effet a été étudié à l'aide du MonteCarlo et corrigé dans l'algorithme 99. En connaissant l'efficacité totale ϵ_{MBX} , on peut utiliser l'information contenue dans les figures 5.19 pour estimer la contribution des traces accidentelles. Si on regarde l'inefficacité des événements à plus que 2 traces, on mesure $\bar{\epsilon} \sim 4.5\%$ sur environ 7.1% du lot de contrôle total en 1998, et $\bar{\epsilon} \sim 2.3\%$ pour un lot équivalent à 6.8% des événements de contrôle en 1999. Ceci se traduit par une contribution de $\sim 0.33\%$ à l'inefficacité de 1998, et $\sim 0.16\%$ à l'inefficacité 1999.

Il faut souligner le fait que, de cette manière, nous sous estimons la contribution, puisqu'une partie des traces accidentelles n'est pas reconstruite.

On peut également mesurer la contribution à l'inefficacité des événements accidentels en

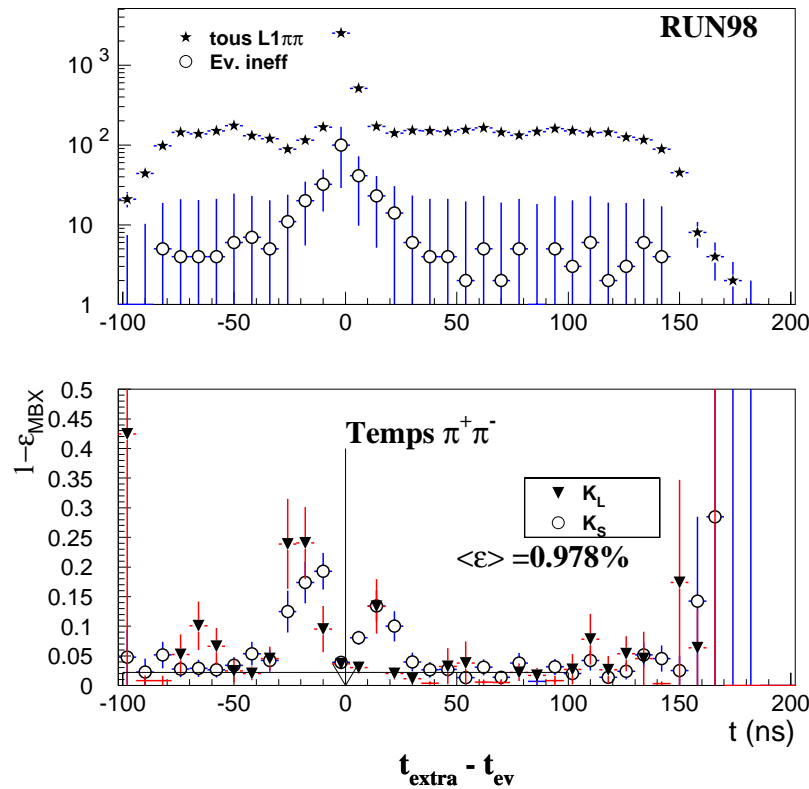


FIG. 5.20 – Efficacité de la MassBox en fonction de la différence des temps Δt entre la trace accidentelle t_{extra} et le temps du $\pi^+\pi^-$, t_{vtx} . Nous utilisons ici seulement les données $\pi^+\pi^-$ de 98 avec au moins une trace accidentelle. L'efficacité indiquée comme moyenne dans le graphe est par contre mesurée sur tous les événements 98. Le message de la figure est d'éclaircir la contribution des traces accidentelles dans l'efficacité de la MassBox. Le temps $\Delta t = 0$ est le temps du $\pi^+\pi^-$: si l'événement accidentel arrive avant ($\Delta t < 0$) alors il peut altérer la mesure du temps fin du Q_X , et rendre la MassBox très inefficace ($\bar{\varepsilon} \sim 12.1\%$ sur $\sim 0.7\%$ de la statistique du lot de contrôle) ; si il arrive après, l'impact est moins important, mais l'algorithme peut souffrir de la présence de cette trace additionnelle ($\bar{\varepsilon} \sim 7.7\%$ sur $\sim 0.7\%$ de la statistique du lot de contrôle).

étudiant les *runs* de K_S seuls. Dans le tableau 5.3, on a regroupé les périodes correspondantes qui peuvent être affectées par des problèmes localisés en temps (comme des inefficacités ou du bruit dans les chambres). Puisque nous avons l'intention ici de mesurer la contribution des événements accidentels (surtout dans l'algorithme), nous avons enlevé, pour les nombres du tableau, les *runs* où un problème de ce genre était manifestement la cause d'une faible efficacité de la MassBox. On trouve dans ce cas une valeur $\varepsilon_{MBX}(K_S) \sim 0.99$ (voir tableau 5.3). La dernière méthode utilisée consiste à étudier l'algorithme avec des données MonteCarlo, pour obtenir l'inefficacité *pure*.

L'inefficacité pure de l'algorithme: nous avons généré des événements $\pi^+\pi^-$ à l'aide du MonteCarlo officiel de la collaboration NA48. La simulation du déclenchement en mode chargé fait partie de ce programme, qui utilise la librairie GEANT développée au CERN pour simuler les interactions des $\pi^+\pi^-$ à l'intérieur du spectromètre. Pour vérifier la qualité du programme de simulation du déclencheur nous avons utilisé deux lots de données $\pi^+\pi^-$ sélectionnés avec le

Faisceau (Année)	$\varepsilon_{MBX} \pm \sigma_\varepsilon [10^{-2}]$	N_{tot}	N_{eff}
faisceau de seuls K_S			
K_S (98)	98.682 ± 0.026	209900	206775
K_S (99)	98.85 ± 0.003	117717	116367
faisceau $K_S + K_L$			
K_S en $K_S + K_L$ (98)	98.016 ± 0.047	86757	85036
K_{LW} en $K_S + K_L$ (98)	97.951 ± 0.083	56633	55502
K_S en $K_S + K_L$ (99)	98.491 ± 0.024	259571	255654
K_{LW} en $K_S + K_L$ (99)	98.484 ± 0.040	168315	165697

TAB. 5.3 – *Mesure de l'efficacité de la MassBox : en haut sans contribution des événements accidentels, avec $\pi^+\pi^-$ sélectionnés dans des runs K_S en 98 et 99 ; en bas pour les conditions de faisceau $K_S + K_L$ nominales.*

programme de reconstruction : le premier lot est constitué par des événements $MassBox_{\pi^+\pi^-}$, le deuxième par des événements de contrôle satisfaisant la condition $L1\pi$. Dans les deux cas, le **recouvrement** entre la réponse de la MassBox et la réponse de la simulation était de $\sim 99.8\%$ pour un échantillon d'environ 300 événements [52] ce qui valide le code de simulation ; la très petite différence entre les réponses *online* et lorsqu'on *rejoue* l'algorithme sont dues à des arrondis qui dépendent de la plateforme utilisée. Pour essayer la simulation sur des vraies données provenant des chambres, il a fallu développer un code de conversion de format, de manière à reproduire exactement l'entrée des cartes $A\&B$. Les résultats sur l'efficacité de la MassBox mesurée par MonteCarlo sont resumés dans le tableau 5.4. Le même tableau montre aussi les valeurs d'efficacité obtenues après avoir introduit dans le MonteCarlo l'inefficacité des chambres (mesurée de façon continue durant les prises de données de 1998 et 1999), et que nous allons décrire maintenant.

Faisceau	$\varepsilon_{MBX} \pm \sigma_\varepsilon [10^{-2}]$	N_{tot}	N_{eff}
NASIM ($\varepsilon_{DC} = 100\%$) 98			
K_S	99.697 ± 0.003	2695131	2686969
K_L	99.691 ± 0.016	1489661	1485087
NASIM + inefficacité DCH 98			
K_S	98.32 ± 0.015	721062	707820*
K_L	98.31 ± 0.028	108600	106551*
NASIM + inefficacité DCH 99			
K_S	98.41 ± 0.010	1438820	1414200*
K_L	98.4 ± 0.019	215930	212215*

TAB. 5.4 – *Mesure de l'efficacité pure et de l'inefficacité liée aux chambres de l'algorithme MassBox à l'aide du programme MonteCarlo NASIM.*

L'inefficacité des chambres à dérive: on peut également utiliser le MonteCarlo pour mesurer la partie d'inefficacité de la MassBox qui vient de l'inefficacité des chambres à dérive. En effet, chaque fois que dans une chambre (DC 1,2 et 4) il y a ≥ 2 plans (α_i, β_j , avec $\alpha, \beta = x, y, u, v$ et $i, j = A, B$) inefficaces appartenant à des vues différentes, c'est-à-dire plus que 1 vue), alors il est certain que le système de déclenchement est lui aussi inefficace : la MassBox a en effet besoin d'un minimum de trois vues pour pouvoir rechercher les associations qui donnent des coordonnées X, Y dans l'espace. Pour qu'une vue soit utile, les deux plans (A et B) doivent

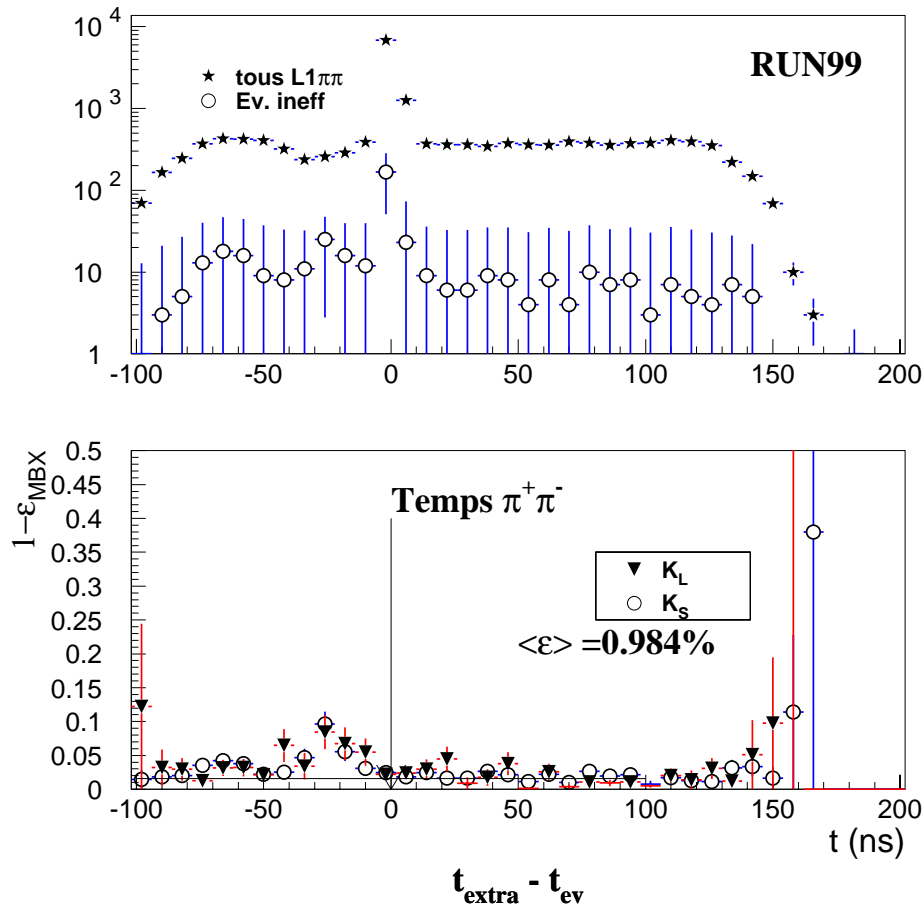


FIG. 5.21 – Efficacité de la MassBox en fonction de la différence entre le temps de la trace accidentelle t_{extra} et le temps du $\pi^+\pi^-$, t_{vtx} . Nous utilisons ici seulement les données $\pi^+\pi^-$ de 99 avec au moins une trace accidentelle. L'efficacité indiquée comme moyenne dans le graphe est par contre mesurée sur tous les événements 99.

être efficaces. Avec cette introduction on peut calculer facilement la contribution à laquelle on s'attend en provenance du spectromètre :

- on calcule avant tout la probabilité d'avoir r plans inefficaces parmi les n d'une chambre en utilisant la formule de probabilité binomiale :

$$P(r) = f(p, r, n) = \frac{n!}{r!(n-r)!} p^r (1-p)^{n-r} \quad (5.14)$$

où p désigne l'efficacité moyenne par plan p .

- Dans notre cas, les plans ne sont pas tous identiques : une trace chargée traversant une chambre est perdue si 2 plans n'appartenant pas à la même vue sont inefficaces, c'est-à-dire

$$P(2)_{MBX} = \left[\frac{8!}{6!(8-6)!} - 4 \right] p^6 (1-p)^{8-6} = 24p^6 (1-p)^2, \quad (5.15)$$

où nous avons soustrait les 4 combinaisons des couples de plans qui ne sont pas fatales pour la MassBox : (x_A, x_B) , (y_A, y_B) , (u_A, u_B) , (v_A, v_B) .

- Si on appelle l'inefficacité due au spectromètre $\varepsilon_{MBX}(dc)$, et on considère la présence des trois chambres effectives pour la MassBox, on obtient pour la probabilité de perdre une trace chargée sur les deux :

$$\begin{aligned}\varepsilon_{MBX}(dc) &\simeq 1 - 2 \times 3 \times P(2)_{MBX} \\ &\simeq 1 - 2 \times 3 \times 24p^6(1-p)^{8-6} = 1 - 144p^6(1-p)^2\end{aligned}\quad (5.16)$$

- On peut faire l'hypothèse que $p = 0.992$ pour chaque plan, ce qui correspond aux valeurs mesurées pour la plupart du spectromètre. Dans ce cas nous avons :

$$\varepsilon_{MBX}(dc) \simeq 1 - 0.009 = 99.1\% \quad (5.17)$$

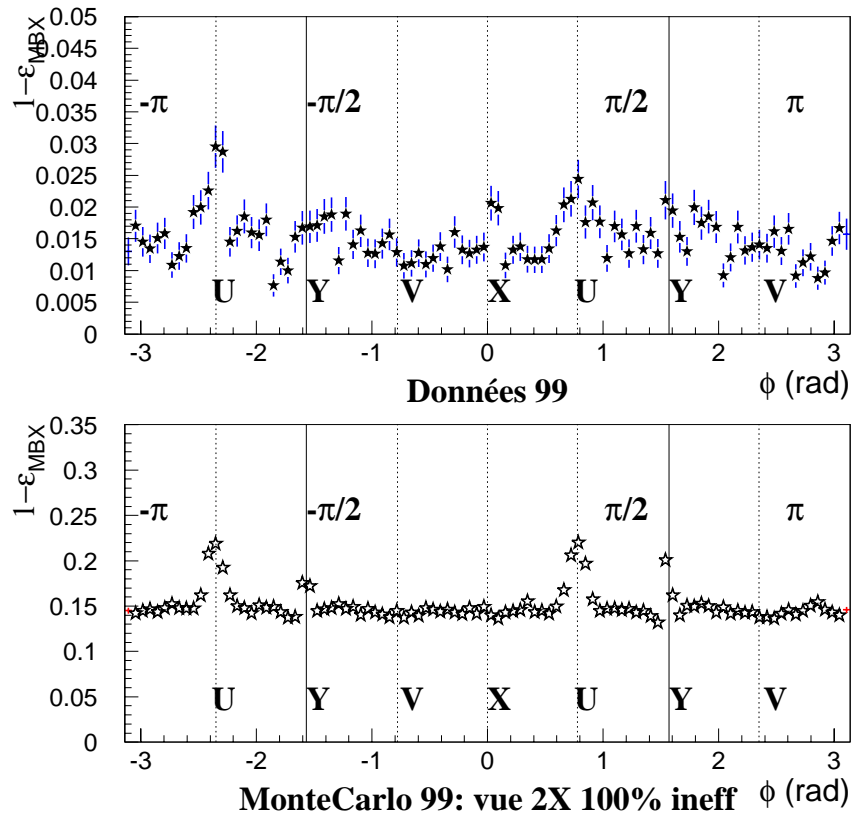


FIG. 5.22 – La figure montre l'inefficacité en fonction de l'angle ϕ entre le plan des traces et l'axe y . Les données 99 (et 98 aussi) montrent des structures en ϕ , qui deviennent très claires dans le MonteCarlo. La figure du bas est produite à partir d'événements K_S simulés par MonteCarlo, générés avec une inefficacité additionnelle dans la chambre 2 dans laquelle on a "éteint" la vue X : l'inefficacité de la MassBox monte dans ce cas jusqu'à $\sim 15\%$.

Dans le tableau 5.4, la normalisation est constituée par les événements $\pi^+\pi^-$ sélectionnés par la reconstruction. Nous n'avons pas utilisé toute la production MonteCarlo pour 98 et 99, mais un échantillon qui couvre toute la prise des données. Pour les nombres marqués d'une *, le changement en statistique pour la partie qui mesure la contribution de l'inefficacité des chambres

provient de la manière de simuler cette inefficacité dans NASIM ; les inefficacités corrélées (deux plans appartenant à la même vue inefficaces : $\varepsilon_{MBX}(dc) \propto \alpha_A \cdot \alpha_B$) ne sont pas introduites dans le MonteCarlo ($\varepsilon_{MBX}(dc) \propto \alpha_A + \alpha_B$), ce qui revient à doubler presque la probabilité d’être sensible à une telle inefficacité. Pour les valeurs présentées dans le tableau, nous avons cependant choisi une période où ce genre de corrélation était absente (ex : $6600 < run < 7100$ en 98).

Un autre aspect pour lequel le MonteCarlo peut être très utile dans l’étude de l’efficacité, est la compréhension des effets géométrique qui sont visibles dans les données. De cette manière on a pu par exemple expliquer la distribution en ϕ (angle entre le plan des pions chargés et l’axe y du système de référence) de l’efficacité de la MassBox. Nous avons remarqué la présence de pics à certaines valeurs ϕ , variables en fonction de la période de la prise des données. On a pu constater que ces structures sont un effet de l’inefficacité d’un des plans d’une chambre (voir figure 5.22). Avec seulement 3 vues disponibles, la MassBox devient sensible à chaque inefficacité additionnelle : c’est le cas des vues U et Y dans l’histogramme. En correspondance de ces deux vues, le déclenchement montre des pics d’inefficacité. Il est difficile de mesurer quantitativement ce genre d’effet, à cause de la statistique limitée du lot de contrôle.

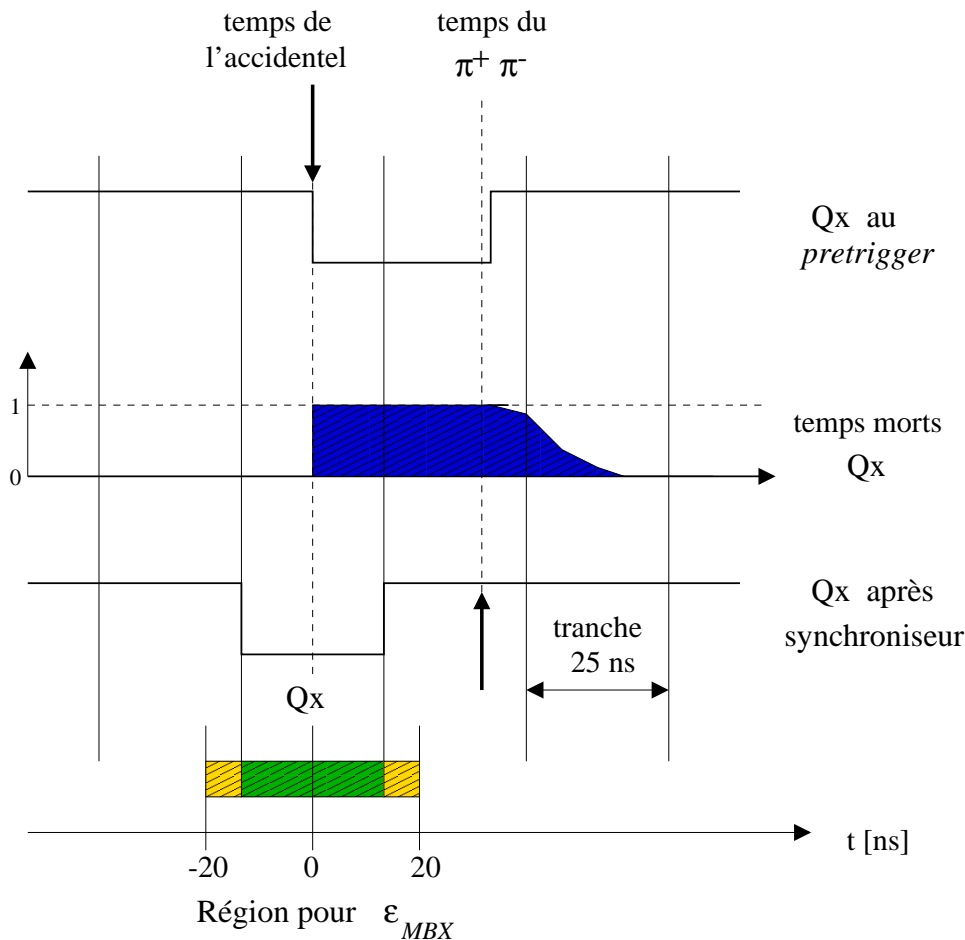


FIG. 5.23 – Schéma pour expliquer l’origine du temps mort du Q_X , lorsque deux signaux Q_X arrivent à moins de 25 ns d’écart. Le système ne pouvant pas déclencher une deuxième fois, l’événement $\pi^+\pi^-$ est “perdu”. Cette perte dépend naturellement de la MassBox, qui est incapable d’associer correctement les coups dans les chambres ayant reçu un mauvais temps du Q_X .

Nous n’avons pas traité dans cette section l’inefficacité due aux événements qui ont un temps t_{corr} entre 20 et 40 ns. Cette contribution est associée plutôt à la mesure d’efficacité du signal

Q_X , comme on le verra dans la prochaine section. Ceci apparaît clairement si on considère que le temps de l'événement ne satisfait pas la condition 5.12, et n'est pourtant pas pris comme satisfaisant la condition $L1\pi\pi$, le Q_X apparaissant dans la tranche temporelle précédente. La figure 5.23 peut servir aussi pour la compréhension du phénomène.

5.3.2 Mesure de l'efficacité du signal Q_X : ε_{Q_X}

L'échantillon utilisé est le même que celui utilisé pour la MassBox, sauf dans la période marquée RUN98-I, où le Q_X utilise toujours le lot $CT2$ (voir tableau 5.2). Comme nous l'avons vu dans la section précédente, la condition de contrôle pour la MassBox exige aussi la présence du bit Q_X dans les PU ; maintenant donc, ce qu'on veut mesurer est l'efficacité de la condition, en faisant attention à éviter le double comptage d'inefficacité.

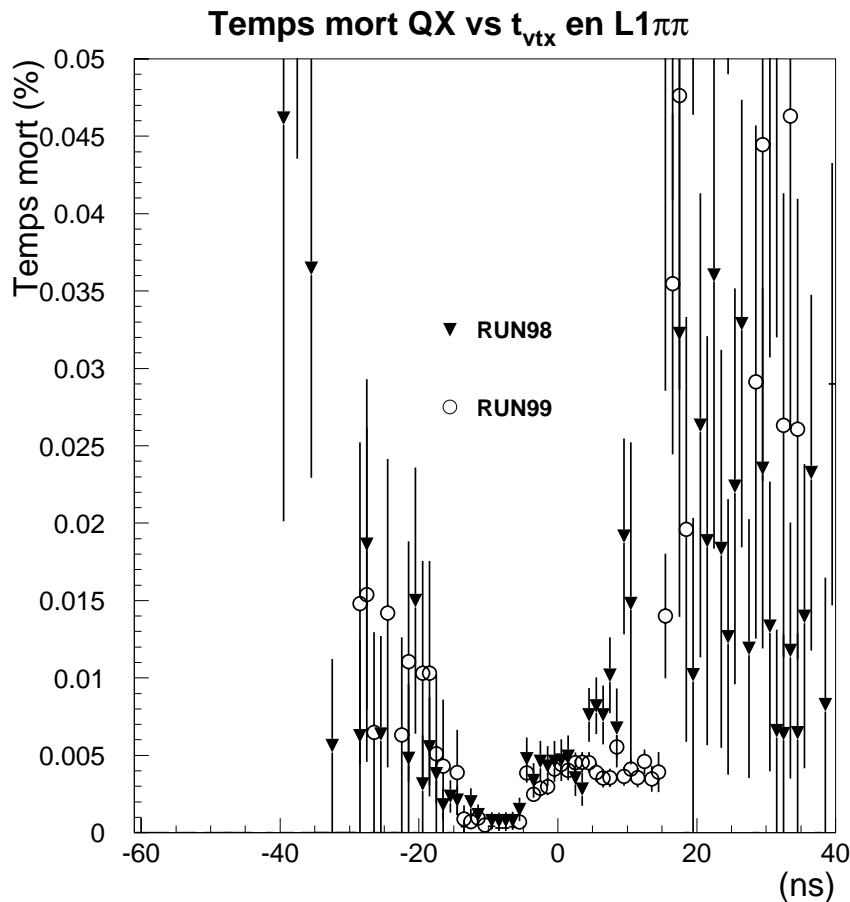


FIG. 5.24 – Mesure du temps mort du signal Q_X avec le lot de contrôle $E_{tot} \cdot Dchm$ en 1998 et 1999.

La formation du Q_X : les signaux analogiques des scintillateurs de l'hodoscope sont discriminés pour former différentes combinaisons de signaux rapides, parmi lesquels le Q_X . À la sortie du module de *pretrigger*, le Q_X est envoyé dans un module de synchronisation (dont l'inefficacité en 1998 est très faible, $< 10^{-5}$), presque sans temps mort. Mais le fait que le synchroniseur soit sensible au front de montée du signal analogique, empêche le système de traiter deux signaux

proches l'un de l'autre, à moins de 25 ns (voir figure 5.23). Donc il y a un temps mort qui est introduit dans ce système proportionnellement à la largeur du signal Q_X : on a mesuré environ 20 ns de temps mort, ce qui correspond à $\sim 1\%$ pour un taux Q_X de 450 kHz [53].

Le Q_X a été très efficace tout le long de la durée de la prise des données, sauf une très courte période en 99 et dans la première période de 98, où un problème d'électronique dans l'hodoscope s'était produit, qui provoquait une inefficacité des lattes verticales au centre (à $x=0$).

La méthode pour le calcul de ε_{Q_X}

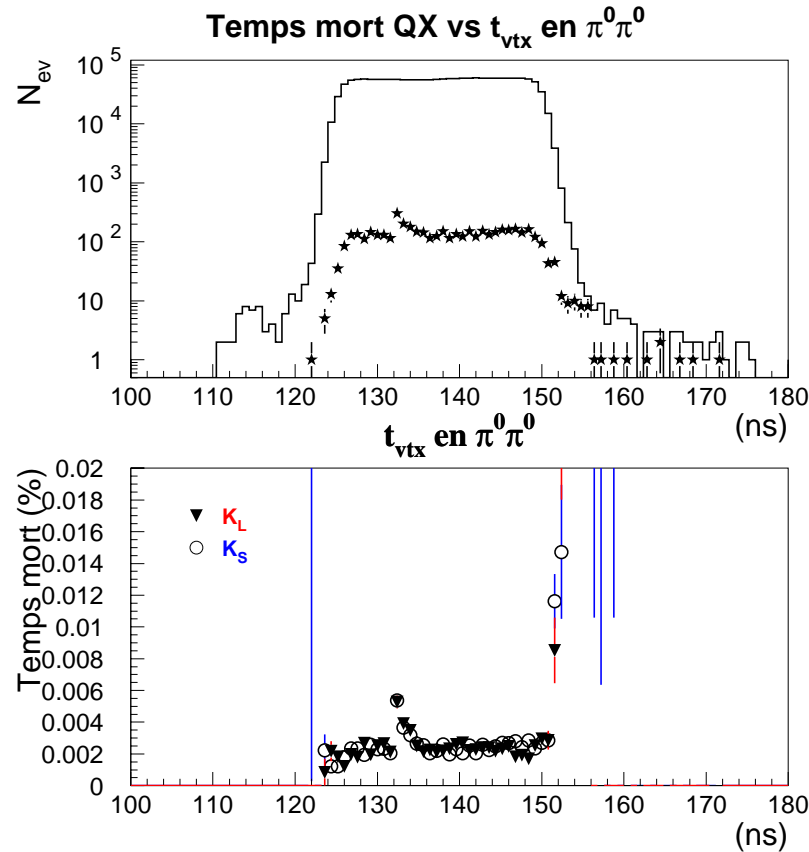


FIG. 5.25 – Le temps mort du Q_X appliqué aux $\pi^0\pi^0$. En haut on représente la distribution du temps pour tous les événements $\pi^0\pi^0$ et avec les étoiles la même distribution pour les événements qui se trouvent en temps mort. En bas on montre le rapport des deux en K_S et en K_L .

L'efficacité du Q_X peut être donc mesurée de la même façon que ε_{MBX} , mais cette fois on regarde le bit Q_X dans les PU. Le calcul doit tenir compte du temps mort du Q_X . Comme pour la MassBox, la méthode consiste à sélectionner la tranche de temps à l'aide de t_{corr} , et à regarder dans le PU si le bit Q_X est présent. On peut distinguer de cette manière deux types d'inefficacités :

- l'inefficacité *pure* : soit le Q_X est complètement absent dans les PU, soit il est présent mais dans des tranches temporelles lointaines de celle qui satisfait la condition 5.12 ;
- le temps mort du Q_X : la tranche qui satisfait la condition 5.12 pour t_{corr} ne contient pas le bit Q_X , mais la tranche précédente oui ; ceci est le cas pour un Q_X accidentel suivi par

un bon $\pi^+\pi^-$ (comme en figure 5.23).

La figure 5.24 montre le temps mort du Q_X en fonction du temps t_{vtx} reconstruit des événements du lot de contrôle. Comme on peut s'y attendre, le temps mort du Q_X est presque nul pour des temps t_{vtx} proches du début de la tranche temporelle du déclenchement, puisque c'est là que la probabilité qu'une accidentelle empêche la formation du signal de coïncidence $L1\pi\pi$ est la plus faible. Le tableau 5.5 résume les valeurs d'efficacité du signal Q_X en 1998 et 1999. Aucune correction n'est appliquée puisque la différence entre K_S et K_L est inférieure à 10^{-4} .

Faisceau (Année)	$\varepsilon_{Q_X} \pm \sigma_\varepsilon$ [10^{-2}]	N_{tot}	N_{eff}
K_S en $K_S + K_L$ (98)	99.942 ± 0.009	72225	72183
K_{LW} en $K_S + K_L$ (98)	99.949 ± 0.014	47581	47556
K_S en $K_S + K_L$ (99)	99.950 ± 0.004	257934	257806
K_{LW} en $K_S + K_L$ (99)	99.955 ± 0.007	167553	167480

TAB. 5.5 – Mesure de l'efficacité du Q_X pour 98 et 99 en excluant le temps mort du Q_X .

Le traitement du temps mort du Q_X : un point important dans cette analyse est de savoir si on peut traiter ce temps mort additionnel de la même façon que les temps morts du système MassBox+DCH, c'est-à-dire en l'appliquant également aux neutres, et donc ne pas corriger pour la partie d'inefficacité qui vient de ce temps mort. Grâce à l'enregistrement continu des PU, cette alternative est envisageable, et a été étudiée en détail par la collaboration. En combinant l'information temporelle du calorimètre avec les PU, on peut effectivement éliminer un nombre des $\pi^0\pi^0$ qui est compatible avec le nombre des $\pi^+\pi^-$ perdus.

Pour la symétrisation, la méthode consiste à vérifier l'existence d'un Q_X dans les PU, pour les événements neutres avec le temps compris entre 120 et 160 ns (voir figure 5.25). Si l'on procède de cette manière on trouve un **temps mort** de $(0.52 \pm 0.07)\%$ pour l'année 1998, et de $(0.45 \pm 0.04)\%$ en 1999.

5.3.3 Mesure de l'efficacité du signal E_{tot} : ε_{ETOT}

Faisceau (Année)	$\varepsilon_{ETOT} \pm \sigma_\varepsilon$ [10^{-2}]	N_{tot}	N_{eff}
K_S en $K_S + K_L$ (98)	99.474 ± 0.031	55717	55424
K_{LW} en $K_S + K_L$ (98)	99.565 ± 0.045	36301	36133
K_S en $K_S + K_L$ (99)	99.552 ± 0.008	652128	649205
K_{LW} en $K_S + K_L$ (99)	99.536 ± 0.017	421710	419664

TAB. 5.6 – Mesure de l'efficacité du signal E_{tot} intégrée sur tout le spectre pour 98 et 99.

Rappelons que le signal E_{tot} utilise l'information des 2 calorimètres avec une pondération :

$$E_{tot} = 1.2 \times E_{LKr} + 0.4 \times E_{HAC}$$

Le lot de contrôle pour E_{tot} est constitué par les événements acceptés par la MassBox, décrit par 5.1, mais pour lesquels la condition *pretrigger* était seulement Q_X/D . Pour éviter les doubles comptages, il faut maintenant sélectionner les $\pi^+\pi^-$ avec la coupure en temps standard : $-20 \leq t_{vtx} \leq 20$ ns. Les événements efficaces auront dans les PU le bit E_{tot} . La plupart des problèmes qui concernent ce signal sont dus à l'alignement temporel entre Q_X et E_{tot} , et

au fait que le temps de E_{tot} est mesuré avec les signaux du calorimètre, et peut dépendre de l'énergie déposée.

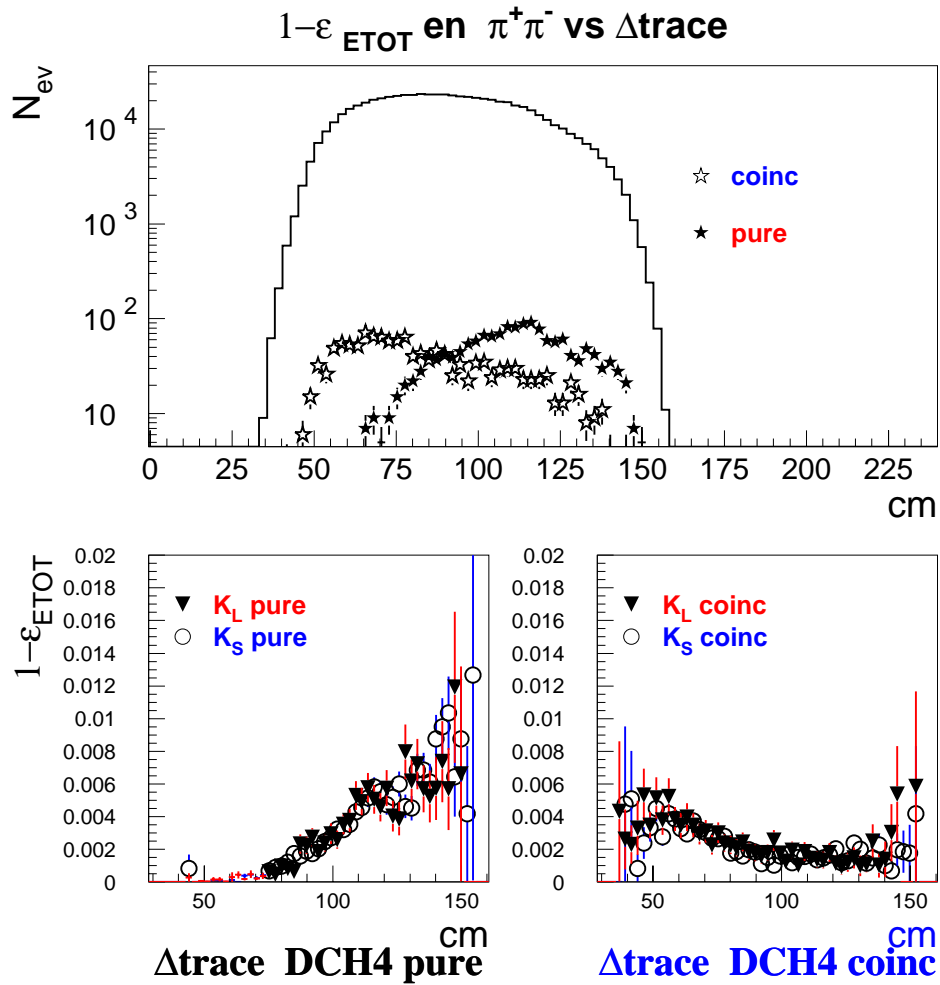


FIG. 5.26 – Efficacité du bit E_{tot} pendant l'année 99, en fonction de la distance ($\Delta trace$) entre les traces du π^+ et du π^- au niveau de la chambre 4, exprimée en cm. Nous avons séparé dans la figure les deux types d'efficacité: "pure" et de coïncidence.

À cause d'un problème dans l'algorithme de définition, E_{tot} a été légèrement inefficace en début de l'année 1999. L'erreur a été rapidement corrigée, et presque toute la prise des données est caractérisée par une bonne efficacité (voir le tableau 5.6). La dépendance de ce signal envers l'énergie reconstruite en ligne, le rend sensible aux problèmes de géométrie et de répartition de l'énergie entre le LKr et le HAC. Pour cette raison on peut étudier des variables cinématiques comme la distance entre la trace positive et la trace négative ($\Delta trace$ dans la figure 5.26), où ces effets apparaissent clairement. En particulier on peut reconnaître une composante de l'inefficacité qui est sensible à la distance $\Delta trace$ et une composante qui ne l'est pas. Nous distinguons donc :

- $\varepsilon_{ETOT} pure$: quand le signal E_{tot} n'est pas présent dans les PU, parce que la combinaison des énergies déposées est inférieure au seuil de $35 GeV$;

- $\varepsilon_{ETOT\ coinc}$: quand le signal E_{tot} est présent mais la coïncidence avec le Q_X n'a pas eu lieu, à cause d'un désalignement temporel entre les signaux.

La dernière composante représente une condition de décalage entre E_{tot} et Q_X , principalement à cause de la géométrie de l'événement, et de l'énergie qu'il a déposé dans le LKR et dans le HAC, comme on le voit dans la figure 5.27. L'augmentation de l'inefficacité vers les basses énergies est une conséquence de la méthode de formation du signal, qui combine l'information des deux calorimètres.

Malgré tout, la différence entre les valeurs de ε_{ETOT} entre K_S et K_{LW} est très faible, surtout en 1999. La correction est de toute manière appliquée séparément par intervalle d'énergie dans l'analyse finale du double rapport, et en figure 5.28 on voit ε_{ETOT} en fonction de l'énergie pour les deux faisceaux.

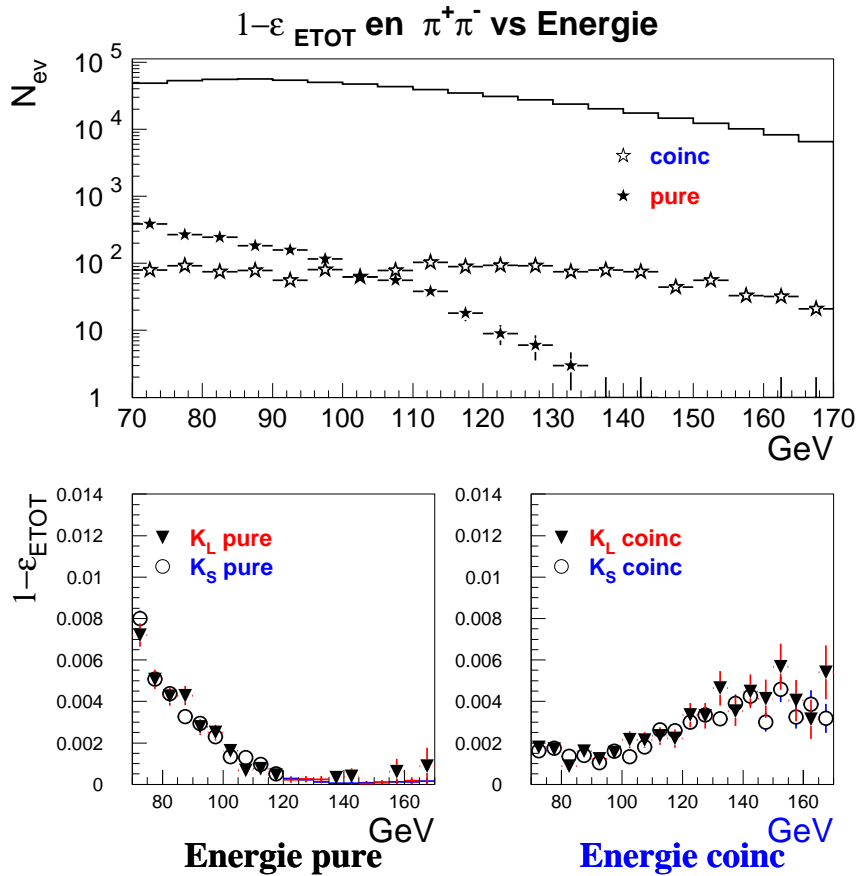


FIG. 5.27 – La figure montre la dépendance de l'efficacité ε_{ETOT} en fonction de l'énergie reconstruite du kaon, pour les deux types d'efficacité mentionnées précédemment : pure et de coïncidence. Le fait que la deuxième composante domine à hautes énergies, indique le rôle joué par les calorimètres dans la détermination du temps du signal : la tranche de E_{tot} se déplace avec l'énergie, et on perd la coïncidence avec la tranche du Q_X .

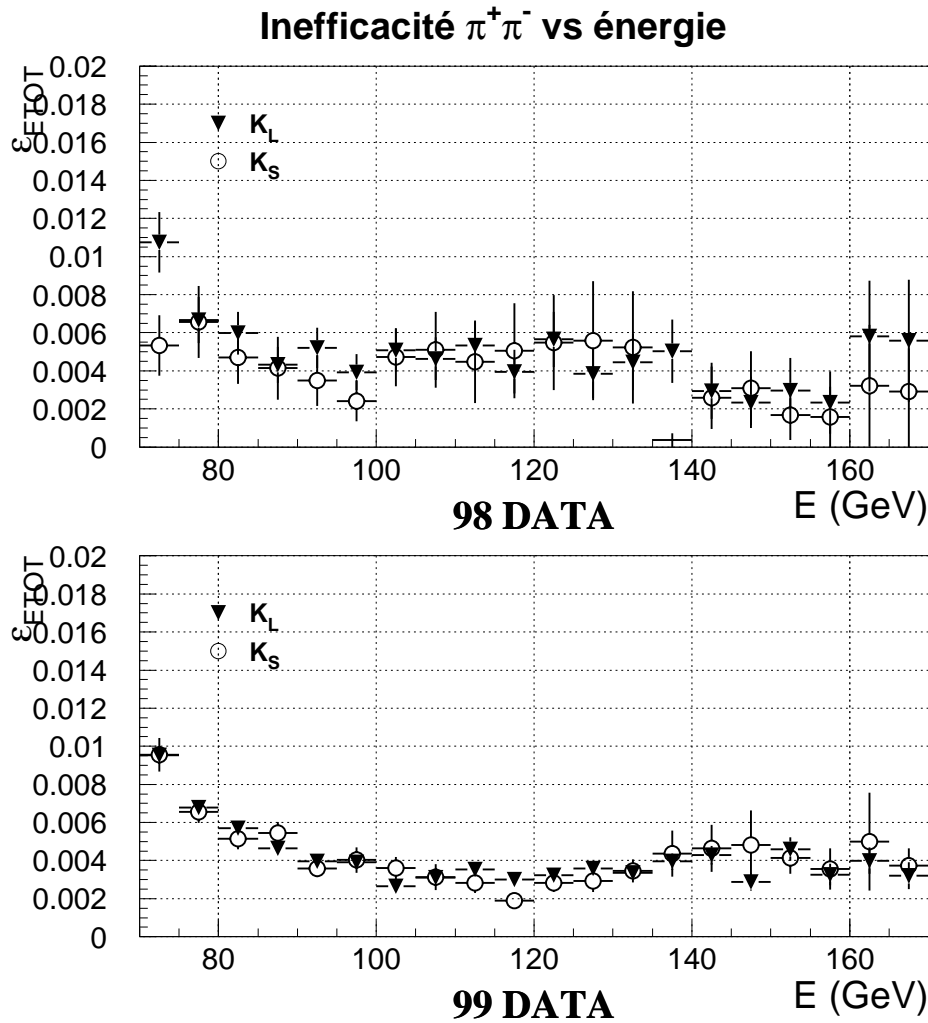


FIG. 5.28 – Correction d'efficacité E_{tot} en fonction de l'énergie, pour K_S et K_L , dans les deux années 98 et 99.

5.3.4 Mesure de l'efficacité du signal D_{chm} : ε_{DCHM}

Ce signal généré par l'électronique de lecture des chambres est très efficace, même au niveau de la coïncidence temporelle, vu sa largeur qui couvre plusieurs tranches de 25 ns (voir figure 5.10). Cette caractéristique est due à l'intégration de la multiplicité sur une plage temporelle de 100 ns. Son efficacité peut être mesurée en sélectionnant des bons $\pi^+\pi^-$ dans le même lot que celui utilisé pour l'efficacité du signal E_{tot} . De cette manière on trouve une inefficacité $\bar{\varepsilon}_{DCHM} < 10^{-4}$, et n'attend donc pas de biais notable entre K_S et K_L de cette inefficacité. Il faut ici souligner que ε_{DCHM} est mesurée avec un système (la MassBox), qui dépend lui-même de l'information des chambres. Pour cette raison la mesure a été également contrôlée avec les événements du lot de contrôle $Q_X/2000$ qui n'en dépendent pas, ainsi qu'en phase de début de prise des données avec un déclenchement Q_X très fortement échantillonné dédié à cette mesure. Comme pour le signal Q_X , aucune correction d'efficacité n'est appliquée aux nombres d'événements, puisque l'effet est inférieur à 10^{-4} .

5.4 Conclusions

L'efficacité du système de déclenchement chargé a été mesurée précisément, et chaque source d'incertitude systématique est sous contrôle. Nous n'avons pas observé de faiblesse dans le système qui puisse justifier des différences significatives entre K_S et K_L . La plus grande partie de l'inefficacité du système de déclenchement chargé provient de la MassBox. Nous avons isolé et mesuré (à l'aide aussi du MonteCarlo) trois sources d'inefficacité principales, dont nous allons quantifier les contributions en utilisant les valeurs reportées dans les tableaux 5.4 et 5.3 :

- **l'algorithme MassBox** semble contribuer à environ 0.3% de l'inefficacité $\bar{\epsilon}_{MBX}$, déterminée à travers une mesure effectuée avec des $\pi^+\pi^-$ simulés par MonteCarlo ;
- **l'inefficacité $\bar{\epsilon}_{MBX}(dc)$ des chambres** est plus difficile à mesurer par MonteCarlo, en raison d'une simulation imparfaite des inefficacités corrélées des plans de chambre. En prenant des périodes relativement stables on peut voir (tableau 5.4) que nous avons en 98 une inefficacité de $\sim 1.7\%$, et de $\sim 1.6\%$ en 99. Nous pouvons donc estimer, en soustrayant l'inefficacité de l'algorithme :

$$\bar{\epsilon}_{MBX}(dc) \simeq (1.3 - 1.4)\% \quad (\text{années : } 99 - 98) \quad (5.18)$$

Pour confirmer cette estimation, nous pouvons faire référence aux valeurs d'efficacité des *runs* de purs K_S : on trouve dans ce cas, sous l'hypothèse qu'il n'y a pas de contribution des coups accidentels (voir tableau 5.3), une inefficacité $\bar{\epsilon}_{MBX}(dc) \simeq (0.9 - 1.)\%$ (où nous avons considéré 0.3% d'inefficacité de l'algorithme). Cette mesure montre donc qu'avec le MonteCarlo nous avons tendance à surestimer l'inefficacité des chambres, même dans des périodes relativement stables.

- **l'inefficacité $\bar{\epsilon}_{MBX}(acc)$ en présence des traces accidentelles** peut être mesurée grâce au MonteCarlo d'un coté, mais aussi en comparant les *runs* de faisceau K_S pur aux périodes K_S+K_L . Le tableau 5.3 montre différentes valeurs d'inefficacité causée par les traces accidentelles en 98 et 99, caractéristiques de la sensibilité de l'algorithme :

$$\bar{\epsilon}_{MBX}(acc) \simeq \begin{cases} 98 : & 98.68 - 98.02 = 0.66 \% \\ 99 : & 98.85 - 98.49 = 0.36 \% \end{cases} \quad (5.19)$$

Nous n'avons pas des raisons particulières de croire que les faisceaux aient beaucoup changés entre 98 et 99, et nous pouvons attribuer ce $\sim 0.3\%$ d'amélioration aux modifications de l'algorithme utilisé dans les processeurs de la MassBox. Ces valeurs de l'effet dû aux traces accidentelles sont confirmées aussi par la figure 5.19, où nous avons essayé d'évaluer leur contribution dans les *runs* K_S+K_L : la différence entre l'inefficacité du premier point ($N_{traces} = 2 \Leftrightarrow N_{extra} = 0$) et celle des trois autres combinés ($N_{extra} > 0$), donne pour 98 une mesure de $\bar{\epsilon}_{MBX}(acc) \sim 0.76\%$, et pour 99 $\bar{\epsilon}_{MBX}(acc) \sim 0.37\%$, et confirment dans les incertitudes la mesure reportée pour les *runs* de K_S purs.

Pour conclure ce chapitre, nous pouvons revenir sur l'amélioration substantielle de l'incertitude sur le double rapport R résultant de la détermination de l'efficacité de la MassBox en 1998 et 1999. En 1997, la correction d'efficacité et l'incertitude associée était [50] : $\Delta R_{MBX}^{97} = (+9 \pm 23) \times 10^{-4}$, ce qui en faisait l'incertitude dominante sur $Re(\epsilon'/\epsilon)$. La même correction sur le double rapport provenant des données de 1998 et 1999 est maintenant :

$$\Delta R_{MBX}^{98-99} = (-4.2 \pm 4.7) \times 10^{-4} \quad (5.20)$$

et n'apparaît plus comme une limitation systématique à la mesure du double rapport, comme nous allons le détailler dans le prochain chapitre.

Chapitre 6

Le résultat final : corrections et effets systématiques

Ce chapitre décrit la procédure utilisée pour obtenir la valeur finale du double rapport R . Nous avons, dans le chapitre précédent, décrit en détail les corrections que nous appliquons au lot de $\pi^+\pi^-$ pour les efficacités du système de déclenchement. Maintenant nous allons considérer les autres effets qui peuvent engendrer un biais ou qui comportent une incertitude significative sur R :

- les erreurs d'étiquetage ;
- les bruits de fond résiduels dans le faisceau K_L , dont nous avons parlé en présentant la sélection des bons événements ;
- l'acceptance du détecteur NA48, mesurée par deux programmes de simulation Monte Carlo différents pour bien évaluer l'incertitude systématique ;
- les effets liés à la reconstruction des événements, donc à l'échelle en énergie des détecteurs impliqués et à l'efficacité des programmes de reconstruction et de déclenchement ;
- les effets liés à l'activité instantanée dans les détecteurs, qui peuvent être différents entre K_S et K_L .

Chaque correction est présentée ici en 20 intervalles d'énergie, suivant la méthode de mesure de R de NA48. Pour certains effets aucune correction n'est appliquée, mais on tient compte d'une incertitude additionnelle, là où on en démontre la nécessité. Ce chapitre se termine donc avec le résultat de NA48 sur les années 1998 et 1999, avec l'estimation aussi de l'incertitude totale.

Les corrections que nous montrons dans la suite sont toujours évaluées sur le double rapport R , ce qui implique que pour traduire leur impact sur $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$ il faut diviser par un facteur 6, suivant la formule $(1 - R)/6 \simeq Re(\varepsilon'/\varepsilon)$. En général on définit pour la suite :

$$\Delta R \equiv R_{corr} - R_{nocorr} , \quad (6.1)$$

c'est-à-dire qu'on présente l'effet sur R comme la différence entre R_{nocorr} (R avant correction) et R_{corr} (R après correction).

6.1 Corrections d'étiquetage

Rappelons ici les formules 4.3 qui servent à corriger le nombre d'événements N_S et N_L en fonction des quantités α_{LS} (ou **dilution**) et α_{SL} (ou **inefficacité** d'étiquetage), mesurables en

mode chargé par la méthode du vertex (voir figure 2.9) :

$$\begin{aligned} N_S &= \frac{(1 - \alpha_{LS})N_S^{tag} - \alpha_{LS}N_L^{tag}}{1 - \alpha_{SL} - \alpha_{LS}} \\ N_L &= \frac{(1 - \alpha_{SL})N_L^{tag} - \alpha_{SL}N_S^{tag}}{1 - \alpha_{SL} - \alpha_{LS}}. \end{aligned} \quad (6.2)$$

Ici nous allons présenter la méthode pour corriger le double rapport de ces effets, et nous allons introduire d'autres conséquences de l'étiquetage : dans le chapitre concernant la sélection des $\pi^+\pi^-$ et des $\pi^0\pi^0$, nous avons fait l'hypothèse que les quantités α pour le mode neutre sont identiques à celles mesurables en mode chargé. Cette condition peut ne pas être vérifiée pour les raisons suivantes :

- les résolutions temporelles en mode neutre et en mode chargé sont différentes ;
- les intensités instantanées ne sont pas nécessairement identiques, parce que les systèmes de déclenchement se comportent de manières différentes (les temps morts du système de déclenchement pour les $\pi^+\pi^-$ sont plus importants que ceux pour les $\pi^0\pi^0$).

Nous allons présenter maintenant la variation de R en fonction des quantités α , et aussi les techniques pour mesurer les corrections qui doivent prendre en compte des effets d'étiquetage.

6.1.1 La correction sur R

Comme premier cas, nous reconsidérons la formule 6.2 ; la connaissance acquise sur la sélection des bons événements nous permet de classer les nombres d'événements dans les groupes :

- $M_{L(S)(tag)}^{+-,00}$: nombres d'événements mesurés par étiquetage, et issus de la sélection avec les coupures établies pour K_S et K_L ;
- $M_{L(S)(mis)}^{+-,00}$: nombres d'événements identifiés toujours par étiquetage, mais cette fois analysés comme s'ils avaient été mal identifiés : les K_S sont ici sélectionnés avec les coupures des K_L et comme tels pondérés, et les K_L n'ont pas de coupure en temps de vie et ne sont pas pondérés ;
- $N_{L(S)}^{+-,00}$: nombres vrais d'événements dans les quatre modes, c'est-à-dire le résultat que nous voulons atteindre. Pour ces nombres, l'éventuel index W indique que le comptage utilise la pondération ;
- $N_{L(S)(mis)}^{+-,00}$: nombres vrais d'événements mal étiquetés, c'est-à-dire K_S traités comme K_L en ce qui concerne le temps de vie et la pondération, et vice-versa.

En utilisant cette classification on peut donner les relations pour les nombres mesurés :

$$\begin{aligned} M_{LW(tag)} &= N_{LW}(1 - \alpha_{LS}) + \alpha_{SL}N_{S(mis)} \\ M_{S(tag)} &= N_S(1 - \alpha_{SL}) + \alpha_{LS}N_{L(mis)} \\ M_{L(mis)} &= N_{L(mis)}(1 - \alpha_{LS}) + \alpha_{SL}N_S \\ M_{S(mis)} &= N_{S(mis)}(1 - \alpha_{SL}) + \alpha_{LS}N_L, \end{aligned} \quad (6.3)$$

ce qui nous conduit à réécrire les relations 6.2 en utilisant les distributions mesurables expérimentalement :

$$\begin{aligned} N_S &= \frac{(1 - \alpha_{LS})M_{S(tag)} - \alpha_{LS}M_{L(mis)}}{1 - \alpha_{SL} - \alpha_{LS}} \\ N_{LW} &= \frac{(1 - \alpha_{SL})M_{LW(tag)} - \alpha_{SL}M_{S(mis)}}{1 - \alpha_{SL} - \alpha_{LS}} \end{aligned} \quad (6.4)$$

On peut estimer la correction due à l'étiquetage, sous l'hypothèse que $\Delta\alpha_{LS} = \alpha_{LS}^{00} - \alpha_{LS}^{+-} = 0$ et que $\alpha_{SL} \simeq 0$. On peut donc prendre comme valeur de α_{LS} , celle mesurée pour les $\pi^+\pi^-$ étiquetés par le vertex reconstruit par le spectromètre (grâce à sa bonne résolution en y_{vertex}), correspondant à $\alpha_{LS} = 0.1065 \pm 0.00008$. Dans ce cas nous avons :

$$\begin{aligned} R_{mes} &= \frac{M_{L(tag)}^{00} M_{S(tag)}^{+-}}{M_{L(tag)}^{+-} M_{S(tag)}^{00}} \\ &= \frac{N_{LW}^{00}(1 - \alpha_{LS}^{00}) + \alpha_{SL}^{00} N_{S(mis)}^{00}}{N_{LW}^{+-}(1 - \alpha_{LS}^{+-}) + \alpha_{SL}^{+-} N_{S(mis)}^{+-}} \frac{N_S^{+-}(1 - \alpha_{SL}^{+-}) + \alpha_{LS}^{+-} N_{L(mis)}^{+-}}{N_S^{00}(1 - \alpha_{SL}^{00}) + \alpha_{LS}^{00} N_{L(mis)}^{00}} \\ &\simeq R_{vrai} \cdot \left[1 + \alpha_{LS} \left(\frac{N_{L(mis)}^{+-}}{N_S^{+-}} - \frac{N_{L(mis)}^{00}}{N_S^{00}} \right) \right] \end{aligned} \quad (6.5)$$

De cette manière on obtient une formule pour $\Delta R/R$:

$$\frac{\Delta R}{R} = \frac{R_{vrai} - R_{mes}}{R_{vrai}} \simeq \alpha_{LS} \Delta \left(\frac{N_{L(mis)}}{N_S} \right), \quad (6.6)$$

paramétrisée par α_{LS} et par $\Delta(N_{L(mis)}/N_S)$ (où Δ indique la différence entre chargés et neutres), qui est toujours non nulle, à cause de l'acceptance qui n'est pas identique entre K_S et K_L , et encore moins entre $\pi^+\pi^-$ et $\pi^0\pi^0$. L'incertitude sur cette correction dépend complètement de l'incertitude sur α_{LS} , puisque la quantité $\Delta(N_{L(mis)}/N_S)$ est très bien mesurée. En pratique, la correction écrite dans la formule 6.6, vaut :

$$\Delta R = (71.5 \pm 0.0) \times 10^{-4}, \quad (6.7)$$

avec une incertitude négligeable.

Pour pouvoir étudier la variation de R_{vrai} on peut développer la formule 6.5 en série de Taylor autour de $R = 1$ et de $\alpha_{LS}, \alpha_{SL} = 0$, en considérant qu'on peut substituer (si nous ne sommes pas intéressés par la pondération) $N_{L(mis)}, N_{S(mis)}$ par N_L, N_S , puisqu'ils représentent le même nombre d'événements. De cette manière on obtient [37] :

$$dR_{mes} = 1 + \frac{1}{1 + \alpha_{LS}x} dR_{vrai} + \frac{1 + x}{(1 - \alpha_{LS})(1 + \alpha_{LS}x)} \cdot [\Delta\alpha_{SL} - x\Delta\alpha_{LS}], \quad (6.8)$$

où nous appelons $x = (N_L^{+-}/N_S^{+-})$. On peut voir donc la signification du terme *dilution* pour α_{LS} , qui baisse la valeur de $dR_{mes} = (R_{mes} - 1)$. Une formule détaillée pour cette variation doit évidemment prendre en compte la pondération : ici nous allons écrire le résultat du calcul dans l'hypothèse de spectres en énergie et d'acceptances identiques ([37], [53]) :

$$(1 - R_{vrai}) = 1.058(1 - R_{mes}) + 6.15\Delta\alpha_{SL} - 1.73\Delta\alpha_{LS} \quad (6.9)$$

ce qui montre une dépendance en fonction de la différence d'inefficacité qui est environ 3 fois plus grande que celle en fonction de la différence de dilution. On comprend cet écart entre les deux si l'on considère que α_{SL} paramétrise la probabilité qu'un K_S soit pris pour un K_L ; ces événements seront donc pondérés deux fois, ce qui rend cet effet plus important que celui de α_{LS} où les K_L ne sont pas pondérés.

Certaines considérations générales sont importantes avant de continuer :

- l'incertitude sur le terme 1.058 de dilution est négligeable, en revanche les termes $\Delta\alpha$ doivent être mesurés avec beaucoup de précision, et une incertitude systématique liée à leur connaissance doit être prise en compte.

- l'étiquetage met en jeu deux temps : le premier est reconstruit par le tagger et l'autre par le détecteur du mode de désintégration sélectionné (hodoscope chargé ou calorimètre électromagnétique) ;
- la quantité α_{SL} est dominée par l'inefficacité du tagger, ce qui permet de supposer qu'on n'introduit pas de biais entre lots chargés et neutres, puisque ce détecteur ne sait pas dans quel mode le kaon va se désintégrer ;
- la quantité α_{LS} est liée à l'étiquetage accidentel, et donc aussi aux systèmes de déclenchement, qui peuvent modifier pour les chargés et les neutres le taux instantané des protons vu par les détecteurs.

Ceci implique que les effets de mauvais étiquetage sont diminués par des conditions identiques entre $\pi^+\pi^-$ et $\pi^0\pi^0$ en ce qui concerne les taux : chaque coupure qui va dans la direction de symétriser ces effets doit donc être appliquée pour diminuer les corrections $\Delta\alpha$.

Nous allons affronter maintenant la question de savoir comment mesurer les $\Delta\alpha$, pour déterminer les valeurs que l'on utilisera dans les formules 6.4 afin d'obtenir N_S et N_{LW} .

6.1.2 Mesures de $\Delta\alpha_{SL}$

L'inefficacité d'étiquetage est mesurée avec une très bonne précision avec les $\pi^+\pi^-$ identifiés par vertex. Les valeurs (c'est-à-dire la fraction d'événements K_S en dehors de la fenêtre ± 2 ns) pour 98 et 99 sont :

$$\begin{aligned} 98) \alpha_{SL}^{+-} &= (1.9 \pm 0.07) \cdot 10^{-4} \\ 99) \alpha_{SL}^{+-} &= (1.5 \pm 0.01) \cdot 10^{-4} \end{aligned} \quad (6.10)$$

Pour mesurer l'équivalent en mode neutre on procède de plusieurs façons.

α_{SL}^{00} en faisceau K_S

On peut étiqueter les protons quand on a seulement des K_S pour mesurer α_{SL} comme étant le nombre d'associations manquées par les détecteurs en mode chargé et en mode neutre. Cette mesure est précise, mais elle souffre du problème d'être faite en condition d'intensité trop différente des conditions nominales K_S+K_L . La valeur mesurée en 98 et 99 combinés est :

$$\alpha_{SL}^{00} = (1.90 \pm 0.42(stat.)) \times 10^{-4} \quad (6.11)$$

α_{SL}^{00} avec des conversions γ

Il s'agit de trouver dans les désintégrations de K_S en $\pi^0\pi^0$ (et K_L en $\pi^0\pi^0\pi^0$), des cas dans lesquels un des photons s'est converti avant le spectromètre en produisant une paire e^+e^- , dont l'hodoscope chargé peut mesurer le temps. On a de cette manière une double mesure du temps pour le même événement, et on peut comparer les deux pour donner une mesure de $\Delta\alpha_{SL}$. L'inefficacité α_{SL}^{00} pour 98 et 99 combinés qui en résulte est :

$$\alpha_{SL}^{00} = (1.64 \pm 0.5(stat + syst)) \times 10^{-4} \quad (6.12)$$

α_{SL}^{00} avec des π^0 Dalitz

Ces événements ont la caractéristique d'avoir une paire e^+e^- dans la désintégration $K_S \rightarrow \pi^0\pi^0 \rightarrow 3\gamma e^+e^-$, qui permet de mesurer la position du vertex. La résolution en y est suffisante pour distinguer l'appartenance au faisceau K_S ou K_L . La mesure (données 98 + 99) dans ce cas est de :

$$\alpha_{SL}^{00} = (1.9_{-0.8}^{+1.0}(stat)) \times 10^{-4} \quad (6.13)$$

À partir de ces valeurs et de l'équation 6.10, on conclut que : $(\alpha_{SL}^{00} - \alpha_{SL}^{+-}) = (0. \pm 0.5) \times 10^{-4}$.

Correction de $\Delta\alpha_{SL}$ sur R : quand on applique la correction $\Delta\alpha_{SL}$ au double rapport on obtient :

$$\Delta R = (0.0 \pm 3.0) \times 10^{-4} \quad (6.14)$$

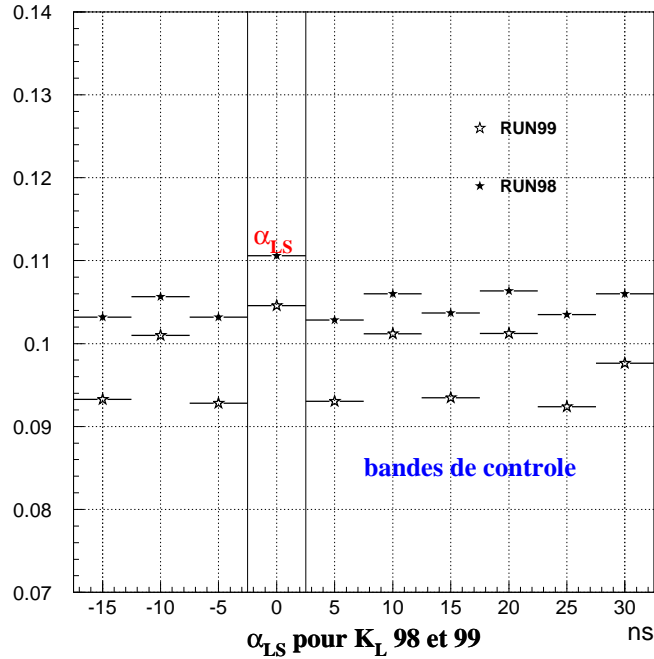


FIG. 6.1 – Le graphe montre la valeur α_{LS} pour tous les intervalles proches du $\pi^+\pi^-$ (qui est au temps 0), pour les prises des données 98 et 99. On appelle ces probabilités β_{tag} .

6.1.3 Mesures de $\Delta\alpha_{LS}$

Ce nombre représente la probabilité de trouver un proton dans le tagger à ± 2 ns de l'événement $\pi\pi$ produit d'une désintégration K_L . Sa valeur dépend donc du taux de protons dans le détecteur d'étiquetage, ce qui peut être mesuré dans d'autres fenêtres temporelles (de largeur 4 ns) centrées non sur le temps de l'événement mais à côté.

La méthode de détermination de $\Delta\alpha_{LS}$ consiste donc à mesurer α_{LS}^{+-} et α_{LS}^{00} dans des fenêtres de 4 ns placées à côté de la valeur centrale (le temps t_{ev}). Dans la figure 4.1 nous avons indiqué

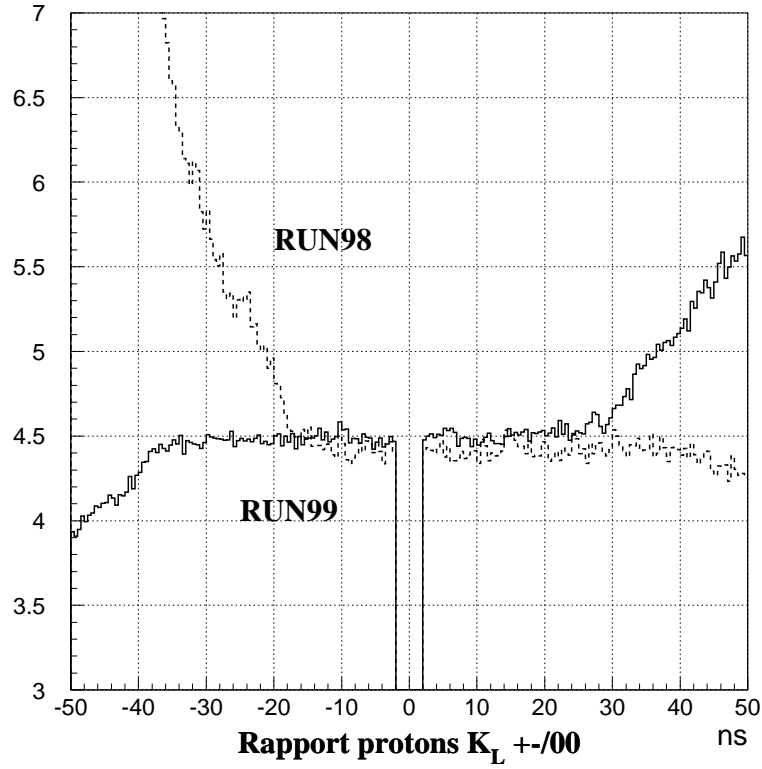


FIG. 6.2 – Les rapports du taux des protons mesurés à travers les événements $\pi^0\pi^0$ et $\pi^+\pi^-$ permet de déterminer le plateau de stabilité dans lequel effectuer la mesure de β .

une de ces fenêtres, centrée à 10 ns du $\pi\pi$. Dans la figure 6.1 on montre la valeur de α_{LS} au centre ($\Delta t = 0$) et celles de quantités que nous appelons β_{tag} dans les intervalles proches du temps de l'événement. Ces quantités β_{tag} représentent la probabilité de trouver un proton dans une fenêtre temporelle de largeur 4 ns (en dehors du temps 0 de l'événement) pour des $\pi\pi$ identifiés par le tagger comme appartenant au faisceau K_L . Cette probabilité est mesurable en mode chargé et en mode neutre. En chargé on peut en plus mesurer β_{tag} avec des K_L identifiés par la méthode du vertex. Pour avoir une bonne mesure des β_{tag} il faudra choisir opportunément le centre de chaque région, en fonction en particulier des structures du faisceau, et de la fenêtre d'extraction qui peut changer d'une année à l'autre, et qui dépend du temps de l'événement $\pi^+\pi^-$ ou $\pi^0\pi^0$. La figure 6.2 montre le rapport entre les taux de protons pour les $\pi^+\pi^-$ et les $\pi^0\pi^0$ dans les deux années 98 et 99. La région où le rapport est le plus plat sera choisie pour moyenner les valeurs de β_{tag} .

Le choix des fenêtres pour la mesure des β_{tag} dépend en général de l'intervalle temporel extrait par le système de lecture du tagger, qui peut changer d'une année à l'autre, comme montré par le graphe 4.1. Nous avons choisi les fenêtres centrées aux valeurs: -15, -10, -5, 5, 10 (ns). De cette manière on peut garder le même choix pour les deux années, mais on peut aussi introduire un biais systématique à cause du choix des deux intervalles les plus proches de l'événement (-5,5), qui sont plus sensibles au taux lié au bon $\pi\pi$.

Avec notre définition de β_{tag} , nous devons aussi tenir compte d'une éventuelle différence liée au choix des intervalles de mesure qui ne sont pas identiques à la fenêtre centrale (celle qui

défini α_{LS}). Le fait de prendre des événements K_L “étiquetés” par le système de scintillateurs, c’est-à-dire loin temporellement d’un proton, implique que l’activité dans le détecteur soit par définition inférieure à celle en temps avec un proton. Cette différence systématique est appelée W_{LS} :

$$W_{LS} = \alpha_{LS} - \beta_{tag} \quad (6.15)$$

Pour chaque probabilité présentée, on peut définir une différence “neutres-chargés”, qu’on indique comme : $\Delta x = x^{00} - x^{+-}$. Nous sommes maintenant prêts à affronter la mesure de $\Delta\alpha_{LS}$.

Les quantités mesurables : en utilisant l’étiquetage par la séparation en y du vertex, on peut mesurer en mode chargé $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-$ les quantités :

- β_{tag}^{+-} ,
- α_{LS}^{+-} ,
- W_{LS}^{+-} ,

En mode neutre, les $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0$ sont identifiés par le système d’étiquetage et nous n’avons accès qu’à β_{tag}^{00} , ce qui permet de calculer la différence $\Delta\beta_{tag} = \beta_{tag}^{00} - \beta_{tag}^{+-}$. On veut maintenant savoir quelles sont les méthodes pour estimer l’autre quantité W_{LS}^{00} du mode neutre :

- $K_L \rightarrow 3\pi^0$: ce mode n’a pas de contamination K_S , donc pour chaque événement reconstruit $3\pi^0$ nous pouvons étudier les probabilités β_{tag}^{000} et W_{LS}^{000} ;
- dans les *runs* de pur faisceau K_L , on peut étudier les $\pi^0\pi^0$ et aussi les $\pi^+\pi^-$ en étant sûrs de leur identité. De la même façon, on peut aussi étudier β_{tag} , W pour les $3\pi^0$, et voir s’il y a des différences systématiques entre les probabilités regardées avec les $2\pi^0$ et $3\pi^0$.

La première méthode peut être utilisée avec les données prises pour la mesure du double rapport, mais les désintégrations utilisées ($3\pi^0$) ne sont pas les mêmes que celles pour R ($2\pi^0$) ; la deuxième méthode permet de vérifier cette hypothèse, mais dans des conditions de prise des données différentes de celles pour R . Comme nous le verrons, l’espace pour des systématiques résiduelles est très limité.

On peut décomposer maintenant $\Delta\alpha_{LS}$ en fonction des paramètres que nous avons présentés :

$$\Delta\alpha_{LS} = \alpha_{LS}^{00} - \alpha_{LS}^{+-} = (\beta_{tag}^{00} + W_{LS}^{00}) - (\beta_{tag}^{+-} + W_{LS}^{+-}) = \Delta\beta_{tag} + \Delta W_{LS} \quad (6.16)$$

Ici le seul paramètre pour lequel nous n’avons pas une mesure directe est W_{LS}^{00} ; sa valeur est par hypothèse (vérifiée dans les *runs* K_L purs) équivalente à W_{LS}^{000} . Cette compatibilité a été vérifiée avec des données prises en 2000, avec pour résultat : $W^{00} - W^{000} = (-0.8 \pm 2.9) \times 10^{-4}$ [54].

La valeur mesurée pour la différence $\Delta W_{LS} = W_{LS}^{000} - W_{LS}^{+-}$ dépend des fenêtres choisies. Ici nous donnons les valeurs $\Delta W_{LS} = (1.6 \pm 1.8) \times 10^{-4}$ en 1998, et en 1999 $\Delta W_{LS} = (1.4 \pm 1.3) \times 10^{-4}$ [55], calculés sur les mêmes fenêtres que celles utilisées pour la mesure de $\Delta\beta_{tag}$.

La valeur combinée de $\Delta\alpha_{LS}$ mesurée en 98 et 99 est reportée dans le tableau 6.1, ainsi que l’effet sur R .

Année	$\Delta\alpha_{LS}$ [10^{-4}]	ΔR [10^{-4}]
98+99	(6.3 ± 1.4)	(12.2 ± 2.6)

TAB. 6.1 – Valeur de $\Delta\alpha_{LS}$ et correction sur R dans les années 98 et 99.

6.2 Le bruit de fond en $\pi^+\pi^-$

Nous avons déjà vu dans le chapitre de sélection comment on s'affranchissait des désintégrations les plus importantes pour le bruit de fond en chargé : les K_{e3} et les $K_{\mu3}$. Après avoir appliqué les coupures cinématiques en masse invariante $m_{\pi\pi}$ et en impulsion transverse p'_\perp , il faut estimer le résidu de désintégrations semi-leptoniques (et autres) en dessous de la région définie pour le signal $\pi^+\pi^-$. Ce résidu doit être soustrait au nombre total d'événements mesurés en mode chargé pour le calcul de R . Plusieurs méthodes ont été utilisées par la collaboration NA48 pour la soustraction du bruit de fond, que nous n'allons pas discuter dans la suite, mais qui donnent des résultats compatibles avec la méthode que nous avons choisi de montrer.

6.2.1 La soustraction des bruits de fond K_{e3} et $K_{\mu3}$

On utilise l'identification par vertex pour sélectionner quatre catégories d'événements :

- K_S et K_L sans coupures en $m_{\pi\pi}$ et p'_\perp , et comme d'habitude en appliquant la pondération aux K_L ;
- $\pi e\nu$ sélectionnés en demandant le rapport de $E/P > 0.95$ pour une des deux traces chargées, et le kaon identifié comme K_L ;
- $\pi\mu\nu$ sélectionnés par le même critère que celui utilisé pour le rejet, c'est-à-dire la coïncidence entre le temps d'une des traces reconstruites avec le spectromètre et les signaux dans le système de *veto* des muons. Encore une fois le vertex doit être compatible avec un K_L .

Il faut souligner que les distributions qui concernent les K_L sont toujours pondérées. La méthode que je vais décrire suppose donc que la distribution des K_L sélectionnés avec ces coupures soit composée de la superposition de trois distributions : les K_S purs, les $K_{\mu3}$ et les K_{e3} :

$$K_L = \alpha \times K_{\mu3} + \beta \times K_{e3} + \gamma K_S \quad (6.17)$$

Cette équation, itérée dans trois régions de l'espace cinématique $(m_{\pi\pi}, p'^2_\perp)$, est placée dans un système des trois équations et trois inconnues (α, β, γ) , qui peut être résolu en comptant le nombre d'événements de chaque type dans les régions établies. La figure 6.3 montre les distributions pour les quatre catégories qu'on vient de mentionner.

On y voit les trois régions de contrôle que nous allons maintenant décrire, pour le signal (RC^{sign}), le fond K_{e3} (RC^{e3}) et le fond $K_{\mu3}$ ($RC^{\mu3}$). Dans l'histogramme en bas à droite nous avons représenté les régions de contrôle utilisées pour estimer les systématiques de la méthode. Le critère appliqué pour ce choix était celui de ne pas surimposer les coupures en masse pour RC^{e3} et $RC^{\mu3}$, avec la région du signal RC^{sign} .

Le choix des régions : en général on choisira des régions représentatives de la désintégration que l'on veut mesurer. Suivant ce critère nous aurons une région avec une majorité de K_{e3} , une autre avec une majorité de $K_{\mu3}$, et la dernière qui par contre représente notre signal $\pi^+\pi^-$:

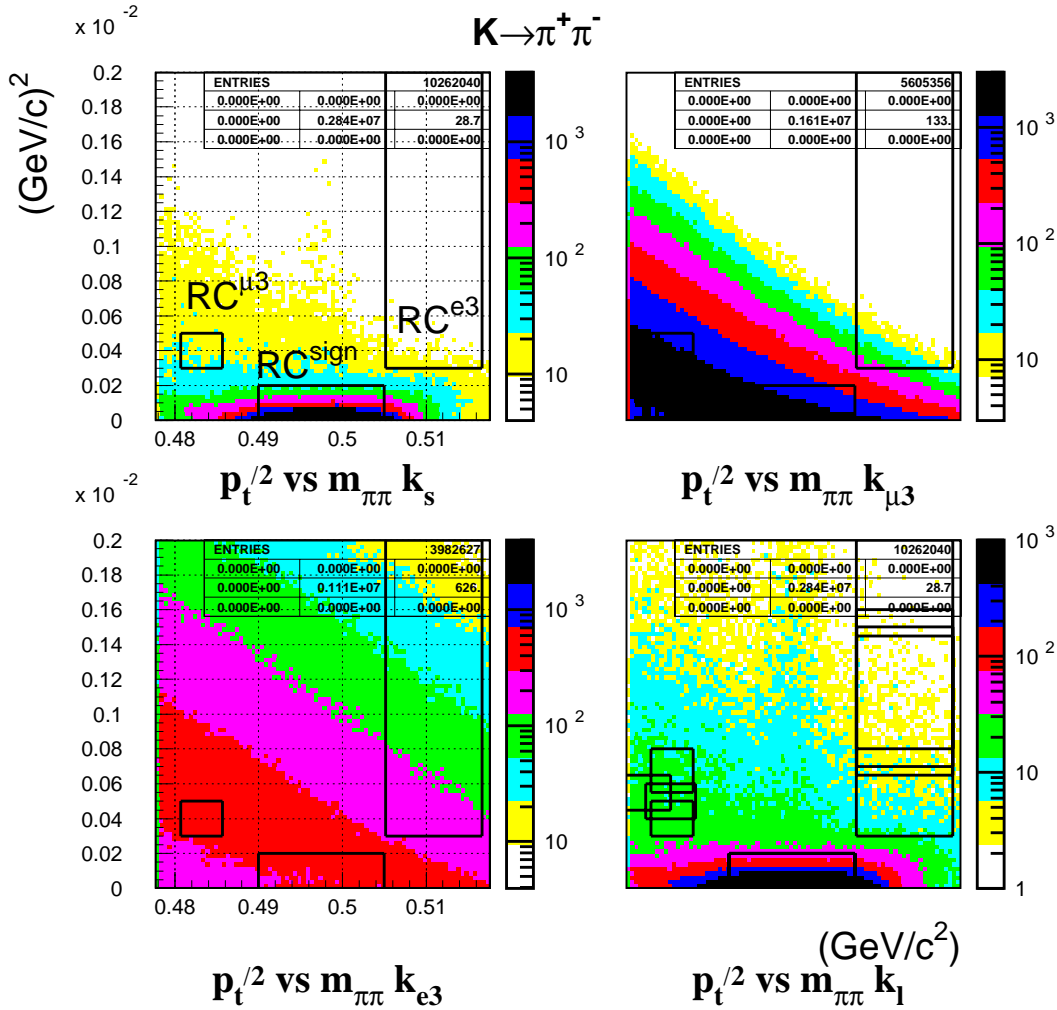


FIG. 6.3 – Distributions dans l'espace des phases $(m_{\pi\pi}, p_{\perp}^{\prime 2})$ pour les K_S et K_L (en haut à gauche et en bas à droite respectivement), et pour les K_{e3} et $K_{\mu3}$.

- région $\pi^+ \pi^- (RC^{\text{sign}})$: elle est définie par les coupures d'analyse standards (voir équation 4.7 et tableau 4.2), de manière à exclure les événements à haut p'_{\perp} et à avoir une zone symétrique entre K_S et K_L en p'_{\perp} , donc :

$$\Delta m = m_{\pi\pi} \in [m_K - 3 \times \sigma(E), m_K + 3 \times \sigma(E)] \quad (6.18)$$

$$p_{\perp}^{\prime 2} \in [0., 2 \times 10^{-4}] (\text{GeV}/c)^2 \quad (6.19)$$

- région $K_{e3} (RC^{e3})$: ces événements dominent dans la partie à haute masse reconstruite :

$$m_{\pi\pi} \in [0.50517, 0.51667] \text{ GeV} \quad (6.20)$$

$$p_{\perp}^{\prime 2} \in [7 \times 10^{-4}, 1.5 \times 10^{-3}] (\text{GeV}/c)^2 \quad (6.21)$$

- région $K_{\mu 3}(RC^{\mu 3})$: ces événements dominent dans la partie à faible masse reconstruite :

$$m_{\pi\pi} \in [0.480, 0.486] \text{ GeV} \quad (6.22)$$

$$p_{\perp}'^2 \in [4.5 \times 10^{-4}, 6.5 \times 10^{-3}] (\text{GeV}/c)^2 \quad (6.23)$$

Le calcul des trois inconnues se fait en trois étapes. On mesure avant tout le terme γ , défini comme le rapport entre K_S et K_L dans la région RC^{sign} , où l'on peut faire l'hypothèse que les composantes K_{e3} et $K_{\mu 3}$ soient négligeables :

$$\gamma = \frac{K_L^{sign}}{K_S^{sign}} \quad (6.24)$$

Avant des donner les expressions de α et β , il faut faire une remarque très importante : les événements $K_S \rightarrow \pi\pi \rightarrow \pi e\nu_e(\mu\nu_\mu)$ sont rejetés du lot des bons $\pi^+\pi^-$, et ne rentrent pas dans les lots K_{e3} et $K_{\mu 3}$, puisqu'on identifie l'événement par vertex, et pour les bruits de fond on demande l'appartenance au faisceau K_L . Par contre, les K_L qui se désintègrent de la même manière sont pris pour des K_{e3} et $K_{\mu 3}$. On peut enlever cette contamination des comptages pour les bruits de fond en mesurant les contributions des $K_L \rightarrow \pi\pi$ à travers les distributions $K_S \rightarrow \pi e\nu(\pi\mu\nu)$, et en les soustrayant des K_{e3} et $K_{\mu 3}$: $K_{e3} \rightarrow K_{e3} - \gamma K_{S e3}$ et $K_{\mu 3} \rightarrow K_{\mu 3} - \gamma K_{S \mu 3}$.

En réintroduisant le paramètre γ dans les équations 6.17 évaluées dans les régions RC^{e3} et $RC^{\mu 3}$, et en résolvant en fonction de α et β on a :

$$\alpha = \frac{K_{e3}^{e3}(K_L^{\mu 3} - \gamma K_S^{\mu 3}) - K_{e3}^{\mu 3}(K_L^{e3} - \gamma K_S^{e3})}{M} \quad (6.25)$$

et :

$$\beta = \frac{K_{\mu 3}^{\mu 3}(K_L^{e3} - \gamma K_S^{e3}) - K_{\mu 3}^{e3}(K_L^{\mu 3} - \gamma K_S^{\mu 3})}{M} \quad (6.26)$$

avec $M = |K_{e3}^{e3}K_{\mu 3}^{\mu 3} - K_{e3}^{\mu 3}K_{\mu 3}^{e3}|$. La fraction d'événements sous le signal est donc donnée par :

$$f_{BdFch} = (\alpha \cdot K_{\mu 3}^{sign} + \beta \cdot K_{e3}^{sign}) / K_L^{sign} \quad (6.27)$$

La correction sur le nombre de K_L mesuré est appliquée en intervalles d'énergie de 5 GeV ; pour chacun on corrige :

$$N_{LW}^{+-} \rightarrow N_{LW}^{+-}(1 - f_{BdFch}) \quad (6.28)$$

Les résultats en intervalles d'énergie sont montrés dans la figure 6.4. L'incertitude pour chaque énergie est calculée par la propagation usuelle des erreurs, et en plus on peut évaluer l'incertitude systématique en variant la définition des régions RC^{e3} , $RC^{\mu 3}$. Les effets les plus importants qui affectent cette mesure sont liés à l'asymétrie dans les distributions en p_{\perp}' pour K_S et K_L . Cette asymétrie peut contribuer à invalider l'hypothèse de la formule 6.17, que la distribution K_S représente la partie $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-$. La variable cinématique p_{\perp}' a été en fait choisie précisément pour ne pas dépendre des incertitudes de reconstruction dans la position z_{vtx} , ce qui, vu les distances des cibles (voir chapitre 4 sur la sélection des $\pi^+\pi^-$), aurait un poids majeur en K_S avec la définition classique d'impulsion transverse. Mais on ne peut en dire autant pour la sensibilité par rapport aux impulsions reconstruites des traces. Dans ce cas, K_S et K_L ne sont pas symétriques, et les problèmes de reconstruction des impulsions peuvent engendrer des asymétries. La conséquence directe en est une mauvaise estimation du bruit de fond, les événements "mal reconstruits" peuplant différemment la région du signal et les régions de contrôle. Ces effets ont été étudiés avec deux MonteCarlo différents, [56] [57] [58], et une incertitude systématique totale de 3×10^{-4} a été estimée pour la correction du bruit de fond chargé sur le double rapport, pour prendre en compte toutes les sources mentionnées.

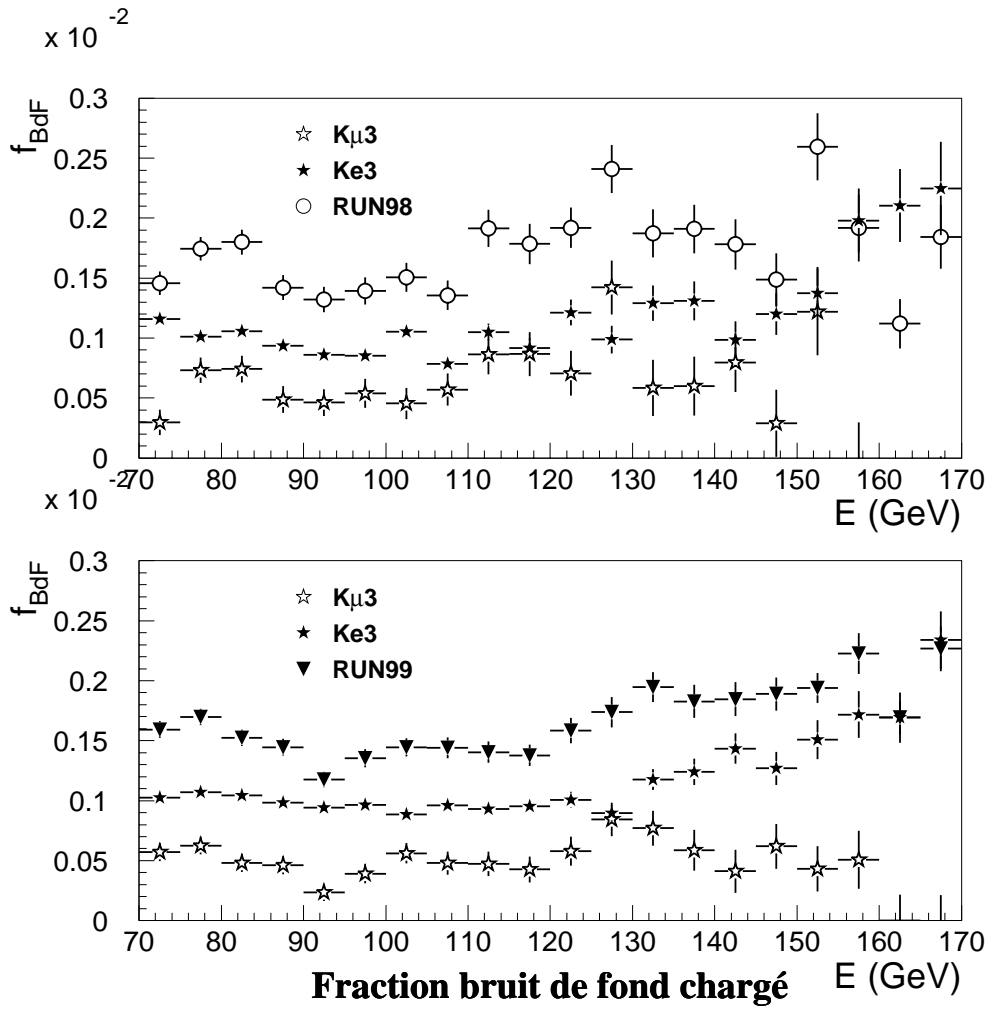


FIG. 6.4 – Fraction de bruit de fond pour les $\pi^+\pi^-$ dans les données 98 et 99. On montre aussi les contributions séparées pour les $K_{\mu 3}$ et les $K_{e 3}$.

6.2.2 Stabilité du résultat et correction sur R

La figure 6.4 montre la fraction de bruit par intervalles en énergie, mesurée avec les données 98 et 99. On voit qu'en mode chargé le bruit est pratiquement plat en fonction de E . Comme nous l'avons expliqué précédemment, une manière de vérifier certaines systématiques associées à cette méthode est de changer les régions RC indiquées dans la figure 6.3. Les résultats de ces changements sont reportés dans le tableau 6.2, ainsi que la correction globale sur R (tab. 6.4). L'incertitude dans la correction est augmentée pour tenir compte des asymétries dans les distributions en p'_{\perp} des composantes du bruit de fond. La description des régions utilisées dans cette étude est indiquée dans le tableau 6.3. Les variations provoquées par des choix différents des régions de contrôle apparaissent plus clairement sur la figure 6.3, car les régions doivent individuellement être représentatives d'un certain bruit de fond ; elles restent inférieures à $\pm 2 \times 10^{-4}$ par rapport aux choix de l'analyse standard.

La figure 6.5 montre la distribution en impulsion transverse de toutes les contributions au bruit de fond en mode K_L : la somme des bruits et des K_S reproduit bien la forme des K_L . La coupure à $p'_{\perp} < 0.0002 \text{ (GeV}/c)^2$ élimine environ 0.1% du signal $\pi^+\pi^-$.

Régions RC	$f_{K_{e3}} [10^{-4}]$	$f_{K_{\mu 3}} [10^{-4}]$	$f_{BdFch} [10^{-4}]$
Année 1998			
$RC^{e3}, RC^{\mu 3}$ standard	10.05 ± 0.16	6.37 ± 0.35	16.4 ± 0.3
$RC^{e3}, RC^{\mu 3} - 1$	9.7 ± 0.2	5.7 ± 0.5	15.4 ± 0.4
$RC^{e3}, RC^{\mu 3} - 2$	10.3 ± 0.3	4.1 ± 1.0	14.4 ± 0.8
$RC^{e3}, RC^{\mu 3} - 3$	9.8 ± 0.2	4.0 ± 0.5	13.8 ± 0.4
Année 1999			
$RC^{e3}, RC^{\mu 3}$ standard	10.06 ± 0.12	5.36 ± 0.23	15.42 ± 0.21
$RC^{e3}, RC^{\mu 3} - 1$	9.9 ± 0.1	4.0 ± 0.3	13.9 ± 0.3
$RC^{e3}, RC^{\mu 3} - 2$	10.5 ± 0.2	2.0 ± 0.7	12.5 ± 0.5
$RC^{e3}, RC^{\mu 3} - 3$	10.1 ± 0.1	3.3 ± 0.3	13.4 ± 0.3

TAB. 6.2 – Variation des fractions de bruit de fond en mode chargé pour trois choix des régions de contrôle. Le bruit $K_{\mu 3}$ en 99 a diminué grâce au changement des scintillateurs du veto des μ .

Régions RC	$m_{\pi\pi}$ en $[GeV/c^2]$	$p_{\perp}^{\prime 2}$ en $[(GeV/c)^2] \times 10^{-4}$
$RC^{e3} - 1$	$\in [0.48, 0.486]$	$\in [4., 6.]$
$RC^{\mu 3} - 1$	$\in [0.50517, 0.51667]$	$\in [6.5, 14.5]$
$RC^{e3} - 2$	$\in [0.48067, 0.48567]$	$\in [5.5, 8.0]$
$RC^{\mu 3} - 2$	$\in [0.50717, 0.51667]$	$\in [8., 16.0]$
$RC^{e3} - 3$	$\in [0.477, 0.483]$	$\in [4.5, 6.5]$
$RC^{\mu 3} - 3$	$\in [0.5052, 0.51667]$	$\in [7., 15.0]$

TAB. 6.3 – Régions de contrôle utilisées pour l'étude des incertitudes systématiques de la méthode de mesure du bruit de fond.

6.3 Les événements à grand p'_{\perp} : N_{hpt}

La distribution en masse des événements $\pi^+\pi^-$ avec un grand $p_{\perp}^{\prime 2}$ ($> 2 \times 10^{-4} GeV^2$) montre un pic de résonance à la masse du K : ces événements sont des $\pi^+\pi^-$ produits par un composante de K_S régénérés dans le faisceau K_L à cause des interactions dans les collimateurs de balayage et final (voir schéma 6.6). Une distribution de la variable z du vertex de désintégration montrerait l'origine des $\pi^+\pi^-$ au niveau du collimateur final ($z \simeq 12300cm$). Ces événements sont rejetés en mode chargé, par la coupure à $p_{\perp}^{\prime 2} < 2 \times 10^{-4}$, mais aucune coupure semblable n'est disponible en mode neutre. Il y aura donc, dans le lot $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0$, une contamination de K_S régénérés. Le double rapport R est sensible à cet effet, et pour cette raison il est nécessaire de mesurer la fraction d'événements $\pi^+\pi^-$ produits par une désintégration K_S , afin d'en extrapoler le nombre N_{hpt}^{00} en mode neutre, et corriger le nombre N_{LW}^{00} selon :

$$N_{LW}^{00} \rightarrow N_{LW}^{00}(1 - f_{hpt}) \quad (6.29)$$

Année	$\Delta R [10^{-4}]$
98+99	(16.2 ± 3.0)

TAB. 6.4 – Correction sur R due au bruit de fond en mode chargé dans les années 98 et 99. L'incertitude prend en compte les asymétries dans la distribution en impulsion transverse pour les différentes sources de bruit.

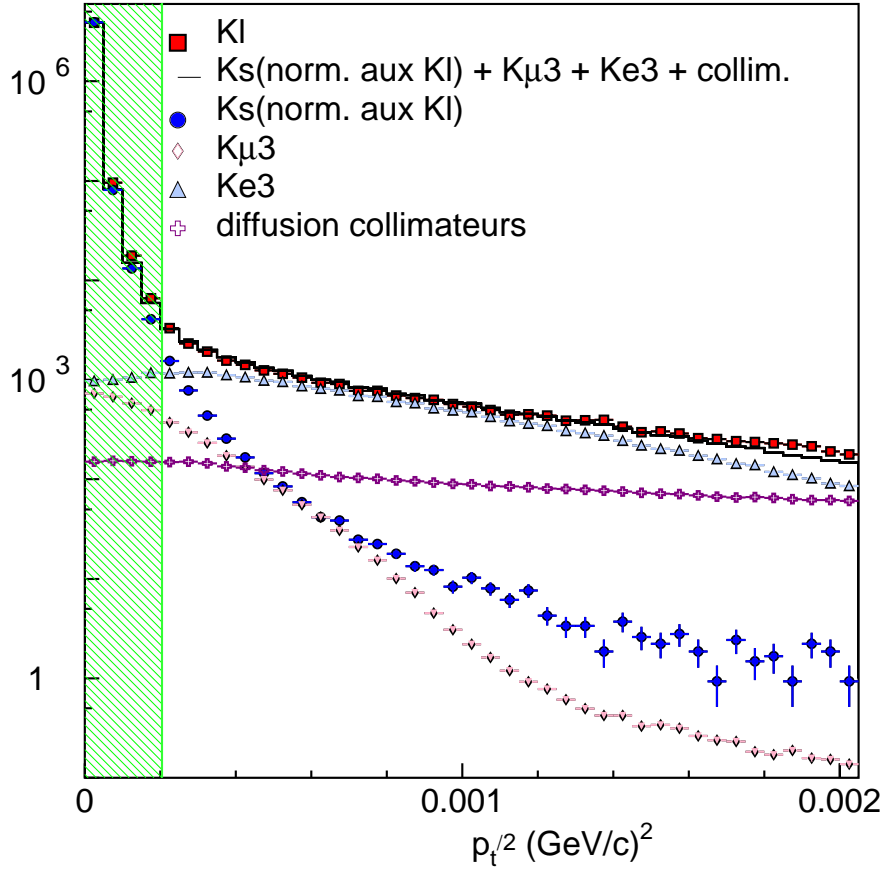


FIG. 6.5 – Distribution en p_{\perp}^2 des K_L et des K_S : la forme des K_L est bien reproduite par la somme des K_S et des toutes les contributions étudiées pour le bruit de fond.

où la quantité f_{hpt} exprime la fraction d'événements N_{hpt}^{00}/N_L^{00} .

La correction sur R nécessite donc une mesure de N_{hpt}^{+-} en mode chargé. Plusieurs méthodes sont utilisées pour mesurer ce nombre, de manière à réduire l'incertitude sur le résultat :

- **ajustement en masse** : si on regarde la distribution en masse des $\pi^+\pi^-$ avec $p_{\perp}^2 > 0.0002 \text{ GeV}^2$, on peut essayer de compter le nombre d'événements qui sont dans le pic à la masse du kaon, en soustrayant le fond paramétrisé par une fonction de deuxième degré, et en intégrant les événements qui restent. La paramétrisation du pic en masse peut être faite soit avec une gaussienne à 3 paramètres libres, soit avec la distribution en masse réelle des K_S . Cet ajustement peut être appliqué sur tous les $\pi^+\pi^-$ qui satisfont la condition de grand p_{\perp}^2 , ou bien en les partageant en intervalles Δp_{\perp}^2 . Pour vérifier l'hypothèse qu'on a vraiment affaire à des K_S , on peut étudier la distribution en $c\tau$ des événements qui sont sous le pic en masse du kaon.
- **ajustement en rayon** : on extrait le nombre N_{hpt} à partir de la distribution en rayon des événements qui sont reconstruits à z fixé. Pour obtenir le rayon on extrapole la direction de vol du kaon à la position en z des collimateurs ($Z_{FINAL} = 12200 \text{ cm}$ et $Z_{CLEANING} = 10300 \text{ cm}$).

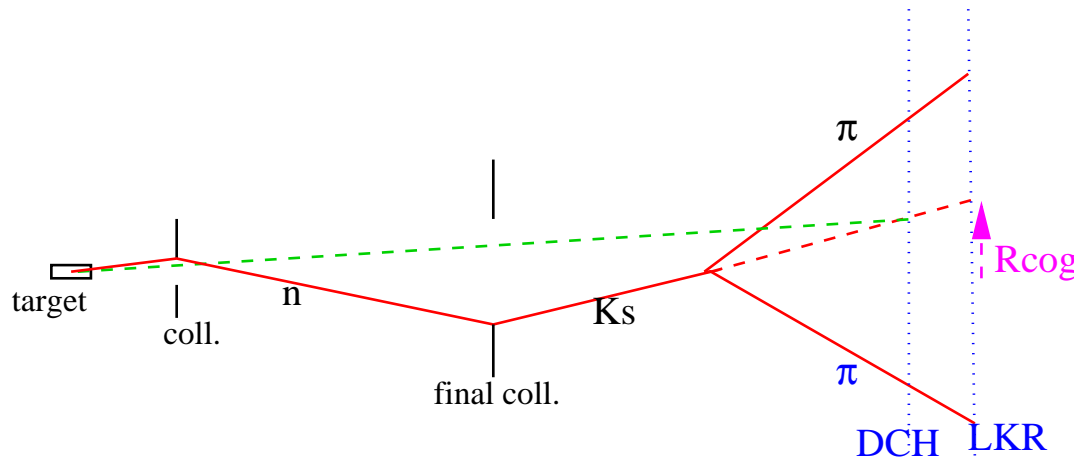


FIG. 6.6 – Mécanisme de production d'événements à grand p_{\perp}^2 .

La figure 6.7 montre la distribution en masse pour des $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-$ sélectionnés avec la coupure à $p_{\perp}^{\prime 2} > 0.0002 \text{ GeV}^2$. En utilisant la méthode d'ajustement en masse expliquée précédemment, on obtient $N_{hpt} \simeq 3697$ en 99, et la même méthode donne en 98 une fraction de bruit un peu plus grande. L'incertitude est donnée par la variation des intervalles de l'ajustement. Le résultat montre un bon accord pour les différentes méthodes d'ajustement présentées. Pour la mesure de la correction finale sur le double rapport R (voir tableau 6.5), on a utilisé toute la statistique combinée 98 et 99 [59].

La correction est donnée en 10 intervalles en énergie à cause de la statistique qui serait insuffisante pour 20 intervalles. La fraction d'événements qu'il faut soustraire aux N_{LW}^{00} est illustrée dans la figure 6.8, comme fonction de l'énergie.

Année	$\Delta R [10^{-4}]$
98+99	$-(10.5 \pm 2.0)$

TAB. 6.5 – Correction sur R pour les événements N_{hpt} qui affectent le mode N_{LW}^{00} . Cette correction est appliquée séparément aux lots de 98 et 99.

Une autre méthode basée sur la variable COG (centre de gravité) permet de vérifier en mode neutre la correction mesurée avec les $\pi^+\pi^-$.

0.4b

6.4 Le bruit de fond en $\pi^0\pi^0$

Le mode parasite dominant est la désintégration $K_L \rightarrow 3\pi^0$, qui conserve \mathcal{CP} . Nous avons vu que la méthode pour sélectionner les $\pi^0\pi^0$ est basée sur une variable de type χ^2 (au chapitre 4 nous avons défini la variable R_{ell}) qui exprime la probabilité d'avoir eu une bonne association à partir des masses de π^0 reconstruites. Le signal est donc identifié par un critère de coupure sur cette variable, et le bruit de fond résiduel peut être estimé par la queue de la distribution en R_{ell} . Dans la figure 6.9 on montre la distribution de R_{ell} pour des K_S et K_{LW} étiquetés par le tagger. Ces distributions ont déjà été corrigées par l'effet de dilution d'étiquetage, pour obtenir

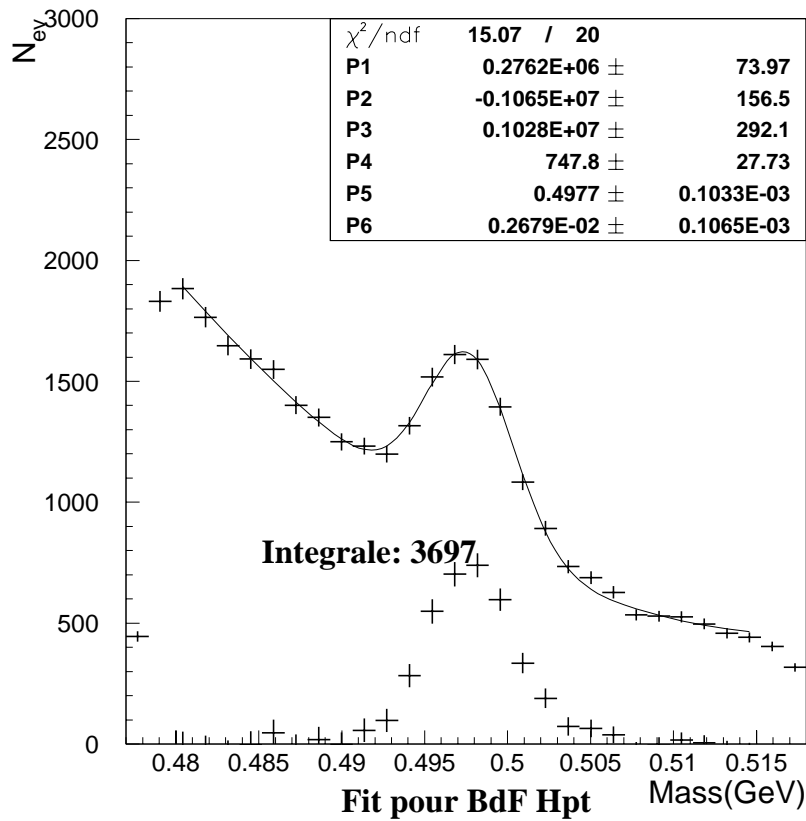


FIG. 6.7 – Distribution en masse pour les événements $\pi^+\pi^-$ à grand impulsion transverse. Après soustraction du fond (paramétrisé avec une parabole), on obtient la gaussienne en bas du graphe, qui représente l'excès des K_S que l'on veut estimer.

la forme pure :

$$K_{Svrai} = K_{Stag} - \frac{\alpha_{LS}^{00} K_{Lmis}}{1 - \alpha_{LS}^{00}}, \quad (6.30)$$

où nous avons indiqué par K_{Lmis} les K_L étiquetés mais traités comme s'ils étaient K_S (pour coupure et pondération). La normalisation des distributions est fixée par le nombre d'événements dans le premier intervalle de l'histogramme des K_{LW} . Le bruit de fond en $3\pi^0$ est mesuré en soustrayant les K_{Svrai} des K_{LW} , dans chaque intervalle en R_{ell} . La composante de queue commune est due aux événements $\pi^0\pi^0$ dont l'énergie totale est mal mesurée du fait d'une désintégration Dalitz ou de la conversion d'un photon en paire e^+e^- , ou enfin à cause des dépôts d'énergie non gaussiens suite à la photo-production des hadrons dans la gerbe électromagnétique. Tous ces effets sont paramétrés aussi dans le MonteCarlo qui reproduit bien les queues en R_{ell} pour K_S et K_{LW} .

Le nombre de $3\pi^0$ en dessous du signal est déterminé par l'intégrale entre une valeur R_{ell} inférieure (R_{min}) et supérieure (R_{max}) de la distribution $K_{LW} - K_{Svrai}$ après normalisation :

$$\beta_{000} = \frac{\int_{R_{min}}^{R_{max}} (K_{LW}(R) - K_{Svrai}(R)) dR}{R_{max} - R_{min}} \quad (6.31)$$

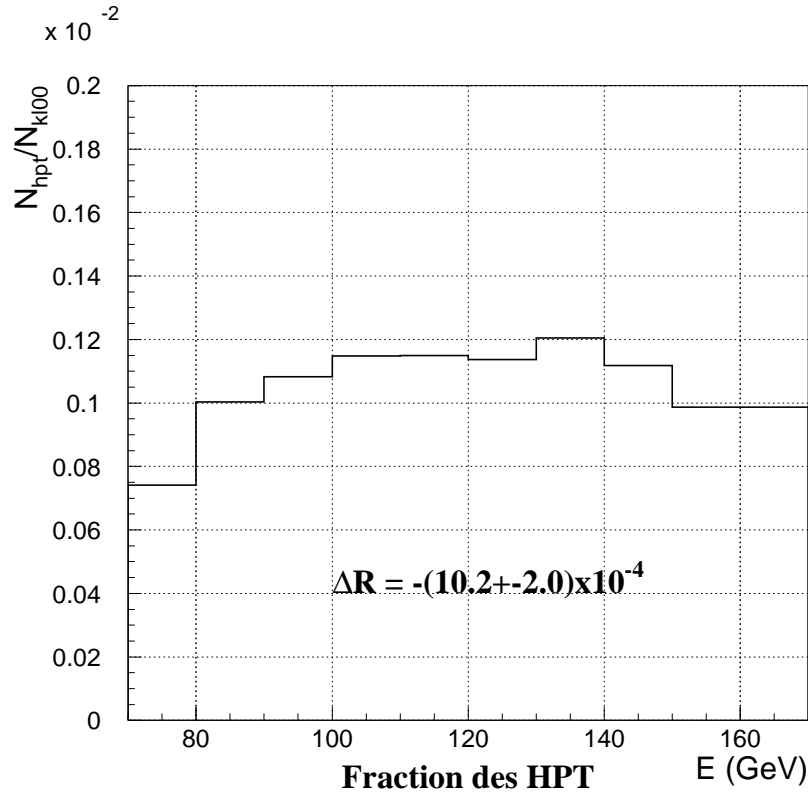


FIG. 6.8 – Fraction d’événements à grand p_{\perp}^2 que l’on applique comme correction à R .

Cette méthode considère une distribution plate du bruit de fond extrapolé sous la région du signal. Pour tenir compte d’éventuelles erreurs dans une telle hypothèse, on simule les $K_L \rightarrow 3\pi^0$ avec le MonteCarlo pour étudier la forme de R_{ell} : cette étude produit à la fin un facteur correctif qui rentre dans le calcul de β_{000} , et qui a été estimé à 1.0 ± 0.2 . Son impact sur l’incertitude de la méthode est très important. Le nombre d’événements sous le signal est donné par :

$$N_L^{000} = \beta_{000} \times 1.5 , \quad (6.32)$$

où 1.5 est la valeur de R_{ell} à laquelle on coupe pour définir le signal $\pi^0\pi^0$ (voir tableau 4.3).

Cette méthode est affectée par une erreur systématique due au fait que les distributions en z_{vtx} des $\pi^0\pi^0$ provenant des K_S et des K_L (sans le fond $3\pi^0$), ne sont pas identiques pour les événements qui ont des gerbes électromagnétiques mal reconstruites [60] [61]. Si on prend la distribution en z des K_S à grand R_{ell} (entre 4 et 15), on trouve une valeur moyenne déplacée de quelques mètres en aval par rapport aux événements à $R_{ell} < 1.5$: les gerbes mal reconstruites ont en général tendance à “se rapprocher” du calorimètre si on calcule le vertex avec la relation 4.17. On peut s’attendre à ce que la même chose arrive aux K_L souffrant des mêmes problèmes de reconstruction ; la figure 6.10 montre les distributions en z des K_S et K_{LW} (normalisées et après correction de dilution α_{LS} dans les K_S) pour $R_{ell} \in [4, 15]$. La partie des événements du fond $3\pi^0$ apparaît à des valeurs $z > 1500cm$, là où les K_{LW} dépassent les K_S . La différence de forme à bas z est expliquée par la différence entre les distributions en z entre K_S et K_L avant pondération. Cette différence introduit une systématique, liée à la forme de la distribution en z des K_L à $z_{vrai} < 0$, qui rentrent dans le lot des “bons” événements pour un problème de

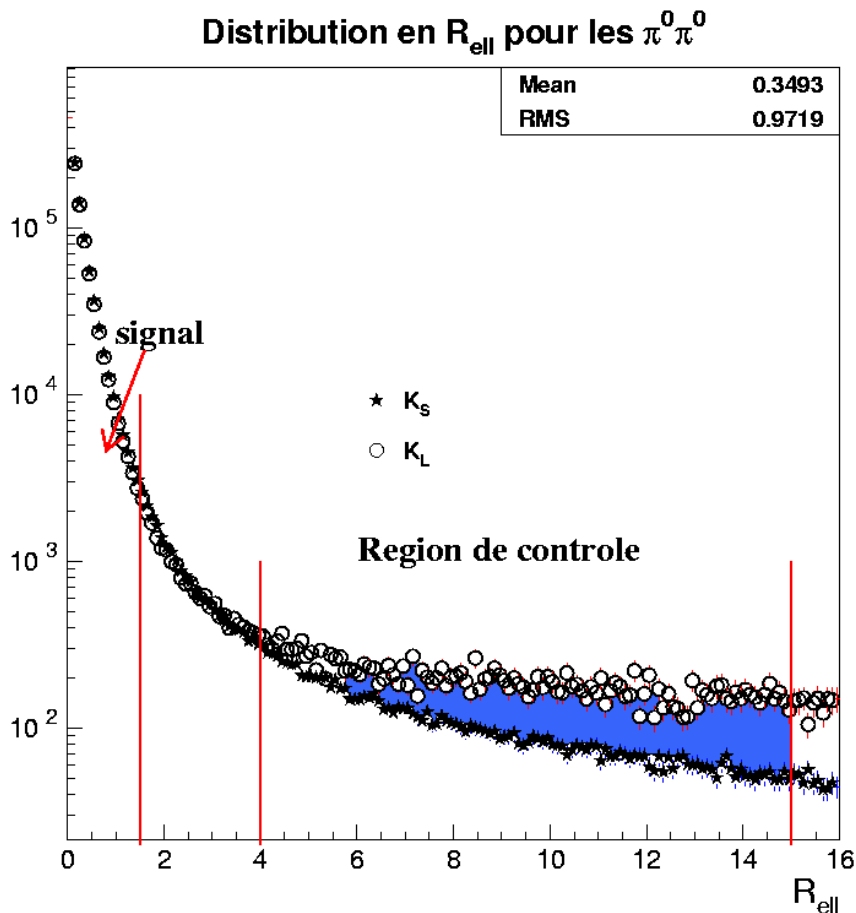


FIG. 6.9 – Le bruit de fond neutre est estimé à partir de la région de contrôle $R_{ell} \in [4, 15]$ comme différence entre les K_S et le K_L (en grisé dans la figure). Pour mesurer la partie sous le signal on extrapole en faisant l’hypothèse d’une distribution plate.

reconstruction de l’énergie des gerbes. Ces événements sont en fait supprimés en partie par le collimateur qui est placé sur la ligne de faisceau K_L , quelques mètres en amont de z_{AKS} . Un déplacement systématique du vertex provoque des migrations des événements qui sont proches des limites des coupures (en temps de vie notamment). Nous avons les effets suivants :

- les K_S qui sont proches de la coupure à $3.5c\tau$ (\sim grand z) sont perdus. Par contre aucun nouveau K_S ne rentre dans le lot à bas z , puisque la coupure est faite par le système de veto AKS, qui n’est pas affecté par la résolution en z ;
- les K_L ont une distribution “plate” en z (en réalité l’acceptance géométrique favorise les grands z , c’est-à-dire quand on se rapproche du LKr), et les limites sont définies par coupure sur les quantités reconstruites : on aura donc des K_L à $z_{vrai} < 0$ qui rentrent dans le lot des $z_{rec} > 0$, et des K_L qui sortent à grand z .

La perte (et le gain) des événements seraient presque symétriques après pondération, mais les K_L à $z_{vrai} < 0$ n’ont pas la même distribution que les autres, à cause des effets de collimation. On a donc une perte de ces événements dans le lot K_L , ce qui a comme conséquence de sous estimer le bruit de fond $3\pi^0$. De plus, cette perte est dépendante de l’énergie à cause de l’acceptance,

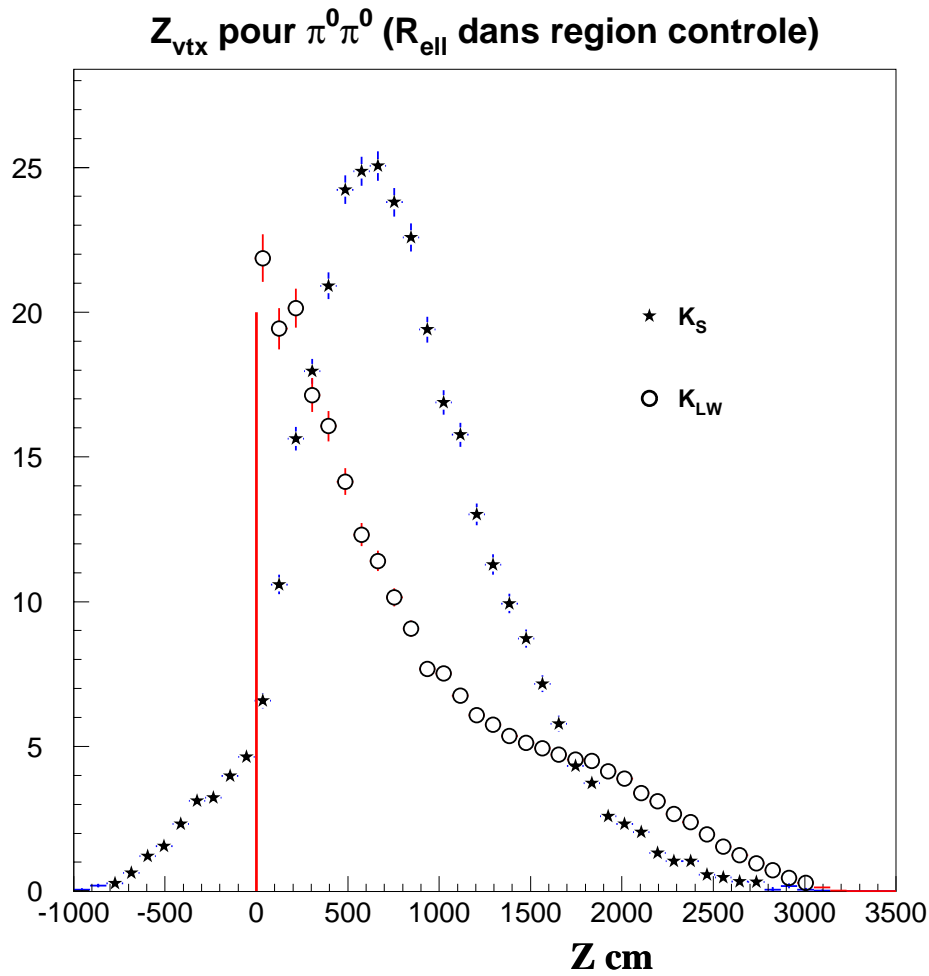


FIG. 6.10 – Distributions en z pour les $\pi^0\pi^0$ reconstruits à $R_{\text{ell}} \in [4, 15]$, en mode K_S et K_{LW} .

qui favorise les événements K_L à grand z et petite énergie. Des études détaillées faites avec le MonteCarlo donnent une correction dans chaque intervalle en énergie à la valeur de β_{000} , qui va dans la direction d’augmenter le bruit de fond. L’effet intégré est de $\sim 2 \times 10^{-4}$, et a été indiqué dans le tableau 6.6 comme “correction MonteCarlo”. La figure 6.11 indique la fraction de bruit de fond $3\pi^0$ dans les 20 intervalles en énergie, avant la prise en compte de cet effet systématique.

6.5 L’acceptance du détecteur

Cette correction doit prendre en compte toute différence d’acceptance entre les quatre modes de désintégration. Nous rappelons ici que la procédure de pondération des K_L par le temps propre rend les distributions des vertex de désintégration très proches. Les termes d’interférence et de contamination des K_S purs dans le faisceau K_L ne sont significatifs qu’à haute énergie ($> 140 \text{ GeV}$), et ils sont introduits dans la simulation. Il ne reste donc à corriger que les effets géométriques provenant de la différence entre les lignes des faisceaux K_S et K_L . Nous allons résumer brièvement les aspects qui entrent dans la simulation et ceux qui n’y sont pas inclus. La collaboration NA48 a élaboré deux programmes MonteCarlo de caractéristiques légèrement différentes : NASIM (qui est basé sur GEANT, avec une simulation détaillée de toutes les in-

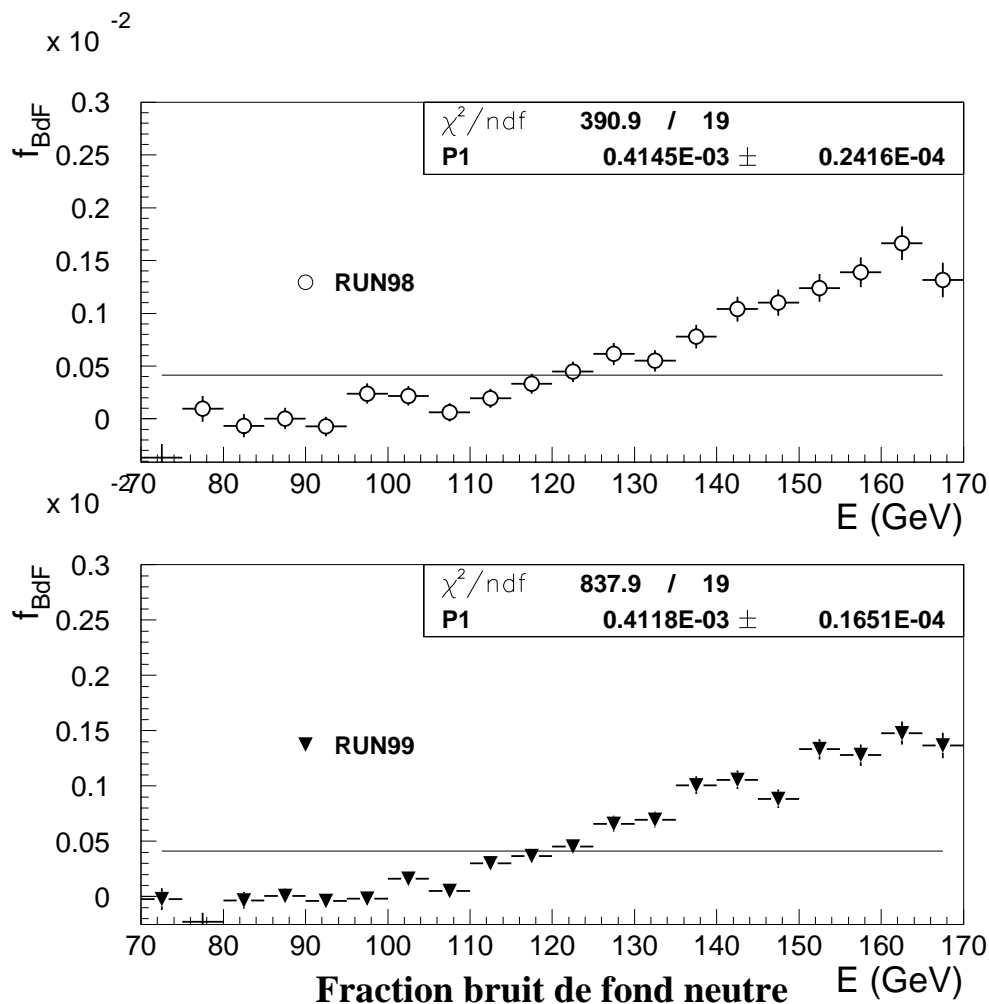


FIG. 6.11 – Fraction de bruit de fond $3\pi^0$ pour les années 98 et 99.

teractions possibles dans la matière du détecteur, et une géométrie précise, mais qui consomme beaucoup de temps de calcul) et NMC (qui simule moins d'interactions mais qui est beaucoup plus rapide). Nous allons décrire les caractéristiques essentielles de ces MonteCarlo, sans pour l'instant faire de distinction entre les deux. Le MonteCarlo prend en compte :

- la description géométrique des lignes des faisceaux (avec aussi le halo des K_S venant des interactions dans le collimateur), et la forme des spectres en énergie des kaons ;
- la géométrie détaillée du détecteur, avec inefficacités des fils des chambre à dérive et les cellules mortes du calorimètre, qui sont mesurées avec les données ;
- toutes les interactions dans le matériau du spectromètre ;
- les interactions secondaires en amont du calorimètre LKr, comme la diffusion multiple, les interactions nucléaires, les conversions de photons et les désintégrations de $\pi^+\pi^-$;
- la reconstruction des traces dans les chambres et des gerbes dans le calorimètre (simulées avec GEANT).

Le MonteCarlo ne décrit pas :

Année	β_{000} [10^{-4}]	corr. MonteCarlo [10^{-4}]
1998	4.2 ± 0.24	1.5 [62]
1999	4.1 ± 0.16	1.5
Année	$\Delta R_{\beta_{000}}$ [10^{-4}]	--
98+99	-5.6 ± 2.0	--

TAB. 6.6 – Correction sur R pour le bruit de fond $3\pi^0$ mesuré en 98 et 99. La correction ΔR prend en compte aussi le déficit de K_L à grand R_{ell} .

- le fonctionnement du tagger, de l'AKS, des systèmes de déclenchement en mode neutre et en mode chargé;
- la description des accidentelles pour simuler les pertes dépendant de l'intensité du faisceau. Pour estimer cet effet, deux méthodes ont été utilisées par la collaboration, et nous les décrirons plus tard.

La mesure d'acceptance consiste à produire 4 lots indépendants pour les quatre modes de désintégration, avec le programme de simulation NMC. Comme on expliquera dans la suite du paragraphe, les fichiers de cinématique des événements de NMC ont été aussi utilisés en entrée du MonteCarlo NASIM, pour produire des lots d'événements corrélés. La correction d'acceptance dans cette thèse a été mesurée avec les deux méthodes [63], mais on utilise pour la valeur finale le MonteCarlo NMC.

L'importance de la statistique engendrée est lié à l'incertitude statistique que l'on veut obtenir sur la correction d'acceptance : considérant qu'on perd entre 30% et 50% des kaons parce qu'ils sortent du détecteur, on produit une statistique pour chaque mode qui est d'environ 10 fois plus grande que la statistique accumulée avec les données pour le mode favori ($K_S \rightarrow \pi^+\pi^-$). Pour notre analyse, deux lots de 100×10^6 et de 200×10^6 ont été produits respectivement pour 98 et 99. Les événements sont ensuite reconstruits et sélectionnés à travers le même code que celui utilisé pour les données (à l'exception de certaines coupures pour lesquelles les variables correspondantes ne sont pas introduites dans la simulation) : les événements acceptés doivent donc satisfaire toutes les coupures d'analyse standard (à part l'identification par étiquetage qui n'est pas nécessaire, ainsi que le signal dans l'AKS).

On peut définir l'acceptance (pour un mode de désintégration donné) dans un intervalle en énergie, comme le rapport :

$$A(E) = \frac{N_{acc}}{N_{gen}} = \frac{\text{événements acceptés}}{\text{événements engendrés}} \quad (6.33)$$

La figure 6.12 montre la variation avec l'énergie des acceptances dans les quatre modes de désintégration, calculées avec le MonteCarlo NASIM pour les données de 1999. Pour les modes K_L on a également indiqué l'acceptance des K_{LW} . En utilisant les acceptances A de la formule 6.33, pour chaque mode de désintégration on obtient le double rapport :

$$R_{acc}(E) = \frac{A_{00}^L}{A_{00}^S} \times \frac{A_{+-}^S}{A_{+-}^L}, \quad (6.34)$$

où nous avons éliminé dans les rapports des simples acceptances le terme N_{gen} , qui a la même valeur dans chaque mode. Si on appelle R_{gen} le double rapport des événements engendrés (N_{gen}

Acceptances vs Energie (GeV) NASIM (1999)

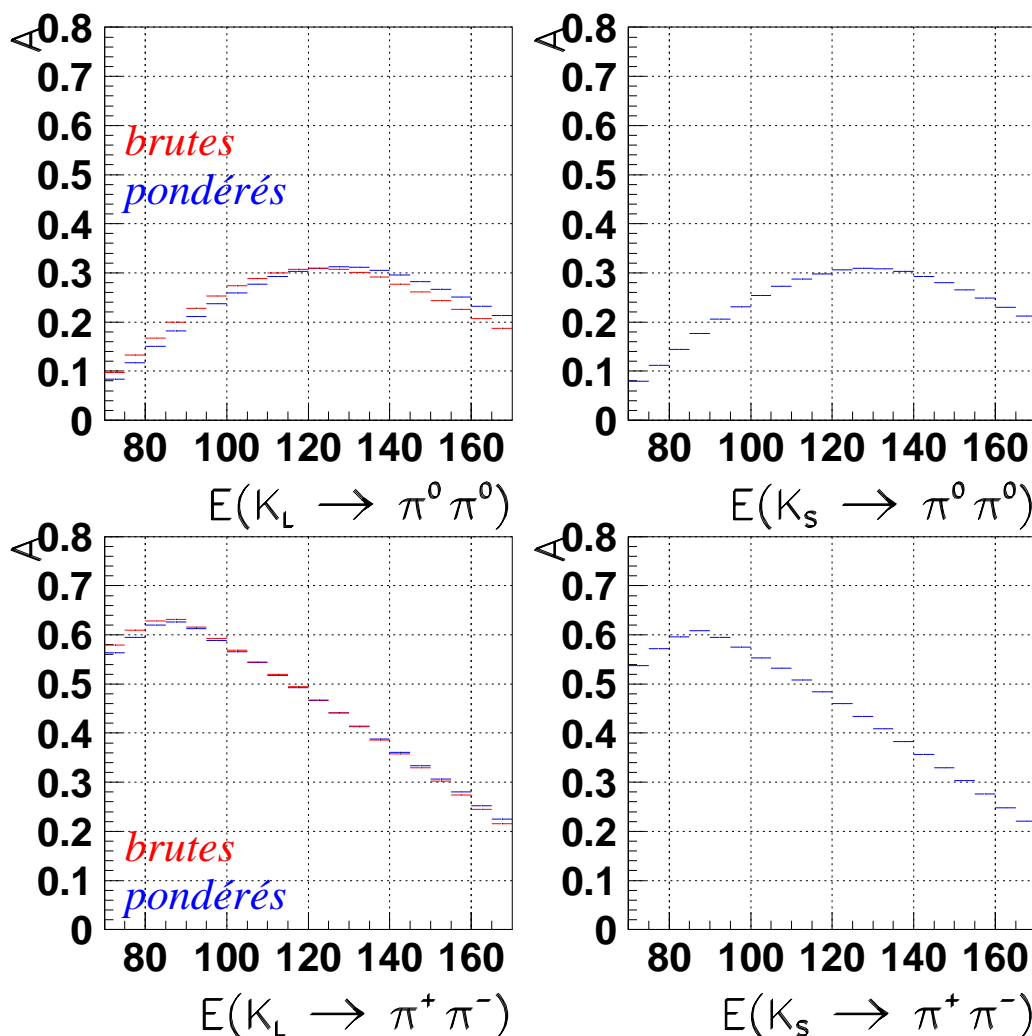


FIG. 6.12 – Acceptance en fonction de l'énergie pour les quatre modes.

pour chaque mode), par définition $R_{gen} = 1$ pour le MonteCarlo. La correction qu'on applique au double rapport mesuré est donc :

$$R_{vrai}(E) = R_{mes}(E)/R_{acc}(E) \quad (6.35)$$

Dans le tableau 6.7 on montre les corrections d'acceptance mesurées pour les lots de données de 98 et 99, en utilisant les deux MonteCarlo à disposition.

Les différences d'acceptance

Les effets qui dominent la correction d'acceptance globale sont liés aux différences géométriques entre le faisceau K_L et K_S à proximité du tube à vide, dans le spectromètre. Par construction, les deux faisceaux sont séparés en y de ~ 1.4 cm au niveau de la première chambre, et ils convergent quelques mètres en aval, à l'entrée du calorimètre LKr. Les effets résiduels en mode chargé et en mode neutre sont montrés respectivement en figure 6.13 et 6.14 : en mode

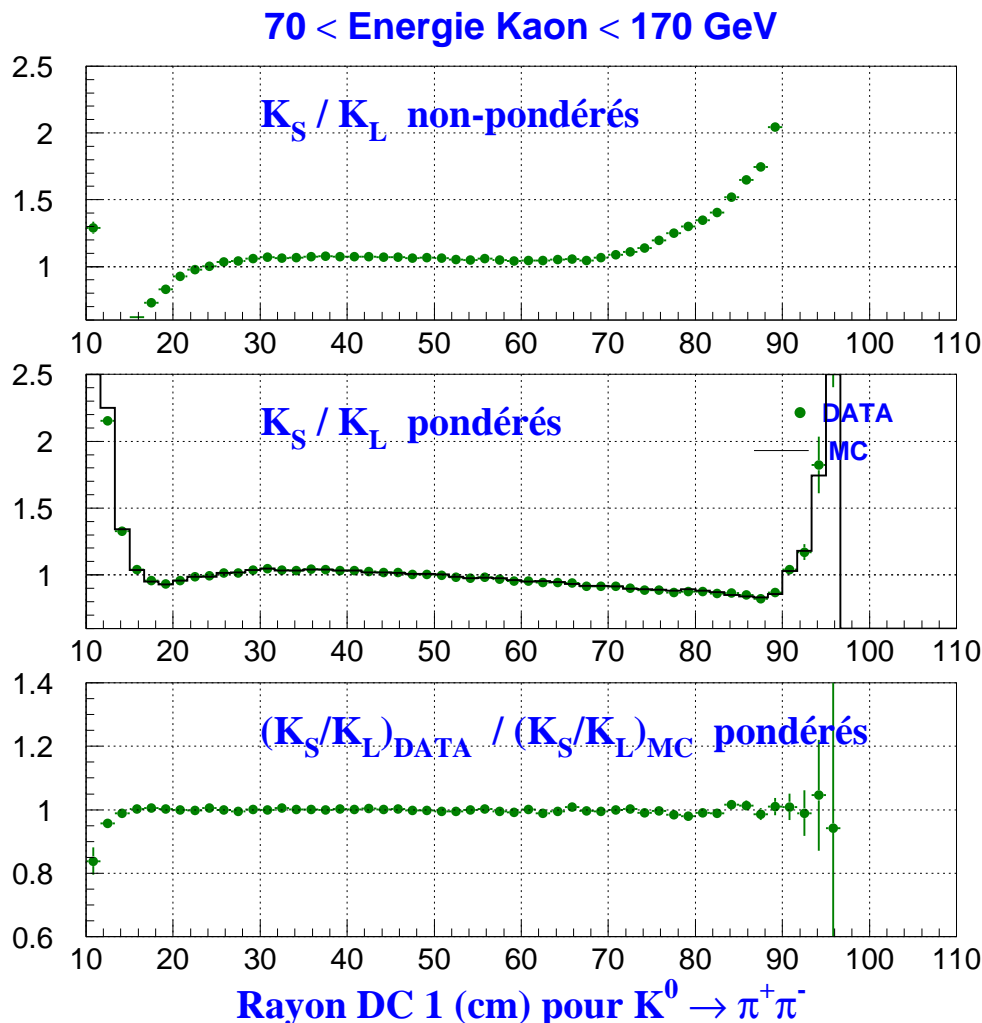


FIG. 6.13 – Distributions en rayon dans la chambre DC1 des rapports K_S/K_{LW} pour les $\pi^+\pi^-$, données et Monte Carlo.

chargé, les trois histogrammes représentent les distributions en rayon dans la chambre DC1 des rapports K_S/K_L pour des $\pi^+\pi^-$ sélectionnés. Le rapport (K_S/K_L) pour les données sans pondération est illustré dans le graphe en haut ; au centre on a les mêmes rapports avec pondération (K_S/K_{LW}) , pour données et MonteCarlo NMC, et on voit que le MonteCarlo reproduit bien les données aussi dans les régions à petit rayon et à grand rayon (où on s'attend à avoir les plus grands effets différentiels en géométrie). Dans le graphe du bas, on montre le rapport $(K_S/K_{LW})_{\text{données}}/(K_S/K_{LW})_{\text{MC}}$, et l'effet résiduel à petit rayon. En mode neutre, on ne voit aucun effet résiduel dans la distribution en rayon de l'amas d'énergie dans le calorimètre LKr.

La figure 6.15 montre la correction d'acceptance globale en fonction de l'énergie pour les MonteCarlo NMC et NASIM, mesurée pour le lot de 99. On montre ainsi l'effet de la procédure de pondération, qui rend les acceptances des K_{LW} et des K_S pratiquement identiques. Les valeurs de la correction d'acceptance dans certaines intervalles en énergie seraient de $\sim 10^{-2}$

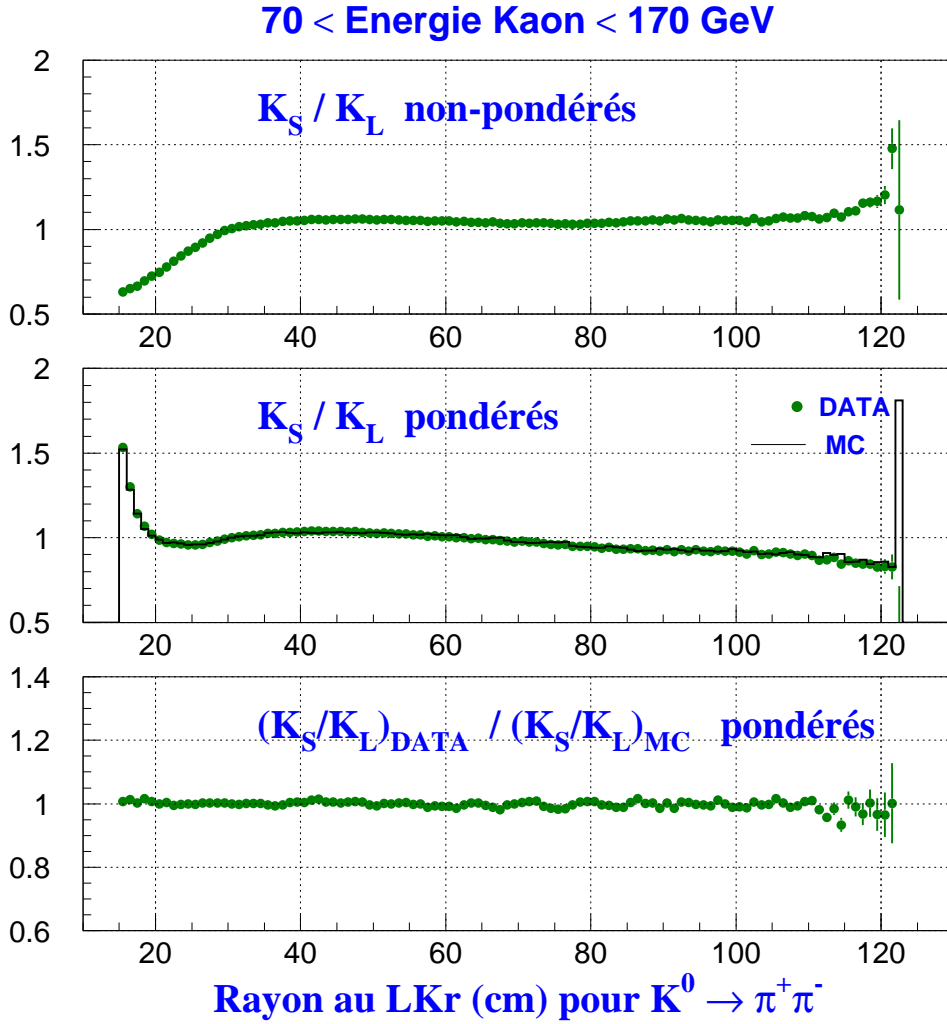


FIG. 6.14 – Distributions en rayon dans le calorimètre LKr des rapports K_S/K_{LW} pour des $\pi^0\pi^0$, données et Monte Carlo.

sans pondération. La correction finale appliquée est de :

$$\begin{aligned} \Delta R(NMC\ 98) &= (25.8 \pm 7.0 \pm 6.0_{syst}) \times 10^{-4} \\ \Delta R(NMC\ 99) &= (32.5 \pm 4.6 \pm 4.0_{syst}) \times 10^{-4} . \end{aligned} \quad (6.36)$$

Erreurs systématiques : pour bien estimer les systématiques possibles liées au Monte Carlo dans l'analyse des lots de 98 et 99, la collaboration NA48 a choisi de produire les mêmes lots de désintégrations avec les deux Monte Carlo NASIM et NMC. Pour être plus sensible aux éventuelles différences, on a choisi de simuler dans NASIM les mêmes kaons que ceux engendrés par NMC : on injecte donc dans NASIM la cinématique des événements NMC, pour considérer ensuite les pertes et les gains relatifs, et mesurer de cette manière la différence d'acceptance globale, ainsi que la variation des simples rapports en mode chargé et en mode neutre :

$$\Delta A = A_{NMC} - A_{NASIM} \quad \Delta S^{00,+} = S_{NMC}^{00,+} - S_{NASIM}^{00,+} \quad (6.37)$$

Double rapport des acceptances 1999

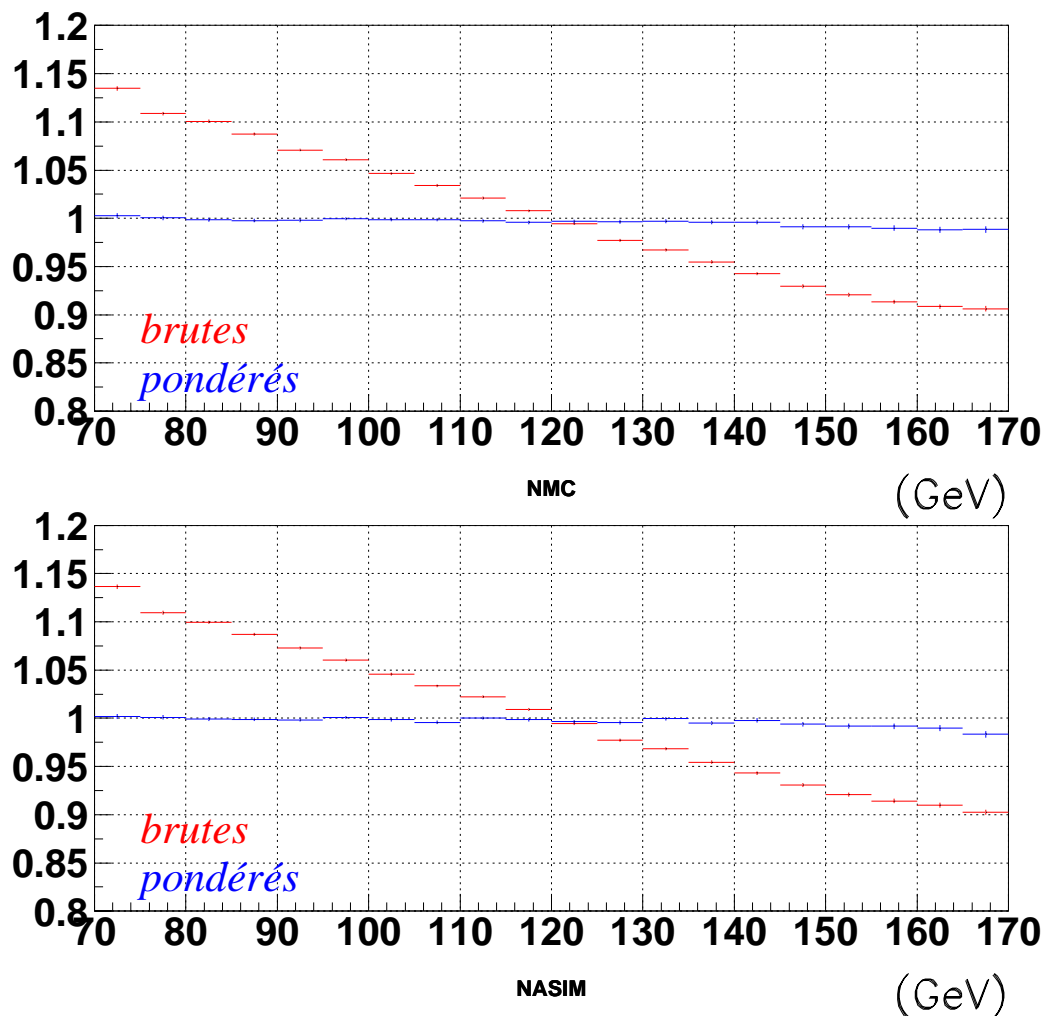


FIG. 6.15 – Correction d'acceptance globale en fonction de l'énergie.

où la quantité S représente les simples rapports $A_L^{00,+}/A_S^{00,+}$. Une étude détaillée [63] sur les acceptances à travers les deux Monte Carlo donne les résultats présentés dans le tableau 6.7, et démontre que les effets majeurs sont dus aux interactions hadroniques dans le spectromètre en mode chargé, qui ne sont pas simulées dans NMC, mais seulement dans NASIM. Dans la différence des acceptances décrite dans le tableau 6.7 ($\Delta A = (A_{NASIM} - A_{NMC})$), on prend en compte les effets en mode neutre et en mode chargé, mais on peut vérifier que la correction due aux neutres est compatible avec zéro dans les incertitudes. La correction et l'incertitude appliquées à la valeur finale de notre résultat, à cause de cet effet :

$$\Delta R(NMC - NASIM) = (-2.3 \pm 2.3) \times 10^{-4}, \quad (6.38)$$

qui prend en compte une moyenne des années 98 et 99 pour les chargés seulement, en négligeant le mode neutre.

Une dernière incertitude est ajoutée à la correction d'acceptance, à cause de la mauvaise connaissance de la géométrie du faisceau. On quantifie cette incertitude à $\pm 3.3 \times 10^{-4}$.

Année	$\Delta R_{NMC} [10^{-4}]$	$\Delta A = (A_{NASIM} - A_{NMC}) [10^{-4}]$
1998	25.8 ± 7.0	-9.1 ± 4.1
1999	32.5 ± 4.6	-5.7 ± 2.8
Année	$\Delta S^{00} [10^{-4}]$	$\Delta S^{+-} [10^{-4}]$
1998	-3.4 ± 3.1	4.8 ± 2.7
1999	-0.9 ± 2.1	4.3 ± 1.8

TAB. 6.7 – Corrections d'acceptance pour les deux années 98 et 99, mesurées avec les Monte Carlo NMC et NASIM (corrélé). On montre aussi les différence de simples rapports en mode chargé et neutre, comme définis dans la formule 6.37.

6.6 Efficacités et échelle en énergie

La plupart des effets ont déjà été décrits en détail aux chapitres de sélection et d'efficacités du déclenchement. Nous allons ici rappeler les effets sur R , et résumer l'étude de l'efficacité de reconstruction en mode neutre et en mode chargé.

6.6.1 Efficacité du système de déclenchement neutre : ε_{NUT}

On procède comme décrit au chapitre précédent pour les $\pi^+\pi^-$, en analysant un lot d'événements qui ne sont pas biaisés par le déclencheur neutre. Ce lot de contrôle est constitué par les déclenchements de l'hodoscope neutre (NHOD) échantillonnés d'un facteur $D = 1/100$. On trouve une inefficacité globale proche de 0.01% pour les K_S et les K_L , les valeurs précises étant indiquées dans le tableau 6.8. Pour cette raison aucune correction n'est appliquée au double rapport, puisqu'une telle inefficacité est trop petite pour engendrer un effet plus important que 1×10^{-4} .

Année	$K_{LW} : \varepsilon_{NUT} [10^{-2}]$	$K_S : \varepsilon_{NUT} [10^{-2}]$
1998	99.88 ± 0.05	99.94 ± 0.02
1999	99.91 ± 0.03	99.93 ± 0.01

TAB. 6.8 – Efficacité du déclenchement neutre dans les deux années 98 et 99.

6.6.2 Efficacités ε_{MBX} et ε_{ETOT}

Les corrections sur les nombres d'événements N_L^{+-} et N_S^{+-} dépendent des efficacités mesurées au chapitre précédent :

$$R_{\varepsilon} = \frac{N_L^{00}}{N_S^{00}} \cdot \frac{N_S^{+-} \varepsilon_L^{+-}}{N_L^{+-} \varepsilon_S^{+-}} \quad (6.39)$$

L'effet global sur le double rapport de chacune des deux corrections, mesurées en fonction de l'énergie, est obtenu en calculant la moyenne des intervalles en énergie comme :

$$R_{\varepsilon} = \frac{\sum_{i=1}^{20} (R_i^2 / \sigma_i^2)}{\sum_{i=1}^{20} (1 / \sigma_i^2)} \quad (6.40)$$

$$\sigma_{R_{\varepsilon}} = \left(\sum_{i=1}^{20} (1 / \sigma_i^2) \right)^{-1/2},$$

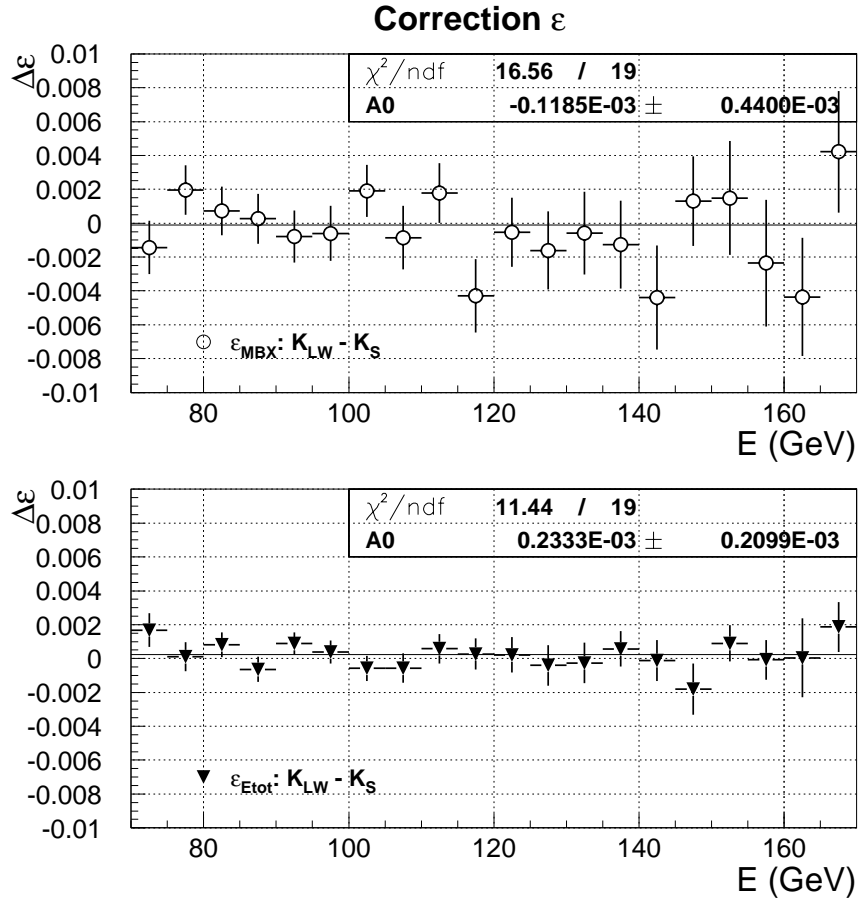


FIG. 6.16 – Différence entre K_S et K_{LW} pour les efficacités ε_{MBX} et ε_{ETOT} .

où R_i indique le double rapport après correction par l'efficacité E_{tot} et (ou) MassBox. Les valeurs d'efficacité obtenues sont indiquées dans le tableau 6.9 pour les deux années 98 et 99, et pour la statistique combinée. La dernière colonne montre la valeur de la correction, mesurée comme $R_\varepsilon - R$. Dans la figure 6.16 on peut voir la différence entre les K_S et les K_{LW} , qui est équivalente à la correction d'efficacité E_{tot} et MassBox appliquée à R .

6.6.3 Échelle en énergie

Ces effets ont déjà été expliqués au chapitre 4 en présentant la sélection des événements. Nous allons ici résumer les résultats.

Échelle pour les $\pi^+\pi^-$: l'échelle en énergie en mode chargé est mesurée avec l'ajustement de la position en z de l'AKS pour les désintégrations des K_S . On trouve de cette manière un décalage d'environ 2 cm , qui peut dépendre par exemple de la géométrie du spectromètre. On rappelle que les changements de géométrie qui peuvent expliquer un tel décalage, sont écrits dans les formules 4.41 et 4.42 :

- **échelle de distance :** si la distance relative entre DC1 et DC2 est mal mesurée, on introduit une systématique sur la mesure de z_{vtx} . Les distances entre les chambres ont été

Année	$K_{LW} : \varepsilon_{MBX} [10^{-2}]$	$K_S : \varepsilon_{MBX} [10^{-2}]$	$\Delta R_{MBX} [10^{-4}]$
1998	97.95 ± 0.084	98.016 ± 0.047	-9.0 ± 10.3
1999	98.484 ± 0.040	98.491 ± 0.024	0.3 ± 5.1
98+99	98.311 ± 0.037	98.340 ± 0.022	-4.2 ± 4.7
Année	$K_{LW} : \varepsilon_{ETOT} [10^{-2}]$	$K_S : \varepsilon_{ETOT} [10^{-2}]$	$\Delta R_{ETOT} [10^{-4}]$
1998	99.565 ± 0.045	99.474 ± 0.031	7.8 ± 5.5
1999	99.536 ± 0.017	99.552 ± 0.008	-0.2 ± 2.4
98+99	99.545 ± 0.018	99.546 ± 0.008	1.3 ± 2.0

TAB. 6.9 – Corrections sur R pour les efficacités ε_{MBX} et ε_{ETOT} . Ces valeurs sont calculées en faisant la moyenne géométrique des 20 intervalles en énergie du kaon.

mesurées de deux façons :

1. par les *géomètres*, avec des théodolites qui permettent de repérer de manière précise la position des chambres dans les trois directions ;
2. par la longueur connue des sections du tube à vide en fibre de carbone ;

ces méthodes donnent des résultats compatibles dans une incertitude d'environ 1 mm, et des valeurs “moyennes” ont été calculées et introduites dans la base de données de géométrie, qui est utilisée dans le programme de reconstruction. Les valeurs sont indiquées dans le tableau 6.10.

Chambre	Géomètres [m]	Tube à vide [m]	Reconstruction [m]
DC1	97.3225	97.3225	97.322
DC2	106.5061	106.5090	106.507
DC3	111.8962	111.8983	111.897
DC4	119.1079	119.1121	119.110

TAB. 6.10 – Valeurs obtenues à travers les mesures des positions des chambres, avec différentes méthodes. La dernière colonne du tableau montre les valeurs utilisées dans la reconstruction. La chambre 1 est mesurée de manière identique.

- **échelle transverse**: si la dimension transverse d'une chambre est mal connue, nous avons encore une fois un effet sur z_{vtx} . La connaissance de l'échelle transverse repose sur les mesures faites au moment de la construction du spectromètre: l'identité de la dimension radiale entre deux chambres est de l'ordre de 200 μm sur un mètre. Si on se réfère à la figure 4.20 on voit que pour obtenir un décalage systématique de 2 cm on doit se tromper sur l'échelle transverse de 20 $\mu m/1m$.

Ne pouvant écarter aucune de ces deux hypothèses, nous avons procédé à l'estimation d'une correction sur R sur la base de ces deux effets géométriques. La méthode utilisée consiste à mesurer le double rapport après avoir modifié ces paramètres géométriques et avoir recalculé les quantités physiques qui interviennent dans nos coupures : masse reconstruite, impulsions, temps de vie, énergie. La différence entre R' et R sert à établir la correction. Pour l'incertitude, il est difficile de mesurer dans ce cas la partie non corrélée, vu qu'on utilise les mêmes événements. De façon prudente, nous avons placé l'incertitude à la même valeur que la correction. Les résultats obtenus sont reportés dans le tableau 6.11.

D'autres effets qui peuvent affecter la reconstruction du vertex en mode chargé sont liés à l'implémentation du champ magnétique présent non seulement à proximité de l'aimant, mais aussi dans l'enceinte à hélium où les particules se propagent, ainsi que dans le *tube bleu* à

Année	ΔR [10^{-4}] échelle distance	ΔR [10^{-4}] échelle transverse
1998	2.0	2.8
1999	2.1	3.1
	ΔR [10^{-4}] échelle énergie	
98 + 99	2.0 ± 2.8	

TAB. 6.11 – *Corrections sur R suites aux variations de géométrie entre DC1 et DC2. L’effet sur R présent dans le tableau n’est pas la moyenne des effets des variations d’échelle indiqués en haut dans le tableau. Cette valeur est le résultat d’une moyenne avec les résultats issus d’une approche différente[64], et l’incertitude représente la différence maximale obtenue par rapport à la situation sans aucune correction d’échelle.*

vide, en amont du spectromètre. La carte de ce champ est introduite dans le programme de reconstruction, mais nous avons observé de petits effet résiduels qui restent de toute manière inclus dans l’incertitude estimée.

Échelle en énergie pour les $\pi^0\pi^0$: en ce qui concerne le mode neutre, l’ajustement de l’échelle en énergie a déjà été expliqué au chapitre 4. Les effets résiduels sur la mesure de l’énergie sont paramétrisés par la relation :

$$\Delta E = \alpha + \beta E^2 + \gamma r E \quad (6.41)$$

où nous avons indiqué avec E l’énergie de la gerbe électromagnétique issue du photon (en GeV), et avec r la distance du centre de gravité du photon du centre du calorimètre. Les études pour la détermination des paramètres α, β, γ ont été conduites sur la base des non-linéarités observées dans les désintégrations K_{e3} , $K \rightarrow 2\pi^0, 3\pi^0$, et $\eta \rightarrow 2\gamma$ produits par le faisceau de π^- . La sensibilité du double rapport R est par contre étudiée en introduisant des variations dans l’énergie reconstruite des amas issus des désintégrations des photons simulées par Monte Carlo. On mesure pour la non-linéarité $|\alpha| < 1 \times 10^{-2} GeV$, $|\beta| < 2 \times 10^{-5} GeV^{-1}$, et $|\gamma| < 1 \times 10^{-5} cm^{-1}$. D’autres contribution à l’incertitude dans la reconstruction neutre viennent des queues non-gaussiennes, et de la superposition entre les amas. La somme des incertitudes systématiques donne une incertitude sur R de $\pm 5.8 \times 10^{-4}$ [54].

6.6.4 Efficacité de l’AKS

Le détecteur AKS est lui aussi affecté par une inefficacité, qui se révèle extrêmement dangereuse puisqu’elle intéresse seulement les événements chargés et pas les événements neutres. Les événements neutres qui se produisent avant l’AKS et donc devraient être détectés, sont de toute manière perdus, puisque les photons interagissent dans l’AKS et sortent de l’acceptance. Ceci n’est pas le cas pour les événements chargés. Une étude détaillée sur les inefficacités de ce détecteur montre que l’effet sur le double rapport est assez limité :

$$\Delta R = (1.1 \pm 0.4) \times 10^{-4} \quad (6.42)$$

6.6.5 Efficacité de reconstruction

Les efficacités de déclenchement dont nous avons parlé sont obtenues en utilisant toujours comme lot de normalisation un nombre de “bons événements reconstruits”. Il est important donc, de mesurer aussi l’efficacité du code de reconstruction pour les $\pi^0\pi^0$ et les $\pi^+\pi^-$.

Reconstruction des $\pi^0\pi^0$: Aucune incertitude systématique notable ne provient de l'inefficacité de reconstruction en mode neutre qui est symétrique entre K_S et K_L . Tous les effets liés à la reconstruction rentrent dans la correction Monte Carlo ou dans l'échelle d'énergie.

Reconstruction des $\pi^+\pi^-$: elle est mesurée en deux façons indépendantes : avec le Monte Carlo et avec une comparaison entre deux méthodes de reconstruction différentes. La deuxième méthode ne permet pas d'avoir une mesure absolue, vu que la normalisation est aussi "inefficace", mais elle peut mettre en évidence des problèmes spécifiques à une reconstruction, et donc permet d'en améliorer le code, tout en donnant une sorte de limite inférieure de l'inefficacité. La première méthode est plus fiable pour ce qui concerne la normalisation. Le Monte Carlo peut être utilisé aussi pour étudier la dépendance de l'efficacité du code de reconstruction avec l'efficacité du spectromètre. Des études détaillées [65] portent sur cette mesure, et démontrent que si on met à 0 l'efficacité d'un plan ou d'une vue d'une chambre, les variations dans le nombre d'événements se reflètent par un effet $\Delta R < 2 \times 10^{-4}$. Cette approche utilise le Monte Carlo NASIM qu'on a décrit, dans lequel est implémentée la corrélation entre les inefficacités des plans d'une même vue. Les études sur ce sujet ne donnent pas de correction sur R , mais servent à vérifier qu'il n'y a pas d'incertitude systématique additionnelle.

6.7 L'activité accidentelle

L'effet des coups accidentels qui se surimposent aux bons événements est en première approximation le même en K_S et en K_{LW} . L'effet résiduel sur R peut être modélisé en distinguant une partie qui dépend de l'**intensité**, et une autre qui dépend de la **géométrie** différente des faisceaux :

$$\Delta R = (\Delta R)_{\text{intensité}} + (\Delta R)_{\text{géométrie}} \quad (6.43)$$

Le premier terme vient de la décorrélation entre les faisceaux, et implique que les K_S et les K_L voient des flux différents de particules accidentelles : cet effet est lié à l'intensité instantanée du faisceau I_A qui engendre les accidentelles,

$$I_A(t) \equiv \langle I_A \rangle \cdot (1 + \eta_A(t)) \quad (6.44)$$

Dans cette formule nous avons explicité la partie dépendant du temps dans I_A . On peut supposer que le seul faisceau qui engendre l'activité accidentelle soit le faisceau K_L , et donc écrire $I_A \simeq I_L$. On démontre alors [53] que les répercussions sur R sont nulles si les pertes des $\pi^0\pi^0$ (λ^{00}) et des $\pi^+\pi^-$ (λ^{+-}) sont égales, ou si le rapport $I_S/I_L = \text{const.}$ (ce qui implique $\eta_L = \eta_S$), ou encore si l'intensité des accidentelles I_A est constante dans le temps ($\eta_L = 0$).

On écrit donc que :

$$(\Delta R)_{\text{intensité}} = (\lambda^{+-} - \lambda^{00}) \times \langle \eta_L(\eta_L - \eta_S) \rangle \quad (6.45)$$

Le deuxième terme dans l'expression 6.43 doit prendre en compte le fait que les pertes dues aux accidentelles peuvent dépendre de l'illumination du détecteur ; puisque l'illumination est différente entre les K_S et les K_L , ce terme pourrait être non nul si les pertes ne sont pas identiques en $\pi^0\pi^0$ et en $\pi^+\pi^-$:

$$(\Delta R)_{\text{géométrie}} = (\delta\lambda^{+-} - \delta\lambda^{00}) \times (1 + \langle \eta_L\eta_S \rangle) \quad (6.46)$$

Nous avons indiqué ici par $\delta\lambda$ la différence entre les pertes en K_S et en K_L : $\delta\lambda = \lambda_S - \lambda_L$. L'évaluation de ces deux termes utilise la procédure dite de *superposition*, ou *overlay*.

6.7.1 Méthode de superposition : les *overlays*

Pour mesurer les effets de l'activité accidentelle sur R (décrits par les formules 6.45 et 6.46), NA48 a collecté des événements appelés *randoms*, qui sont déclenchés aléatoirement. Leur acquisition doit être corrélée à l'intensité du faisceau pour que la méthode puisse fonctionner de la meilleure façon. Pour cette raison les déclenchements *randoms* sont enregistrés sur la base du signal retardé de $69.3 \mu\text{s}$, soit 3 tours du *SPS*, des moniteurs de faisceau (BM¹) K_S (*random- K_S* ou R_S) et K_L (*random- K_L* ou R_L), pour enregistrer des régions temporelles lointaines de l'événement mais avec une activité dans le détecteur représentative de celle que voit l'événement.

La méthode d'*overlay* consiste à superposer l'information du détecteur enregistrée pendant les événements *randoms* R_L et R_S , aux bons événements sélectionnés, $\pi^0\pi^0$ et $\pi^+\pi^-$. Cette méthode a été appliquée sur la totalité des événements neutres, et sur une fraction (30%) des chargés. De cette manière on génère un nouvel événement qu'on appelle *overlay*, et qu'on analyse avec les critères standard de sélection. On peut donc classifier les événements qui passent la sélection en deux groupes : événements originaux (N_{orig}), événements superposés ($N_{overlay}$). Leur comparaison dans l'analyse donne les informations suivantes :

- l'événement superposé est perdu dans l'analyse, et l'événement original correspondant est gardé. On dénote ce lot d'*overlay* comme N_{pertes} ;
- l'événement superposé passe les coupures d'analyse tandis que l'événement original ne satisfait pas ces coupures. On parle cette fois de N_{gains} ;
- événements superposé et original suivent la même sélection : ce lot est indiqué par $N_{communs}$. Dans ce cas il faut encore distinguer si l'énergie reconstruite est la même avant et après superposition (on dénote E l'énergie de l'événement original et E' celle de l'*overlay*).

Il faut remarquer ici que la méthode en question traite seulement les effets des accidentelles sur la reconstruction des événements, en "simulant" la présence d'une accidentelle (le *random*) surimposée à un événement normal. Aucun effet des systèmes de déclenchement, ou de tagger n'est donc pris en compte par cette méthode. Il est évident aussi que les événements *randoms* doivent décrire au mieux les variations d'intensité vues par les bons $\pi^0\pi^0$ et $\pi^+\pi^-$, pour que la méthode soit satisfaisante. Cette corrélation a été vérifiée, et l'accord entre les activités accidentelles qu'on mesure dans les deux lots est à mieux que 97%.

Les relations suivantes sont valables :

$$N_{orig} = N_{communs} + N_{pertes} \quad (6.47)$$

$$N_{overlay} = N_{communs} + N_{gains} \quad (6.48)$$

La différence des deux normalisée à N_{orig} donne la probabilité de perdre un événement :

$$\lambda \equiv \frac{N_{pertes} - N_{gains}}{N_{orig}} \geq 0 \quad (6.49)$$

L'introduction de la pondération dans cette discussion change le formalisme pour les événements qui passent les coupures. En K_L on parlera maintenant de $\sum_i (w_i)_{orig}$ et de $\sum_i (w'_i)_{overlay}$, pour considérer la variation des poids avant et après superposition. La probabilité λ définie en 6.49 est transformée en conséquence :

$$\lambda \equiv \frac{\sum_i (w_i)_{pertes} - \sum_i (w'_i)_{gains} - \sum_i (w'_i - w_i)_{communs}}{\sum_i (w_i)_{orig}} \geq 0 \quad (6.50)$$

1. Beam Monitor

ou la sommation des termes $(w'_i - w_i)$ tient compte du changement des poids, c'est-à-dire de la *migration* des événements. L'effet sur R peut être calculé par la somme des effets λ mesurés dans chaque mode de désintégration, c'est-à-dire au premier ordre :

$$\frac{\Delta R}{R} \simeq \lambda_L^{00} + \lambda_S^{+-} - \lambda_S^{00} - \lambda_L^{+-} \quad (6.51)$$

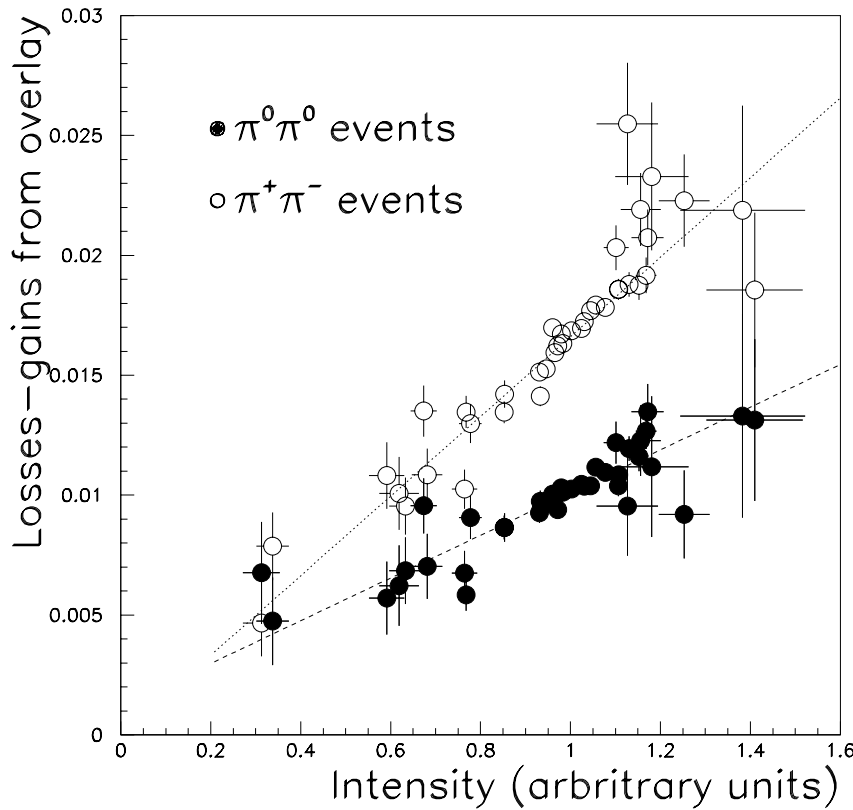


FIG. 6.17 – Pertes en fonction de l'intensité vue par le moniteur de faisceau (BM), calculées par la méthode de superposition. Les lignes sont des guides pour l'œil.

Effets non-linéaires : cette façon de superposer des événements “accidentels” aux bons événements, a le défaut de surestimer le bruit électronique : en mode neutre on double en fait le bruit en faisant la sommation de 2 événements, et en mode chargé on augmente la probabilité d'avoir une saturation (*overflow*) du système de lecture des chambres puisqu'on ajoute des coups. Pour estimer la qualité de la méthode, et en mesurer l'éventuelle non-linéarité, une procédure de contrôle complexe a été adoptée en parallèle. Au lieu de superposer les événements accidentels aux données, on les rajoute à des événements Monte Carlo $\pi^+\pi^-$ et $\pi^0\pi^0$, qui sont par définition dépourvus de bruit accidentel. On peut construire de cette manière deux lots :

- les événements Monte Carlo auxquels on rajoute un événement *random* $R_{L,S}$, qu'on appelle OMC² ;
- les événements Monte Carlo auxquels on rajoute deux événements *random* $R_{L,S}$, qu'on appelle DOMC³.

2. Overlaid Monte Carlo

3. Doubly Overlaid Monte Carlo

Ces deux méthodes ont amené à l'identification de deux contributions aux pertes et gains de bons événements. Une première contribution vient de l'intensité des faisceaux, liée donc à l'activité accidentelle et qui peut affecter certaines coupures comme celle sur le nombre d'amas dans le LKr : un photon accidentel qui se surimpose à un bon $\pi^0\pi^0$, peut en causer la perte. La deuxième contribution vient du bruit du détecteur : les critères de sélection comme celui sur R_{ell} sont sensibles au bruit, et on peut perdre et gagner des bons événements qui se trouvent au seuil de coupure. En utilisant l'information des moniteurs de faisceau situés à la fin du tube à vide, on peut montrer que les pertes globales sont corrélées de façon linéaire à l'intensité du faisceau (voir figure 6.17), ce qui confirme donc les hypothèses de notre correction.

Le tableau 6.12 montre les fractions de pertes globales obtenues avec les différentes méthodes, et la correction globale sur le double rapport R . Ce résultat est la combinaison (pessimiste) des incertitudes mesurées.

<i>Pertes – Gains</i>	OMC %	DOMC %	<i>Overlay</i> des données %
$\pi^0\pi^0$	0.8	1.5	1.4
$\pi^+\pi^-$	1.8	2.5	2.8
$\pi^+\pi^- - \pi^0\pi^0$	1.0	1.1	1.4
$\Delta R_{\text{géométrie}} [10^{-4}]$	$\Delta R_{\text{intensité}} [10^{-4}]$	ΔR	
± 3.0	± 3.0	± 4.4	

TAB. 6.12 – *Pertes globales causées par les accidentelles, estimées avec trois méthodes différentes.*

Les accidentelles en temps : en utilisant les données on étudie d'autres effets des accidentelles se produisant en temps avec les bons événements. Cette classe d'événements est asymétrique entre K_L et K_S : en K_L , les collimateurs placés le long des 120 m de la ligne de faisceau en amont de la cible K_S , contribuent à la suppression de la plupart des accidentelles dues au halo ; en K_S par contre, la collimation se déroule pendant 6 m, et une fraction plus importante de ce bruit peut survivre. En relâchant les critères de sélection sur les nombres de traces dans le spectromètre et d'amas dans le calorimètre LKr, on peut vérifier une faible augmentation du nombre des bons K_S en $\pi^0\pi^0$. En mode chargé cette étude peut être biaisée, à cause de l'extension des amas produits par les gerbes hadroniques. En mode neutre, on peut séparer cette contribution de celle due aux conversions des photons qui donnent un événement à 5 amas : En utilisant des *runs* de K_S seuls, on peut mettre une limite sur ces effets. Une mesure de la contribution des amas additionnels peut être faite à travers des études Monte Carlo, avec les conversions simulées : on trouve une différence de $(0.7 \pm 0.4) \times 10^{-4}$ qu'il faut attribuer aux accidentelles en temps. Aucune correction au rapport R n'est appliquée sur la base de cette mesure, mais on ajoute une contribution à l'incertitude de $1 \cdot 10^{-4}$.

6.8 Le résultat et les contrôles systématiques

Avant de présenter la valeur du double rapport, nous rappelons dans la table 6.13 les nombres d'événements dans les quatre modes avant application des corrections, ainsi que les valeurs de R_{brut} et les incertitudes d'origine statistique qui en résultent.

Les valeurs des corrections appliquées au double rapport R_{brut} ainsi que les valeurs de R (brut et après chaque correction) dans les deux années sont résumées dans le tableau 6.14. La correction due à l'inefficacité du déclencheur neutre n'est pas appliquée au double rapport,

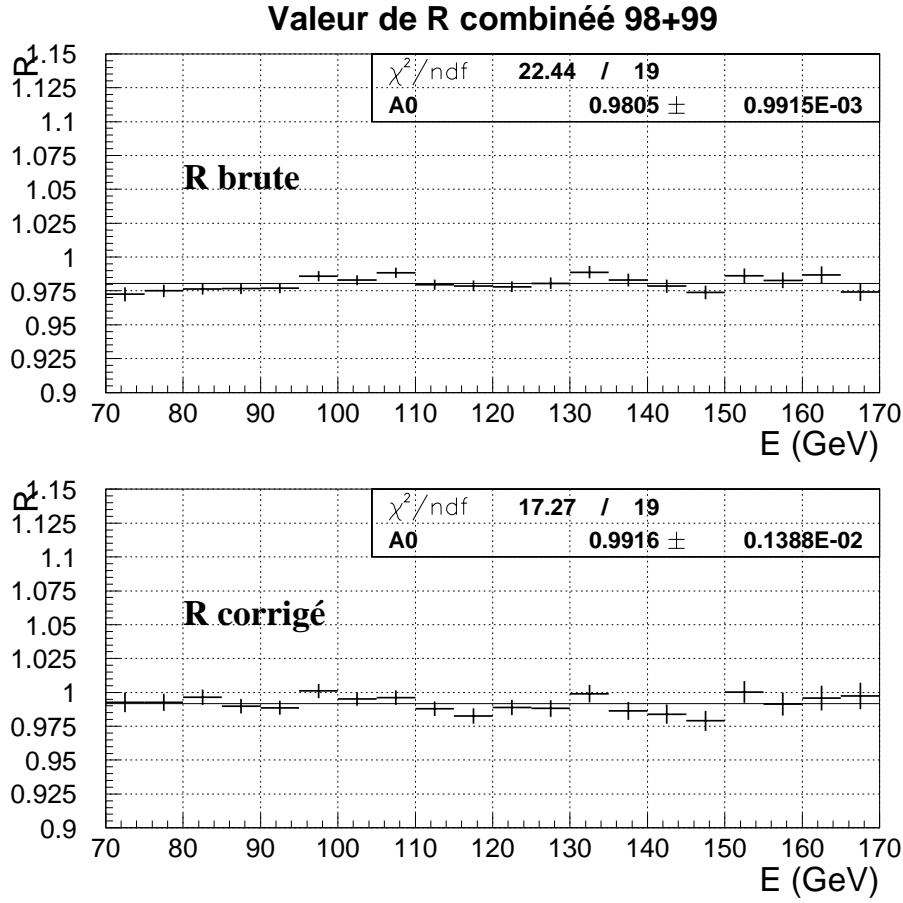


FIG. 6.18 – Double rapport R en fonction de l'énergie exprimée en GeV, sans corrections en haut, et corrigé en bas. Les histogrammes ont été produits avec les données 98 et 99 combinées. La valeur finale et son erreur diffèrent légèrement à cause des petites corrections additionnelles qui n'ont pas été appliquées ici, mais qui entrent dans le tableau 6.14.

puisqu'elle est trop petite pour biaiser la mesure. Après toutes corrections, le résultat final combiné pour les années 98 et 99 est le suivant :

$$R = (9912.5 \pm 9.9_{stat} \pm 11.8_{syst}) \times 10^{-4} \quad (6.52)$$

d'où l'on extrait la valeur du paramètre de violation directe de CP :

$$Re(\varepsilon'/\varepsilon) = (14.6 \pm 1.65_{stat} \pm 2.0_{syst}) \times 10^{-4} \quad (6.53)$$

Les valeurs du rapport R_{brut} dans chaque intervalle en énergie sont indiquées dans la figure 6.18, sans correction à l'exception faite de la pondération, ainsi que le rapport corrigé (mais sans appliquer ici les corrections comme l'échelle en énergie, les *overlays* et le rapport d'intensité K_S/K_{LW}).

6.8.1 Variations du double rapport avec la coupure en temps de l'overflow

Plusieurs contrôles ont été effectués pour bien estimer les incertitudes systématiques de la mesure. Ici nous allons décrire la procédure utilisée pour estimer l'incertitude qui provient du

Mode	1998	1999	total
$K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$	934073	2012394	2946467
$K_S \rightarrow \pi^0 \pi^0$	1782460	3858526	5640986
$K_L \rightarrow \pi^+ \pi^-$	4040043	8857457	12897500
$K_S \rightarrow \pi^+ \pi^-$	7462564	16412088	23874652
R_{brut}	9812.2 ± 17.7	9801.2 ± 12.0	9805.2 ± 9.9

TAB. 6.13 – Nombres d'événements sélectionnés dans les quatre modes.

critère de sélection concernant le temps mort le plus important, c'est-à-dire celui dû au système de lecture des chambres. Les variations concernent dans ce cas la possibilité d'avoir une coupure plus lâche, ce qui revient à accepter certains événements contenant les *overflows*.

Pour calculer l'incertitude sur la différence entre le double rapport "standard" et le double rapport mesuré avec un nouveau critère, on peut en première approximation utiliser l'hypothèse qu'il y ait deux lots indépendants : le lot 1, qui contient les événements qui passent le nouveau critère (plus lâche), mais qui seraient écartés par le critère standard, et le lot 2, qui contient la totalité des événements sélectionnés avec la coupure standard.

Dans ce cas, nous pouvons écrire le double rapport comme la somme :

$$R = \alpha R_1 + (1 - \alpha) R_2, \quad (6.54)$$

avec R_1 qui indique la valeur mesurée pour les événements du lot 1, et de la même manière R_2 qui est la valeur mesurée pour les événements du lot 2 (c'est-à-dire le double rapport standard). On peut de cette manière mesurer la différence $\Delta R = R - R_2$, et l'incertitude sur cette différence $\delta(\Delta R)$:

$$\delta(\Delta R) = \left(\frac{\alpha}{1 - \alpha} \right)^{1/2} \delta R \quad (6.55)$$

Cette méthode est correcte s'il n'y a pas de variations importantes dans les incertitudes systématiques des corrections ($\delta R \simeq \delta R_2$). Dans le cas contraire, on prendra la différence $\sqrt{(\delta R)^2 - (\delta R_2)^2}$ comme incertitude systématique sur ΔR . Sur la base de ces hypothèses, nous allons résumer les résultats obtenus. Les variations considérées sont les suivantes :

- nous avons accepté les événements ayant **un seul overflow** dans la fenêtre temporelle $[-312.5, +312.5]$ ns. De cette manière on garde les événements exhibant une saturation du système de lecture des chambres causé par du bruit de l'électronique, et activé peut-être par le passage d'une particule chargée ;
- nous avons accepté les événements ayant, **dans chaque chambre**, un seul *overflow* dans la même fenêtre. Nous avons dans ce cas des résultats très proches des résultats de la configuration précédente, ce qui confirme l'hypothèse qu'une partie des *overflows* vient du bruit cohérent causé par le passage d'une particule chargée. Ce bruit est localisé dans certains domaines des chambres ;
- nous avons accepté tous les événements, **sans aucune coupure** sur les *overflows* (*nocut*). Ce cas limite nous permet d'estimer la qualité de notre méthode, mais les résultats relatifs doivent être analysés avec des précautions, puisque le fait d'accepter tous les événements avec saturation met en jeu d'autres systématiques, comme l'efficacité de la reconstruction des événements $\pi^+ \pi^- \dots$

Comme considérations générales avant de présenter les résultats, il faut préciser que nous n'avons pas ajouté de corrections additionnelles, et que les tableaux montrent la valeur de R

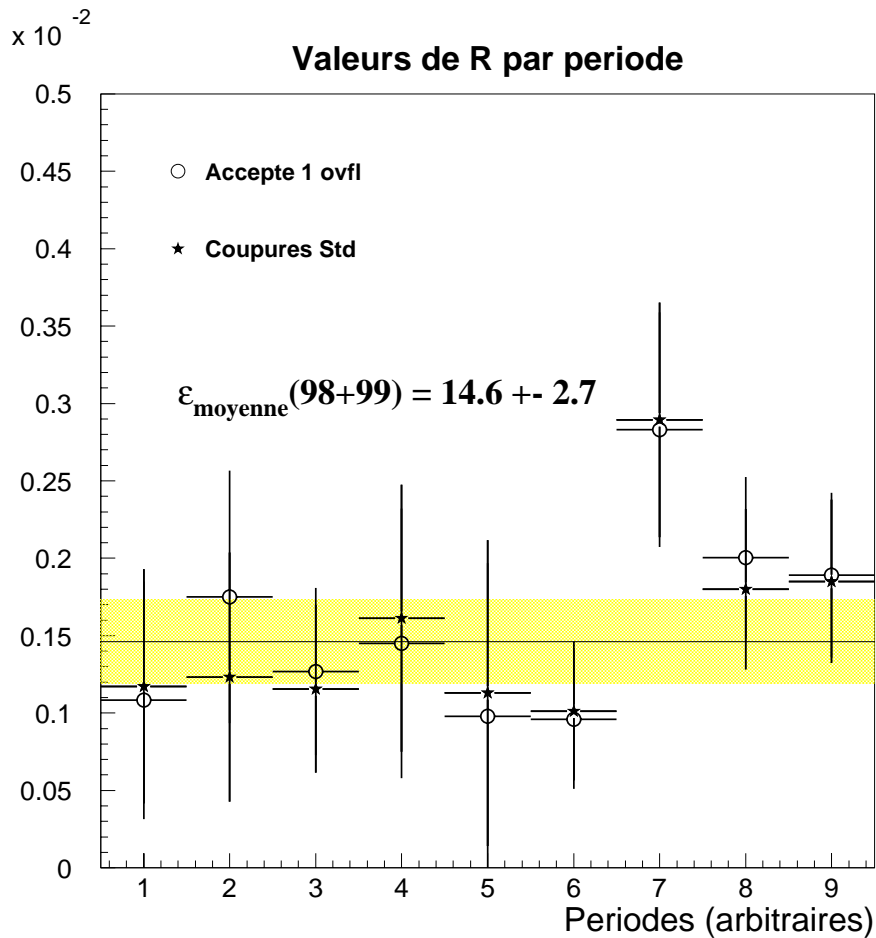


FIG. 6.19 – Double rapport R en fonction de différentes périodes de la prise de données. La correction par l'acceptance n'est pas appliquée en fonction de la période, mais en intégrant sur chaque année. Les cercles vides représentent les valeurs du double rapport avec une coupure plus lâche sur les *overflows* du système de lecture des chambres.

après les corrections, appliquées dans le même ordre que celui du tableau 6.14. On s'attend à éliminer tout effet avec la correction du déclenchement chargé, si notre méthode est correcte.

Le tableau 6.15 indique l'effet du choix de la coupure en *overflows* sur les lots expérimentaux de 99, et sur la valeur de R après certaines coupures d'analyse. Les 3 valeurs de ΔR obtenues en 99, ainsi que leurs homologues pour 98, sont indiquées dans la figure 6.20, où chaque point indique une valeur de ΔR entre le R obtenu avec changement de la coupure sur les *overflows* et la valeur nominale de R . Les trois premiers points sont relatifs aux valeurs de R_{brut} , et les derniers trois aux valeurs de R_{corr} après toutes corrections jusqu'à celle du déclenchement chargé. Les hypothèses utilisées ne sont pas complètement vérifiées dans le cas du critère *nocut*, pour lequel il faudrait aussi remesurer l'efficacité du code de reconstruction hors-ligne.

Un contrôle sur les effets de la pondération par le rapport des intensités K_{LW}/K_S a été fait sur les données de 1999. Les deux colonnes du tableau 6.16 montrent l'effet résultant sur R dans le cas standard de coupure sur les *overflows*, et dans le cas extrême sans coupure.

Afin d'être complet, nous avons refait cet exercice en utilisant une sélection plus lâche dans laquelle les périodes de mauvais fonctionnement de la chaîne de déclenchement chargé ne sont pas rejetées. Le tableau 6.17 montre les changements en statistique du lot 1998 (on indique la fraction

	98 [10^{-4}]	99 [10^{-4}]	98 + 99 [10^{-4}]
R Brut (pond.)	9812.2 ± 17.7	9801.2 ± 12	9805.2 ± 9.9
R (dilution)	9888.2 ± 18.2	9870.7 ± 12.2	9876.7 ± 10.2
α_{LS} [10^2]	11.056 ± 0.014	10.46 ± 0.01	10.65 ± 0.008
$\Delta R(\alpha_{LS})$	$76. \pm 0.0$	69.5 ± 0.0	71.5 ± 0.0
$\Delta \beta_{tag}$	8.0 ± 1.7	3.7 ± 1.1	5.4 ± 0.9
ΔW_{LS}	1.6 ± 1.8	1.4 ± 1.3	0.9 ± 1.1
$\Delta \alpha_{LS}$	9.6 ± 2.5	5.1 ± 1.7	6.3 ± 1.4
$\Delta R(\Delta \alpha_{LS})$	15.8 ± 4.4	7.3 ± 2.6	12.2 ± 2.6
α_{SL}	1.9 ± 0.1	1.5 ± 0.0	1.6 ± 0.0
$\Delta R(\Delta \alpha_{SL})$	$0. \pm 3.0$	$0. \pm 3.0$	$0. \pm 3.0$
β_{000}	4.2 ± 0.24	4.1 ± 0.16	4.1 ± 0.16
$\Delta R(\beta_{000})$	-5.6 ± 2.0	-5.6 ± 2.0	-5.6 ± 2.0
f_{BdFch}	16.4 ± 0.3	15.4 ± 0.2	15.7 ± 0.2
$\Delta R(\mathbf{f}_{BdFch})$	16.9 ± 3.0	15.8 ± 3.0	16.2 ± 3.0
$\Delta R(\mathbf{Acceptance})$	25.8 ± 7.0	32.5 ± 4.6	30.5 ± 4.1
$\Delta R(\mathbf{NMC - NASIM})$	-2.3 ± 2.3	-2.3 ± 2.3	-2.3 ± 2.3
$\Delta R(\mathbf{NMCsyst})$	± 6.0	± 3.3	± 3.3
$\Delta \varepsilon_{MBX} (K_{LW} - K_S)[10^{-2}]$	-0.066 ± 0.096	-0.007 ± 0.047	-0.029 ± 0.043
$\Delta R(\varepsilon_{\mathbf{MBX}})$	$-9. \pm 10.3$	0.3 ± 5.1	-4.2 ± 4.7
$\Delta \varepsilon_{ETOT} (K_{LW} - K_S)[10^{-2}]$	0.091 ± 0.055	-0.016 ± 0.019	-0.008 ± 0.020
$\Delta R(\varepsilon_{\mathbf{ETOT}})$	7.8 ± 5.5	-0.2 ± 2.4	1.3 ± 2.2
$\Delta \varepsilon_{NUT} (K_{LW} - K_S)[10^{-2}]$	-0.062 ± 0.053	-0.031 ± 0.041	-0.04 ± 0.03
$\Delta R(\mathbf{f}_{hpt})$	-10.2 ± 2.0	-10.2 ± 2.0	-10.2 ± 2.0
$R_{decl.}$	9927.4 ± 24.4	9908.3 ± 15.8	9914.6 ± 14.0
$\Delta R(\mathbf{échelle chargée})$	2.0 ± 2.8	2.0 ± 2.8	2.0 ± 2.8
$\Delta R(\mathbf{échelle neutre})$	$0. \pm 5.8$	$0. \pm 5.8$	$0. \pm 5.8$
$\Delta R(\mathbf{overlay})$	$0 \pm 3.$	$0 \pm 3.$	$0 \pm 3.$
$\Delta R(K_S/K_{LW})$	-2.1 ± 0.9	-2.3 ± 0.7	-3.2 ± 0.7
R_{vrai}	9927.3 ± 25.5	9907.5 ± 17.3	9913.1 ± 15.76
$Re(\varepsilon'/\varepsilon)$	12.1 ± 4.2	15.4 ± 2.9	14.4 ± 2.6

TAB. 6.14 – Corrections sur le double rapport R_{brut} pour la mesure de $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$. En bas du tableau on montre les résultats obtenus pour $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$ sur les périodes 98 et 99, et combiné.

d'événements supplémentaire après chaque changement de critère) et des corrections, causés par un choix de coupure différent sur les *overflows* des chambres. Les étiquettes MB et \overline{MB} indiquent la présence ou pas (cas standard) dans l'analyse, des déversements considérés mauvais du point de vue du déclencheur chargé. Nous avons considéré ce critère en 1998, parce que la présence d'*overflow* pourrait être corrélée aux problèmes de déclenchement et aussi d'efficacité du spectromètre, ceci à cause du fait que le système de lecture de chambres a été moins performant par rapport à la prise des données de 1999.

Conclusions sur les *overflows*. Les systématiques en ce qui concerne cette coupure sont sous contrôle, et chaque différence avec la valeur finale du double rapport R est compatible dans une déviation standard avec la valeur trouvée en changeant le critère. Seul le cas extrême sans coupure donne une compatibilité à $\sim 2\sigma$ pour les données 98 (après toute correction jusqu'au déclencheur chargé), alors qu'en 99, la valeur mesurée est compatible avec la valeur nominale.

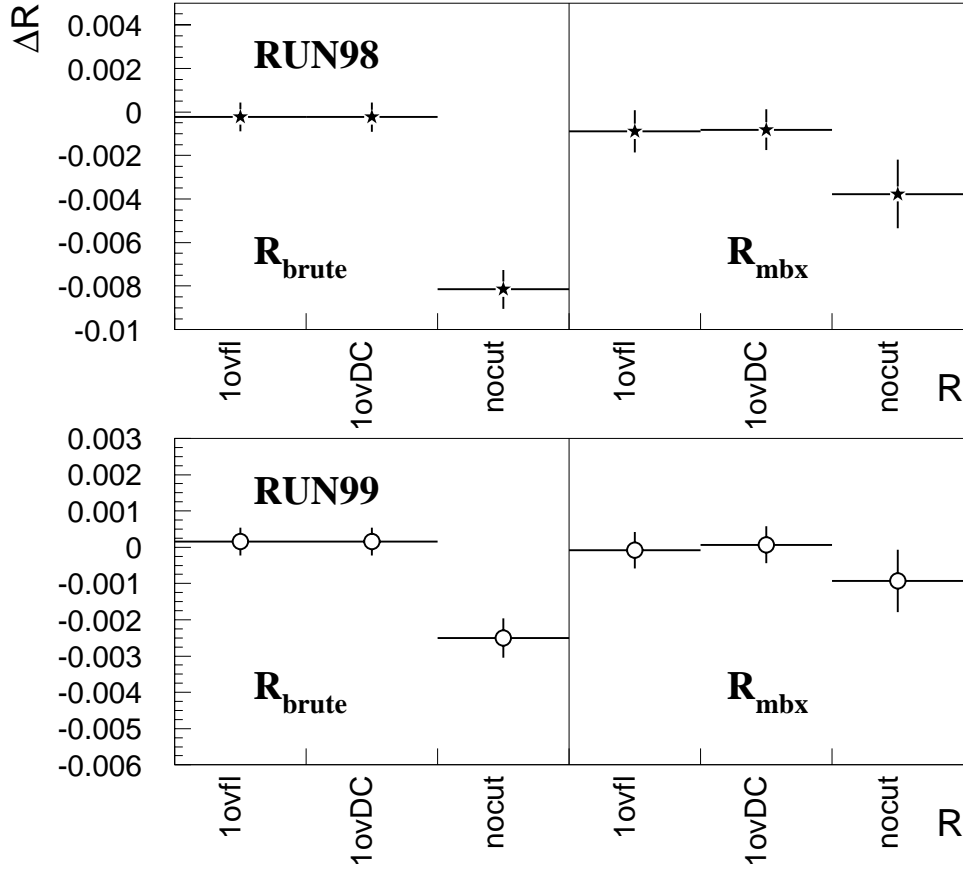


FIG. 6.20 – Variation de R_{brut} et R_{corr} (après toutes corrections jusqu'à celle du déclenchement chargé) en fonction de la coupure en overflow, pour les années 98 et 99.

6.9 Conclusions

Dans ce chapitre, nous avons présenté de manière détaillée les corrections appliquées au double rapport R_{brut} obtenu après la seule sélection des événements décrite précédemment. Le résultat obtenu est très proche du résultat officiel de la collaboration qui prend en compte les résultats obtenus par différentes analyses :

$$Re(\varepsilon'/\varepsilon)_{NA48} = (15.0 \pm 1.7_{stat} \pm 2.1_{syst}) \times 10^{-4} \quad (6.56)$$

L'incertitude d'origine statistique est un peu plus petite que l'incertitude systématique qui n'est pas dominée par un effet particulier. Les erreurs systématiques principales restent liées au déclencheur chargé et à l'échelle d'énergie en mode neutre, et ne peuvent aisément être diminuées.

Cette nouvelle détermination de $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$ peut être combinée au résultat antérieur de NA48 sur les données de 1997, ce qui donne :

$$Re(\varepsilon'/\varepsilon)_{NA48}^{comb} = (15.3 \pm 2.6_{comb}) \times 10^{-4} \quad (6.57)$$

	99 std	99 > 1vw	99 > 1vw/dch	99 No Ovfl Cut
KS00	3858526	4198871 [9%]	4201247 [9%]	4846517 [26%]
KL00	2012394	2187814 [9%]	2189056 [9%]	2517739 [25%]
KS+-	16412088	18410939 [12%]	18423041 [12%]	18908815 [15%]
KL+-	8857457	9922335 [12%]	9928591 [12%]	10187462 [15%]
Dilut. $\pi^+\pi^-$	0.10456	0.10497	--	0.10516
Dilut. $\pi^0\pi^0$	0.10494	0.10539	--	0.10705
$\Delta\beta_{tag}$	3.7 ± 1.1	4.2 ± 1.1	4.2 ± 1.1	18.8 ± 1.1
Mbx (%) [K_S]	98.491 ± 0.024	97.274 ± 0.029	97.253 ± 0.030	91.627 ± 0.049
Mbx (%) [K_L]	98.484 ± 0.040	97.232 ± 0.050	97.220 ± 0.068	91.523 ± 0.116
R_{brut}	$9801.2 \pm 12.$	9802.8 ± 11.5	--	9776.2 ± 10.8
$R_{\alpha_{LS}}$	9871.0 ± 12.3	9872.9 ± 11.8	9873.4 ± 11.8	9844.2 ± 11.1
$R_{\Delta\alpha_{LS}}$	9878.3 ± 12.3	9881.0 ± 11.8	--	9880.9 ± 11.1
R_{BdF}	9887.6 ± 13.2	9890.8 ± 12.7	--	9889.3 ± 12.0
R_{MBX}	9918.1 ± 15.0	9917.3 ± 15.1	9918.8 ± 15.1	9908.8 ± 17.2

TAB. 6.15 – Le tableau montre les changements sur la statistique de 99, et de certaines corrections, causés par un choix de coupure différent sur les overflows des chambres.

	99 std K_{SW}	99 No Ovfl Cut K_{SW}
R_{brut}	9798.4 ± 12.0	9773.7 ± 10.8
$R_{\alpha_{LS}}$	9868.3 ± 12.3	9842.1 ± 11.1
$R_{\Delta\alpha_{LS}}$	9875.7 ± 12.3	9878.9 ± 11.1
R_{BdF}	9887.5 ± 12.3	9889.9 ± 11.1
R_{MBX}	9888.3 ± 13.3	9879.3 ± 15.5

TAB. 6.16 – Effet sur R de la coupure en overflow dans le cas de la pondération par le rapport K_{LW}/K_S

où les incertitudes systématiques corrélées ont été prises en compte. Ce résultat constitue à lui seul un signal de violation directe de CP à près de 6 écarts standards, et prouve de façon définitive l'existence du phénomène. Nous allons maintenant resituer ce résultat dans le contexte expérimental de l'été 2001.

	98 std \overline{MB}	98 std MB	98 > 1vw \overline{MB}	98 > 1vw MB	98 > 1vw/dch \overline{MB}	98 No Ovfl Cut \overline{MB}
KS00	1782460	1920385 [8%]	1993818 [12%]	2148691 [20%]	1996333 [12%]	2352718 [32%]
KL00	934073	1002181 [7%]	1043404 [12%]	1119853 [20%]	1044703 [12%]	1220977 [31%]
KS+-	7462564	8024870 [8%]	8647408 [16%]	9292266 [24%]	8658774 [16%]	8922705 [20%]
KL+-	4040043	4330558 [7%]	4676376 [16%]	5008242 [24%]	4682457 [16%]	4820473 [19%]
Dilut. $\pi^+\pi^-$	0.11056	0.11041	0.11153	0.11137	--	0.11189
Dilut. $\pi^0\pi^0$	0.11136	0.11125	0.11217	0.11204	--	0.11503
$\Delta\beta_{tag}$	8 ± 1.8	8.4 ± 1.7	6.4 ± 1.7	6.7 ± 1.6	6.4 ± 1.7	31.4 ± 1.6
Mbx (%) [K_S]	98.016 ± 0.047	97.771 ± 0.048	96.480 ± 0.056	96.152 ± 0.058	96.458 ± 0.057	90.148 ± 0.088
Mbx (%) [K_L]	97.950 ± 0.084	97.744 ± 0.091	96.345 ± 0.115	96.091 ± 0.120	96.332 ± 0.116	90.068 ± 0.18
R_{brut}	9812.2 ± 17.7	9802.8 ± 17.0	9809.9 ± 16.6	9803.4 ± 16.1	--	9730.7 ± 15.5
$R_{\alpha_{LS}}$	9888.2 ± 18.2	9877.6 ± 17.5	9885.9 ± 17.1	9878.4 ± 16.5	9885.9 ± 17.1	9800.2 ± 15.9
$R_{\Delta\alpha_{LS}}$	9904.0 ± 18.2	9894.0 ± 17.6	9898.5 ± 17.2	9891.5 ± 16.5	9898.4 ± 17.2	9861.8 ± 16.0
R_{BdF}	9914.7 ± 19.2	9904.7 ± 18.6	9910.3 ± 18.2	9903.3 ± 17.6	--	9872.4 ± 17.0
R_{MBX}	9929.2 ± 23.0	9925.4 ± 22.4	9920.3 ± 23.9	9922.2 ± 22.7	9921.0 ± 23.2	9891.5 ± 27.4

TAB. 6.17 – Effet des différentes sélections sur le lot de 98 (voir texte).

Chapitre 7

Discussions des résultats et conclusions

Ce chapitre décrit la situation expérimentale et théorique de la violation de \mathcal{CP} obtenue actuellement, c'est-à-dire à l'issue des conférences d'été 2001. On montrera les résultats obtenus dans la physique des mésons K et B , et l'impact ainsi que les conséquences qu'ils peuvent avoir sur le débat théorique. Nous terminerons en évoquant brièvement les perspectives des études concernant la violation de \mathcal{CP} dans le modèle standard ainsi que les programmes futurs qui apporteront des contributions importantes dans la détermination des paramètres de la matrice CKM.

7.1 Les résultats de NA48 et KTeV

Les deux expériences ont présenté au cours de l'année 2001 leur analyses sur les échantillons des données accumulées jusqu'en 1999 (pour NA48) et jusqu'en 1997 (pour KTeV). La collaboration NA48 a présenté son résultat le 10 Mai 2001 au CERN (séminaire tenu par G.Unal, LAL-Orsay), tandis que la collaboration KTeV a présenté le sien le 8 Juin à Fermilab (séminaire tenu par J.Graham, Université de Chicago). Les dernières valeurs obtenues par notre expérience sont :

$$\text{NA48(98+99):} \quad \text{Re}(\varepsilon'/\varepsilon) = (15.0 \pm 2.7) \times 10^{-4} \quad (7.1)$$

$$\text{NA48(moyenne 97,98+99)} \quad \text{Re}(\varepsilon'/\varepsilon) = (15.3 \pm 2.6) \times 10^{-4} \quad (7.2)$$

Dans cette thèse j'ai présenté le résultat de mon analyse personnelle, qui est parfaitement compatible avec le résultat de la collaboration NA48. Ce résultat peut être traduit en terme de pure violation directe de \mathcal{CP} de la manière suivante:

$$\frac{\Gamma(K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-) - \Gamma(\overline{K}^0 \rightarrow \pi^+\pi^-)}{\Gamma(K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-) + \Gamma(\overline{K}^0 \rightarrow \pi^+\pi^-)} = (5.0 \pm 0.9) \times 10^{-6} . \quad (7.3)$$

En ce qui concerne l'expérience KTeV à Fermilab, le résultat final sur les données de 1996 et 1997 présenté en Juin 2001, qui invalide le résultat présenté en 1999, est le suivant :

$$\text{KTeV (96+97):} \quad \text{Re}(\varepsilon'/\varepsilon) = (20.7 \pm 2.8) \times 10^{-4} \quad (7.4)$$

Il faut mentionner que la collaboration KTeV a effectué une seconde analyse "à la NA48" en pondérant les événements K_L pour que leurs distributions en énergie et en vertex longitudinal reproduisent celles des K_S . La valeur obtenue est présentée sous forme de son écart par rapport à l'analyse standard :

$$\Delta \text{Re}(\varepsilon'/\varepsilon) = (1.5 \pm 2.1(\text{stat}) \pm 3(\text{syst})) \times 10^{-4} \quad (7.5)$$

L'intérêt de cette détermination est qu'elle est totalement exempte de correction d'acceptance, l'appareillage de KTeV devenant parfaitement symétrique grâce à l'alternance des faisceaux, ce qui n'est pas exactement vérifié dans le cas de NA48.

En figure 7.1 on montre l'historique des mesures effectuées par les expériences de première et deuxième génération: E731 et NA31 avant, et NA48 et KTeV (E832) après. On peut utiliser les valeurs définitives des quatre expériences pour calculer une moyenne "mondiale" en utilisant la méthode du PDG. Dans la figure 7.1 il y a des valeurs qui ne sont pas utilisables pour ce calcul: spécifiquement il s'agit des premiers trois points du graphe (qui sont inclus dans les deux derniers points de E731 et NA31), et du premier point présenté par la collaboration KTeV en 1999, qui s'est révélé faux, et qui a été corrigé et inclus dans le dernier point de KTeV. On peut donc construire le tableau 7.1, pour vérifier la consistance des expériences et leur contribution à la valeur mondiale.

Valeurs	$Re(\varepsilon'/\varepsilon) [10^{-4}]$	χ^2	<i>d.o.f.</i>	signif.
E731 et NA31	14.4 ± 4.4	3.2	1	3.3
Méthode PDG	14.4 ± 7.8	1.0	1	1.9
NA48 et KTeV	17.8 ± 1.9	2.0	1	9.3
Méthode PDG	17.8 ± 2.7	1.0	1	6.6

TAB. 7.1 – Moyennes de $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$ dans les deux générations d'expériences à Fermilab et au CERN.

On voit clairement dans le tableau 7.1, que l'apport à la signification statistique du résultat (selon la méthode du PDG, qui consiste à augmenter l'erreur par $\sqrt{\chi^2/d.o.f.}$) des dernières expériences est celui d'affirmer de manière "indiscutable" la violation directe de \mathcal{CP} , avec une signification statistique de plus que 5 écarts standard de zéro. La moyenne sur les valeurs présentées à la conférence d'Osaka en 2000 ne permettait pas de tirer les mêmes conclusions, la différence entre KTeV et NA48 étant trop importante pour établir la violation directe à plus que 3 écarts standard (toujours en utilisant la méthode de "repondération" des erreurs du PDG). La moyenne mondiale pour la valeur de $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$ est montrée dans la légende de la figure 7.1.

Il est maintenant intéressant de voir l'impact de ce résultat sur les approches théoriques destinées à prédire la valeur $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$ dans le modèle standard. Le formalisme utilisé est celui qui a été introduit au premier chapitre de cette thèse.

7.1.1 L'impact de $(\varepsilon'/\varepsilon)_{exp}$ sur les calculs théoriques

Nous avons déjà discuté dans le premier chapitre des incertitudes qui rentrent dans le calcul de $(\varepsilon'/\varepsilon)_{th}$, et qui sont dominées par les interactions hadroniques à longue distance. Les résultats obtenus par KTeV et NA48 avant l'année 2001 semblait pousser vers le "haut" la valeur expérimentale de ε'/ε , valeur qui par contre était très faible en moyenne dans les prédictions théoriques publiées avant Février 1999. Les réactions aux résultats des expériences ont pris deux directions: d'un côté l'activité des théoriciens s'est dirigée vers la recherche des possibles sources de violation de \mathcal{CP} en dehors du modèle standard, et de l'autre vers l'investigation des phénomènes qui, tout en étant à l'intérieur du modèle standard, peuvent contribuer à augmenter la valeur de ε'/ε . On parle dans ce dernier cas de l'intérêt croissant pour les interactions dans l'état final du $K \rightarrow 2\pi$, et des études pour la mesure des contributions à longue distance (FSI¹). Le mécanisme à travers lequel ces interactions influencent ε'/ε , est lié au fait qu'elles favorisent les transitions $\Delta I = 1/2$ par rapport aux transitions $\Delta I = 3/2$, permettant d'expliquer la règle de sélection $\Delta I = 1/2$.

1. Final State Interaction

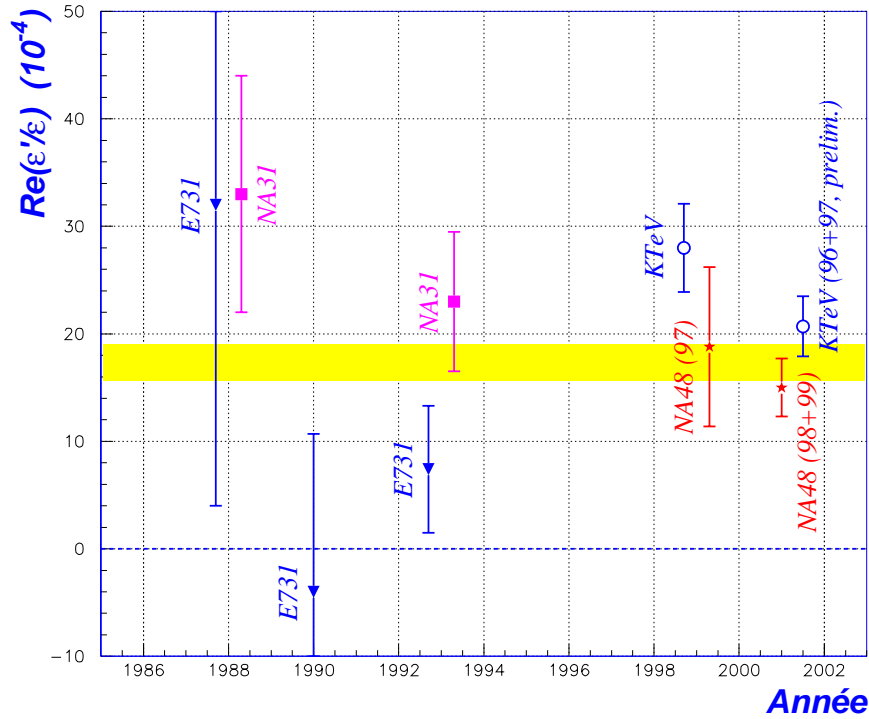


FIG. 7.1 – Suivi historique de la mesure de $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$. Le premier point de KTeV n'a pas été pris en compte pour la moyenne, qui est indiquée par la bande grisée : $\langle Re(\varepsilon'/\varepsilon) \rangle = (17.3 \pm 1.7) \times 10^{-4}$. La valeur du χ^2 est 5.6 sur 3 d.o.f., ce qui porte à une probabilité de compatibilité de presque 13%. Si on utilise la méthode du PDG, l'incertitude totale augmente à 2.4×10^{-4} , baissant la signification statistique de 10 à environ 7 écarts standards.

Les fluctuations qui affectent les calculs théoriques sont liées surtout aux incertitudes dans l'estimation de certains éléments de matrice hadroniques, qui apparaissent dans l'expression de l'hamiltonien effectif qui règle les transitions $\Delta S = 1$; on reproduit ici la formule 1.126 expliquée au chapitre 1:

$$\mathcal{H}_{eff}(\Delta S = 1) = \frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{us}^* V_{ud} \sum_{i=1}^{10} (z_i(\mu) + \tau y_i(\mu)) \mathcal{Q}_i(\mu) , \quad (7.6)$$

où l'hamiltonien est exprimé comme produit des opérateurs à quatre quarks \mathcal{Q}_i (à l'échelle μ dans la formule). Les opérateurs en question représentent la partie responsable des interactions à longue distance dans la désintégration des kaons neutres. Pour le calcul de ces opérateurs, plusieurs méthodes (non-perturbatives) peuvent être utilisées, comme par exemple les calculs sur réseau, l'expansion $1/N_c$ (avec N_c le nombre de couleurs), les règles de sommation de QCD, ou la théorie des perturbations chirale (χPT).

Les éléments les plus controversés dans les prédictions théoriques jusqu'à maintenant sont $\mathcal{Q}_{6,8}$ (voir la figure 7.3): le premier représente les diagrammes “pingouins” (voir chapitre 1) avec un gluon, et le deuxième les “pingouins” électrofaibles (avec un Z ou un γ). La détermination de ces paramètres est problématique pour chacune des approches théoriques. Si on écrit ε'/ε avec

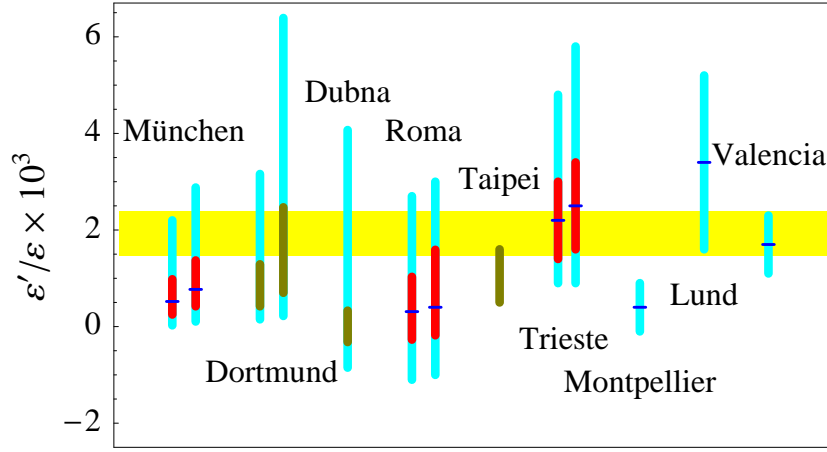


FIG. 7.2 – Prédictions théoriques sur $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$ avant 2000 (figure empruntée à un article de S. Bertolini [66]). Les noms correspondent aux lieux où sont basés les différents groupes de théoriciens. Les calculs théoriques sont comparés à une moyenne qui ne prend pas en compte les dernières valeurs de $NA48$ et $KTeV$, mais qui se réfère aux résultats tels qu'ils étaient en Septembre 2000 [66]. Les barres d'erreurs dans les calculs théoriques sont estimées à partir d'un balayage des paramètres qui rentrent dans la méthode en question (les barres plus claires indiquent un balayage "plat", et les barres grises un balayage gaussien).

une reformulation de la relation 1.132, on obtient une version approximée de la formule 1.134:

$$\frac{\varepsilon'}{\varepsilon} \sim \text{Im} \lambda_t \left[P^{(1/2)} - \frac{1}{\omega} P^{(3/2)} \right] \sim \left[B_6^{(1/2)} (1 - \Omega_{\eta+\eta'}) - 0.4 \cdot B_8^{(3/2)} \right], \quad (7.7)$$

où les $P^{(\Delta I)}$ représentent les contributions des transitions avec $\Delta I = 1/2$ et $3/2$, exprimées comme produit d'opérateur (OPE^2); le terme $\omega \simeq 1/22$ contribue à favoriser les amplitudes $\Delta I = 3/2$ qui violent \mathcal{CP} . Dans la dernière expression à droite, nous avons écrit les opérateurs qui contribuent le plus au calcul; les B_i expriment une paramétrisation des éléments de matrice hadroniques en termes des valeurs des $\langle \pi\pi | \mathcal{Q}_i | K \rangle_0$ dans l'approximation de saturation du vide (VSA^3). Comme on remarque dans la figure 7.3, les contributions de $B_6^{(1/2)}$ et $B_8^{(3/2)}$ se simplifient en partie dans le calcul de ε'/ε . Le terme $\Omega_{\eta+\eta'}$ exprime les effets de rupture de la symétrie d'*Isospin*, dont la détermination n'est pas triviale: une première estimation attribue à ce paramètre la valeur 0.25 ± 0.10 [67], mais de récentes études mènent également à des valeurs plus faibles (0.16 ± 0.03 , ou même 0.12 ± 0.05 , si on considère d'autres mécanismes que le mélange $\pi^0 - \eta$) [19].

De toute manière, il semble évident qu'il faudra encore des années pour permettre aux calculs théorique plus sophistiqués d'atteindre une précision comparable à celle des expériences sur ε'/ε .

On peut maintenant se demander si la théorie du MS a quelque chose à apprendre de cette valeur expérimentale de ε'/ε . Cet argument a été exposé récemment par Buras [68], dans un article où il propose de montrer les prédictions théoriques pour ε'/ε sur le plan des opérateurs

2. Operator Product Expansion

3. Vacuum Saturation Approximation

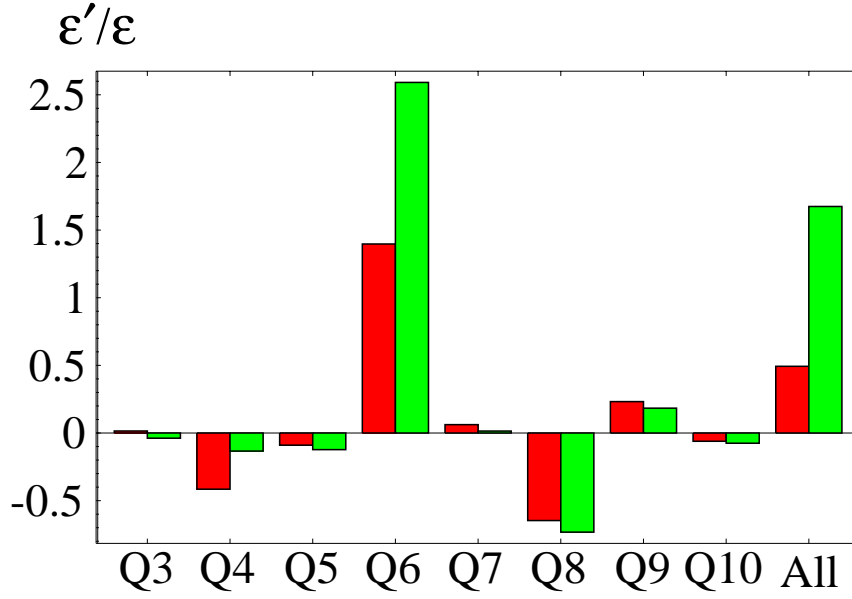


FIG. 7.3 – Opérateurs impliqués dans les prédictions théoriques pour ε'/ε , mesurés par le groupe de Munich (noir) et par le groupe de Trieste (gris). Cette figure a été empruntée à un article de S.Bertolini [66].

$P^{(1/2)}$ et $P^{(3/2)}$. Si on impose la contrainte expérimentale, l'équation 7.7 impose une corrélation entre les valeurs de $P^{(1/2)}$ et $P^{(3/2)}$ comme on le voit sur la figure 7.4. Si on fait l'approximation de N_c large et de symétrie d'isospin valable, alors on peut négliger le terme $P^{(3/2)}$, et obtenir une sorte de $(\varepsilon'/\varepsilon)_0$, c'est-à-dire calculé au premier ordre. Les corrections successives de $1/N_c$ et de IB^4 ont tendance à augmenter respectivement $P^{(1/2)}$ et $P^{(3/2)}$. On peut aussi mesurer la valeur de $(\varepsilon'/\varepsilon)_0$ en utilisant:

$$\text{Im}\lambda_t = (1.24 \pm 0.06) \cdot 10^{-4}, \quad (7.8)$$

et $B_K = 3/4$, $B_6 = 1$, $m_s(2GeV) = 110 \text{ MeV}$, $\alpha_s(M_Z) = 0.119$ comme valeurs des autres paramètres en jeu. La mesure précise de ces paramètres, à la fois théorique et expérimentale, est très importante pour la détermination de ε'/ε . On obtient de cette manière:

$$(\varepsilon'/\varepsilon)_0 = (17.4 \pm 0.7) \cdot 10^{-4}, \quad (7.9)$$

où l'erreur est estimé sur la base de l'incertitude sur $\text{Im}\lambda_t$. Même si la valeur semble être proche de celle expérimentale, on ne peut pas, à l'état actuel de la théorie, conclure sur des valeurs petites des corrections ($1/N_c$ et IB), à cause des simplifications possibles des deux effets:

$$\mathcal{O}(1/N_c) - 1/\omega\mathcal{O}(IB) \sim 0. \quad (7.10)$$

D'autres possibilités peuvent s'ouvrir si à l'équation 7.10 on rajoute les effets possibles venant d'une nouvelle physique en dehors du modèle standard.

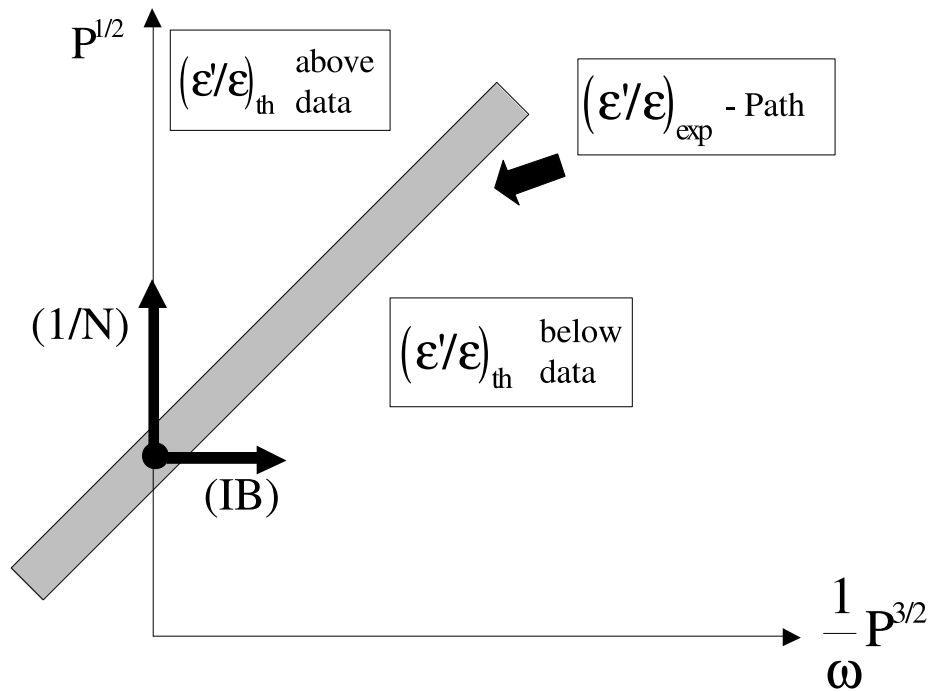


FIG. 7.4 – La ligne droite montre la contrainte imposée par $(\varepsilon'/\varepsilon)_{exp}$ dans le plan des contributions provenant des transitions $\Delta I = 1/2, 3/2$. Les corrections calculées avec le développement $1/N$ ont tendance à augmenter le rôle de $P^{(1/2)}$, tandis que l'introduction des effets de brisure de l'isospin augmentent plutôt $P^{(3/2)}$. La figure est empruntée à un article de A.J.Buras [68].

7.2 Les résultats sur la violation de \mathcal{CP} dans le système des mésons B

L'autre “surprise” dans le champ de la violation de \mathcal{CP} en 2001, vient du système des mésons B , exploré par les deux expériences BaBar (SLAC) [69] et Belle (KEK) [70]. Les résultats présentés en 2000 (voir conférence d'Osaka) par les deux collaborations n'étaient pas encore significatifs du point de vue de l'incertitude pour pouvoir conclure sur la mesure de $\sin 2\beta$. Deux nouveaux résultats sont arrivés juste après les présentations de NA48 et KTeV, au début de l'été 2001. Babar et Belle mesurent l'asymétrie en fonction du temps dans les désintégrations des $B \rightarrow f_{\mathcal{CP}}$, où $f_{\mathcal{CP}}$ indique n'importe quel état final qui conserve \mathcal{CP} . Les résultats présentés en 2001 sont:

$$\text{BaBar: } \sin 2\beta = 0.59 \pm 0.14(\text{stat}) \pm 0.05(\text{syst}) \quad (7.11)$$

$$\text{Belle: } \sin 2\beta = 0.99 \pm 0.14(\text{stat}) \pm 0.06(\text{syst}) \quad (7.12)$$

Les prédictions théoriques pour le paramètre $\sin 2\beta$ de CKM varient: $\sim 0.70 \pm 0.07$ pour l'approche Bayésienne [71], et entre $0.5 - 0.84$ pour les autres approches statistiques utilisées. La figure 7.5 montre les régions permises pour les paramètres CKM $\bar{\eta}$ et $\bar{\rho}$, en utilisant comme informations expérimentales $|\varepsilon_K|$, $|V_{ub}/V_{cb}|$, Δm_d et Δm_s . La précision de l'estimation théorique prouve que dans ce domaine l'accord avec le modèle standard est déjà très satisfaisant. La physique des B pourra contribuer encore beaucoup dans le futur par la mesure des paramètres mal connus du triangle d'unitarité CKM, grâce aux expériences dans les collisionneurs hadroniques tels que le TeVatron et le LHC.

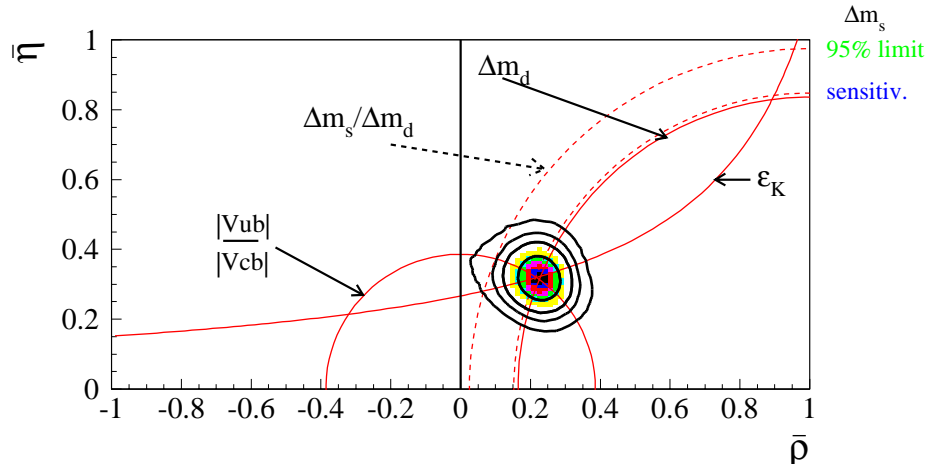


FIG. 7.5 – La figure montre les régions permises pour $\bar{\eta}$ et $\bar{\rho}$. Les lignes continues indiquent les valeurs centrales des contraintes expérimentales utilisées ($|\varepsilon_K|$, $|V_{ub}/V_{cb}|$, Δm_d). Les deux lignes pointillées par contre marquent la région à 95% de confiance (à gauche) et la limite sur la valeur centrale (à droite) pour la mesure de Δm_s à partir des oscillations $B_s^0 - \bar{B}_s^0$. La figure est empruntée à l'article de Ciuchini et al. [71].

7.3 Conclusions et perspectives

Après presque 35 ans de recherche, la violation directe de \mathcal{CP} a finalement été mesurée comme étant différente de zéro, et en conséquence les modèles théoriques qui prévoyaient l'existence d'interactions super-faibles peuvent être exclus. Les résultats combinés des expériences E731, NA31, NA48 et KTeV, sont une preuve de l'existence de violation directe de \mathcal{CP} , et leur moyenne, qui a enfin un bon χ^2 , donne une valeur pour ε'/ε de $(17.3 \pm 1.7) \times 10^{-4}$. On espère avoir dans un proche futur la possibilité de comparer ces résultats, qui sont obtenus avec des méthodes très semblables par des expériences de cible fixe, au résultat de KLOE qui utilise une technique différente.

Dans cette thèse nous avons présenté une analyse personnelle des données de NA48, et un résultat qui est pour la première fois à lui seul une évidence de violation directe :

$$Re(\varepsilon'/\varepsilon) = (14.4 \pm 2.6) \times 10^{-4} \quad (7.13)$$

La précision des résultats expérimentaux est encore amenée à s'améliorer, puisque d'une part NA48 collecte actuellement son dernier lot expérimental qui devrait amener à $\sim 5 \times 10^6$ la statistique finale de $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$, et que KTeV a déjà enregistré en 1999 une statistique comparable à celle collectée en 1996 et 1997.

Si du côté expérimental les mesures semblent être très précises, la valeur de ε'/ε n'est pas prédictible avec la même incertitude par les méthodes théoriques développées jusqu'à maintenant. Une amélioration notable de la précision est néanmoins attendue dans les prochaines années sur la détermination des éléments de matrice hadroniques, ce qui permettrait d'utiliser la mesure de ε'/ε pour déterminer directement le paramètre $\bar{\eta}$. Les incertitudes sur les mesures des éléments de CKM devraient également diminuer de façon substantielle. Parmi les paramètres les plus intéressants, citons $|V_{cb}|$ et $|V_{ub}/V_{cb}|$, qui seront étudiés dans les B-factory, et m_t auprès des collisionneurs hadroniques (on pourra atteindre $\Delta m_t \sim \pm 3 \text{ GeV}$ à TeVatron, et $\pm 1 \text{ GeV}$ à LHC). En ce qui concerne les angles α , β , γ du triangle d'unitarité, les nouveaux résultats de BaBar, Belle et aussi CDF, dans la physique des B , donnent beaucoup d'espoir sur les mesures

que l'on pourra effectuer dans le futur avec CDF, D0, CLEO, LHC-B et BTeV.

La physique de K n'a pas toutefois terminé d'intéresser la communauté scientifique. Les désintégrations rares des kaons neutres ou chargés sont un domaine où l'on pourrait avoir les résultats les plus contraignants du point de vue théorique. Les prédictions pour les rapports de branchement de :

- $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$,
- $K^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$,

sont très précises. Pour l'instant nous avons un premier résultat expérimental sur le premier mode, par la collaboration E787 (Brookhaven), et une limite sur le deuxième mode, présentée par KTeV:

$$Br(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}) = \begin{cases} (7.5 \pm 2.9) \cdot 10^{-11} & \text{Modèle Standard} \\ (15^{+34}_{-12}) \cdot 10^{-11} & \text{E787} \end{cases}$$

et

$$Br(K^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) = \begin{cases} (2.6 \pm 1.2) \cdot 10^{-11} & \text{Modèle Standard} \\ < 5.9 \cdot 10^{-7} & \text{KTeV} \end{cases}$$

Ces modes de désintégration permettent de comparer de manière très précise les expériences aux modèles théoriques utilisés pour les prédictions. Il constituent donc un laboratoire privilégié pour la découverte de nouvelle physique au delà du modèle standard. Les deux mesures sont strictement liées à la hauteur du triangle CKM, donc à la connaissance de $\text{Im} \lambda_t$. La désintégration du K^+ est déjà étudiée à Brookhaven, et l'expérience va continuer la prise des données avec des améliorations du détecteur. En ce qui concerne le mode de désintégration $K^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$, malgré le rejet de la proposition de l'expérience KAMI qui devait faire suite au programme de KTeV de recherche de désintégrations rares, la proposition d'expérience KOPIO (Brookhaven) a été approuvée tandis que l'expérience E391A (KEK) pense atteindre une sensibilité de 3×10^{-10} vers 2004 et pourrait déboucher sur une nouvelle proposition d'expérience auprès du futur accélérateur JHF au Japon.

Bibliographie

- [1] H. Bergauer et al. *The tagging detector of the CP-violation experiment NA48 at CERN.* Nucl. Instr. Meth., A 419, 1998, 623-631.
- [2] M.Gell-Mann. Phys. Rev., D92, 1953, 833.
- [3] T.Nakano et K.Nishijima. Prog.Theor.Phys., 10, 1953, 580.
- [4] M.Gell-Mann et A.Pais. Phys. Rev., D97, 1955, 1387.
- [5] K.Lande et al. *Observations of Long Lived Neutral V Particles.* Phys.Rev., 103, 1956, 1901.
- [6] W.F.Fry et al. *Evidence for Long-lived Neutral Unstable Particle.* Phys.Rev., D103, 1956, 1904.
- [7] T.D.Lee et C.N.Yang. *Question of Parity Conservation in Weak Interactions.* Phys. Rev., 104, 1956, 254.
- [8] C.S. Wu et al. *Experimental Test of Parity Conservation in Beta Decay.* Phys. Rev., 105, 1957, 1413.
- [9] L.M.Lederman et M.Weinrich R.L.Garwin. *Observations of the Failure of Conservation of Parity and Charge Conjugation in Meson Decays: the Magnetic Moment of the Free Muon.* Phys. Rev., 105, 1957, 1415.
- [10] L.B.Leipuner et al. Phys.Rev., 132, 1963, 2285.
- [11] R.Turlay J.W.Cronin, V.L.Fitch. *Proposal for K_2^0 decay and interaction experiment.* BNL proposal, April 10, 1963.
- [12] J.H.Christenson J.W.Cronin V.L.Fitch et R.Turlay. *Evidence for the 2π decay of the K_2^0 meson.* Phys. Rev. Lett., 13, 1964, 138-140.
- [13] M. Kobayashi et T. Maskawa. *CP-Violation in the renormalizable theory of weak interaction.* Prog. Theor. Phys., 49, 1973, 652-657.
- [14] I.I.Bigi et A.I.Sanda. *CP violation.* Cambridge University Press, 1999.
- [15] C. Jarlskog. *CP Violation.* Advanced series on directions in high energy physics, 3, 1989.
- [16] L. Wolfenstein. *Violation of CP invariance and the possibility of very weak interaction.* Phys. Rev. Lett., 13, 1964, 562-564.
- [17] Andrzej J. Buras. *Flavour Dynamics: CP Violation and Rare Decays.* TUM-HEP, 402/01, January 2001.
- [18] M. Fabbrichesi et J.O. Eeg S. Bertolini. *Theory of the CP violating parameter ε'/ε .* Rev. Mod. Phys., 72, 2000, 65-93.
- [19] E. Pallante, A. Pich, and I. Scimemi. *The standard model prediction for ε'/ε .* 2001.
- [20] M. Fabbrichesi S. Bertolini, J. O. Eeg. *An Upadated Analysis of ε'/ε in the Standard Model with hadronic Matrix Elements from the Chiral Quark Model.* Phys. Rev., D63, 2001.
- [21] Andrzej J. Buras et Robert Fleicher. *Quark mixing, CP violation and rare decays after the top quark discovery.* hep-ph/9704376 à paraître dans Heavy Flavor II (ed. Buras et Lindner) World Scientific Publishing Co., 1997.

- [22] I. A. Budagov et al. *A measurement of the branching ratio of the CP violating decay mode k - l -neutral $\rightarrow 2$ π -neutral*. Phys. Lett., B28, 1968, 215-219.
- [23] M. Holder et al. Phys. Lett., B40, 1972, 141.
- [24] M. Banner et al. Phys. Rev. Lett., 28, 1972, 1597.
- [25] J. H. Christenson et al. Phys. Rev. Lett., 43, 1979, 1209.
- [26] J. K. Black et al. Phys. Rev. Lett., 54, 1985, 1628.
- [27] R. H. Bernstein et al. Phys. Rev. Lett., 54, 1985, 1631.
- [28] Particle Data Group. *Review of Particle Physics*. Euro. Phys. Jour. C15, 2000.
- [29] M. Woods et al. *First Result on a New Measurement of ϵ'/ϵ in the Neutral-Kaon*. Phys. Rev. Lett., 60, 1988, 1695.
- [30] J. R. Patterson et al. *Determination of $Re(\epsilon'/\epsilon)$ by the Simultaneous Detection of the Four $K_{L,S} \rightarrow \pi\pi$ Decay Modes*. Phys. Rev. Lett., 64, 1990, 1491.
- [31] L. K. Gibbons et al. *Measurement of the CP-violation parameter $Re(\epsilon'/\epsilon)$* . Phys. Rev. Lett., 70, 1993, 1203.
- [32] H. Burkhardt et al. *First Evidence for Direct CP-violation*. Phys. Lett., B206, 1988, 169.
- [33] G. D. Barr et al. *A new measurement of direct CP-violation in the neutral kaon system*. Phys. Lett., B317, 1993, 233.
- [34] Peter S. Shawhan. *Observation of direct CP violation in $K_{S,L} \rightarrow \pi\pi$ decays*. Thèse de doctorat, University of Chicago, december 1999.
- [35] A. Alavi-Harati et al. *Observation of direct CP violation on $K_{S,L} \rightarrow \pi\pi$ decays*. Phys. Rev. Lett., 83, 1999, 22-27.
- [36] Jim Graham. *A New Measurement of ϵ'/ϵ from $KTeV$* . Seminar at Fermilab, June 08, 2001.
- [37] Sabine Crépe. *Mesure du temps des désintégrations $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ et étiquetage des K_L et des K_S dans l'expérience NA48 au CERN*. Thèse de doctorat, Université Joseph Fourier de Grenoble, mai 1998.
- [38] 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*. Thèse de doctorat, université Paris VII Denis Diderot, octobre 1997.
- [39] I. Augustin et al. *Readout of Wire Chambers in NA48*. Note NA48, 94-33.
- [40] Luciano Musa. *Un sistema di acquisizione privo di tempo morto per l'esperimento NA48 sulla violazione di CP*. Thèse de doctorat, Università di Cagliari, 1995.
- [41] G. D. Barr et al. *Performance of an electromagnetic liquid krypton calorimeter based on a ribbon electrode tower structure*. Nucl. Instr. Meth., A 370, 1996, 413-424.
- [42] F. Bal et al. *The Calorimeter Pipelined Digitizer CPD F690C*. Note NA48, 95-23.
- [43] A. Formica. *Tuning of LKr read-out Electronics for the 1997 Run*. Note NA48, 98-15.
- [44] R. Fantechi. *Signal transmission and calibration System*. Note NA48, Nov 1997.
- [45] Julien Cogan. *Etude des désintégrations $K_{L,S} \rightarrow \pi^+\pi^-e^+e^-$ dans l'expérience NA48 du Cern*. Thèse de doctorat, Université de Strasbourg, 14 décembre 2001.
- [46] R. Arcidiacono et al. *The trigger supervisor of the NA48 experiment at CERN SPS*. Nucl. Instr. Meth., A, 1999.
- [47] G. D. Barr et al. *A new measurement of direct CP violation in two pion decays of the neutral kaon*. Phys. Lett., B465, 1999, 335-348.
- [48] Guillaume Unal. *Summary of neutral corrections for 99 data*. Note NA48, 2000-20.
- [49] Guillaume Unal. *Summary of Neutral Reconstruction Uncertainties on R for 1998-1999 Data*. Note NA48, 2001-07.
- [50] Raphael Granier de Cassagnac. *Mesure de la violation directe de CP auprès de l'expérience NA48 du CERN*. Thèse de doctorat, Université de Paris VI, Mai 2000.

- [51] Massimo Lenti. *Charged event time reconstruction inefficiency in 98 data*. Note NA48, 99-26.
- [52] M.deBeer A. Formica, B. Vallage. présentation en réunion NA48, Juillet 1998.
- [53] GianMaria Collazuol. *Rate Effects in the Measurement of the Direct CP violation with the NA48 experiment at CERN*. Thèse de doctorat, Università degli studi di Firenze, Dicembre 2000.
- [54] A. Lai et al. *A precise measurement of the direct CP violation parameter $Re(\varepsilon'/\varepsilon/\varepsilon)$* . 2001.
- [55] Guillaume Unal. Communication privée.
- [56] Guillaume Unal. présentation en réunion NA48, Mai 2000.
- [57] Frédéric Derue. présentation en réunion NA48, Janvier 2001.
- [58] I. Wingerter. *Charged Background studies 1998 and 1999 ε'/ε analysis*. Note NA48, 01-13.
- [59] Jean-Charles Chollet. *Events Scattered in the K_L collimators: High P_{tprime} Events (HPT)*. Note NA48, 01-12.
- [60] Giacomo Graziani. *Measurement of direct CP violation with the NA48 experiment at CERN*. Thèse de doctorat, Università degli studi di Firenze, Dicembre 1999.
- [61] I.Mannelli. *Considerations on Neutral Background Subtraction for $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$ and in view of measuring accurately the K_S lifetime*. Note NA48, 00-22.
- [62] Guillaume Unal. présentation en réunion NA48, Novembre 2000.
- [63] F.Derue. *Acceptance correction for 1998 and 1999 data with NMC and correlated NASIM events*. Note NA48, 01-08.
- [64] M.Sozzi. présentation en réunion NA48, Décembre 2000.
- [65] F.Derue. *Influence of drift chambers inefficiencies on the double ratio for 98 and 99 data based on NASIM030*. Note NA48, 01-11.
- [66] Stefano Bertolini. *Theory of epsilon'/epsilon*. 2000.
- [67] Andrzej J. Buras and Jean-Marc Gérard. Phys. Lett., B192, 1987, 156.
- [68] Andrzej J. Buras and Jean-Marc Gerard. *What is the $(\varepsilon'/\varepsilon)_{exp}$ telling us?* 2001.
- [69] B. Aubert et al. *Observation of CP violation in the B_0 meson system*. Phys. Rev. Lett., 87, 2001, 091801.
- [70] K. Abe et al. *Observation of large CP violation in the neutral B meson system*. Phys. Rev. Lett., 87, 2001, 091802.
- [71] M. Ciuchini et al. *2000 CKM-Triangle Analysis*. 2000.

Remerciements

Je suis arrivé au SPP en 1998, pour un stage après ma maîtrise en Italie, à l'Université de Ferrara, qui a souvent collaboré avec le laboratoire de Saclay. Je remercie donc Michel Spiro, chef du *Service de Physique des Particules*, et Joël Feltesse, directeur du *DAPNIA*, de m'avoir accueilli dans leur laboratoire. En particulier je voudrais remercier Pascal Debu, qui était le chef de groupe NA48 au moment de mon arrivée au SPP, et qui m'a beaucoup soutenu pour me donner la possibilité, après mon stage, de continuer mon travail de recherche avec une thèse de doctorat.

Je voudrais remercier tous les membres du groupe NA48 de Saclay, Jean Baptiste Chèze, Michel Debeer, Gérard Marel, Bernard Peyaud, Edoardo Mazzucato, et notamment René Turloy qui a souvent partagé avec nous ses souvenirs passionnants sur l'histoire de la physique des particules. Ils ont été toujours très disponibles, et j'ai beaucoup appris par leur expertise et leur façon de travailler.

Merci en particulier à Bertrand Vallage, qui a été un excellent directeur de thèse et compagnon de travail, et à toute l'équipe *MassBox*, avec laquelle j'ai partagé les responsabilités du déclencheur pendant les périodes de prise de données : le stress du démarrage a toujours été dilué dans une agréable atmosphère d'amitié.

Mon séjour en France a été riche en relations humaines, grâce à l'amitié accordée par mes collègues Nathalie Besson, Frédéric Derue, Raphaël Granier de Cassagnac, et Julien Cogan, qui ont malheureusement échoué dans leur but de me faire apprendre un français très correct !

Je tiens ici à remercier aussi toute la collaboration NA48, qui a été évidemment indispensable pour ce travail, et spécifiquement le groupe d'Orsay, avec lequel nous avons toujours travaillé en étroite collaboration. Il faut préciser que les années passées au sein de l'expérience NA48 m'ont permis d'approfondir certaines relations au delà du travail, et je salue donc tous ceux avec qui j'ai partagé non seulement des shifts, mais aussi une bière, des riches discussions, des chants et des activités sportives, comme Roberta Arcidiacono, Nicoló Cartiglia, GianMaria Collazuol, Sergio Giudici, Benedetto Gorini, Giacomo Govi, Giacomo Graziani, Massimo Lenti, Ivan Mikulec et Roberto Sacco.