



HAL
open science

Mesure de la violation directe de CP auprès de l'expérience NA48 du CERN

Raphael Granier de Cassagnac

► **To cite this version:**

Raphael Granier de Cassagnac. Mesure de la violation directe de CP auprès de l'expérience NA48 du CERN. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2005. Français. NNT: . tel-00010288

HAL Id: tel-00010288

<https://theses.hal.science/tel-00010288>

Submitted on 26 Sep 2005

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

THÈSE de DOCTORAT de l'UNIVERSITÉ PARIS VI
PIERRE ET MARIE CURIE

Spécialité :
SCIENCES PHYSIQUES
CHAMPS, PARTICULES, MATIÈRES

présentée
par Raphaël Granier de Cassagnac

pour obtenir le grade de docteur de l'université Paris VI

MESURE DE LA VIOLATION DIRECTE DE CP
AUPRÈS DE L'EXPÉRIENCE NA48 DU CERN

soutenue le 11 mai 2000

devant le jury composé de messieurs

Michel Baubillier
Jacques Bouchez (rapporteur)
PierLuigi Campana
Pascal Debu (directeur)
Guido Martinelli
Aniello Nappi (rapporteur)

La science consiste à oublier ce qu'on croit savoir,
et la sagesse à ne pas s'en soucier.

Charles Nodier (1780, 1844) Léviathan le Long.

Table des matières

Table des matières	1
Préambule	5
1 La violation de \mathcal{CP}	7
Introduction : de l'importance des symétries	7
1.1 Les symétries discrètes	10
1.1.1 Définition de \mathcal{P} , \mathcal{C} et \mathcal{T}	10
1.1.2 Violation de \mathcal{C} et \mathcal{P}	11
1.1.3 Violation de \mathcal{CP}	13
1.1.4 Parenthèse cosmologique	15
1.1.5 Théorème \mathcal{CPT}	16
1.1.6 Violation de \mathcal{T}	16
1.2 Le système des kaons neutres	17
1.2.1 Des kaons dans tous leurs états	17
1.2.2 Théorie de l'évolution	18
1.2.3 Faisceaux de $K^0-\overline{K}^0$	20
1.2.4 Violation par mélange ou directe?	22
1.3 Des modèles pour la violation de \mathcal{CP}	24
1.3.1 La théorie super-faible	24
1.3.2 Le modèle standard	25
1.3.3 Supersymétrie	30
1.4 Estimations théoriques de $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$	32
1.4.1 Factorisation des échelles	32
1.4.2 Différentes approches hadroniques	34
1.5 Des expériences pour la mesure de $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$	36
1.5.1 NA31 et E731	36
1.5.2 KTeV, NA48 et KLOE	38
Conclusion	41
2 L'expérience NA48	43
2.1 Introduction : pour mesurer $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$	43
2.1.1 Besoin statistique	44
2.1.2 Détection des modes $\pi^+\pi^-$ et $\pi^0\pi^0$	44
2.1.3 Incertitudes systématiques	46
2.1.4 Distinction des K_S et des K_L	47
2.2 Les faisceaux	48
2.2.1 Les protons	48
2.2.2 Le faisceau de K_L	50
2.2.3 Le faisceau de K_S	51

2.2.4	La zone fiducielle	51
2.3	Détection des désintégrations en $\pi^+\pi^-$	53
2.3.1	Le spectromètre	53
2.3.2	Les plans de scintillateurs	57
2.3.3	Le calorimètre hadronique	58
2.3.4	Les compteurs de muons	59
2.4	Détection des désintégrations en $\pi^0\pi^0$	60
2.4.1	Le calorimètre à krypton liquide	60
2.4.2	Les fibres scintillantes	66
2.5	L'étiquetage des KS	66
2.6	Le déclenchement et l'acquisition	69
2.6.1	Horloge et mémoire	69
2.6.2	Déclenchement sur les désintégrations en $\pi^0\pi^0$	69
2.6.3	Déclenchement sur les désintégrations en $\pi^+\pi^-$	71
2.6.4	L'acquisition	74
2.7	Conclusion : autres mesures	74
3	Sélection des événements	77
3.1	Événements $\pi^+\pi^-$	77
3.1.1	Traces et vertex	77
3.1.2	Réduction des bruits de fonds	78
3.1.3	Minimisation des biais	85
3.1.4	Résumé des critères	87
3.2	Événements $\pi^0\pi^0$	88
3.2.1	Gerbes électromagnétiques	88
3.2.2	Extraction du signal $\pi^0\pi^0$	89
3.2.3	Résumé des critères	92
3.3	Étiquetage	93
3.4	Zone fiducielle	95
3.4.1	Pondération	95
3.4.2	Définition de l'origine	98
3.5	Simultanéité	100
3.5.1	Temps mort du déclenchement chargé	100
3.5.2	Dépassement de capacité du système de lecture des chambres	100
3.5.3	Contrôle de qualité	101
3.6	Conclusion	101
4	Des efficacités de déclenchement	103
4.1	Principe de mesure des efficacités	103
4.2	Déclenchement $\pi^+\pi^-$ de niveau 2	105
4.2.1	Chaîne de déclenchement pour $\pi^+\pi^-$	105
4.2.2	Mesure de l'efficacité	107
4.2.3	Motivation des critères de sélection	107
4.2.4	Sources d'inefficacités	112
4.2.5	Améliorations pour les données ultérieures	116
4.2.6	Correction sur $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$	117
4.3	Déclenchement $\pi^+\pi^-$ de niveau 1	117
4.3.1	Efficacité du signal Q_X	118
4.3.2	Efficacité du signal E_{tot}	119
4.3.3	Efficacité de la coïncidence $\frac{Q_X}{2} \times E_{tot}$	120

4.4	Efficacité du déclenchement pour $\pi^0\pi^0$	121
4.5	Un modèle pour les petites inefficacités	122
4.5.1	Principe	122
4.5.2	Différences temporelles	123
4.5.3	Différences spatiales	127
4.5.4	Limite sur le biais	128
4.6	Conclusion : effets systématiques	130
5	Corrections et effets systématiques	131
5.1	Étiquetage	131
5.1.1	Sensibilité du double rapport	133
5.1.2	Différence d'inefficacités	136
5.1.3	Différence d'étiquetage accidentel	138
5.2	Soustraction des bruits de fond	141
5.2.1	Bruits de fond au mode $\pi^+\pi^-$	141
5.2.2	Diffusion du faisceau K_L	145
5.2.3	Bruits de fond au mode $\pi^0\pi^0$	147
5.3	Inefficacités des déclenchements	149
5.4	Étude des acceptances	149
5.4.1	Correction par simulation	150
5.4.2	Inefficacité de l'AKS	155
5.4.3	Différence des origines	155
5.4.4	Interférence dans le faisceau K_L	158
5.5	Mesures de distance et d'énergie	159
5.5.1	Échelle d'énergie des $\pi^0\pi^0$	159
5.5.2	Non-linéarité du calorimètre	160
5.5.3	Bilan des effets sur $\pi^0\pi^0$	161
5.5.4	Reconstruction $\pi^+\pi^-$	162
5.6	Effet de l'activité accidentelle	163
5.7	Conclusion : incertitude systématique	165
6	Résultat et discussions	167
6.1	Résultat	167
6.2	Stabilité du résultat	169
6.2.1	Apparente variation avec l'énergie	169
6.2.2	Variation de la zone fiducielle	171
6.2.3	Critères de sélection $\pi^+\pi^-$	172
6.2.4	Critères de sélection $\pi^0\pi^0$	174
6.2.5	Différence d'acceptance	175
6.3	Stabilité en fonction de l'intensité	176
6.3.1	Variations temporelles	176
6.3.2	Méthode de pondération des événements K_S	178
6.4	Comparaisons expérimentales	184
6.4.1	Le résultat publié par NA48	184
6.4.2	Premier résultat de l'expérience KTeV	184
6.4.3	Moyenne mondiale	184
6.5	Nouveaux résultats théoriques	185
6.6	Conclusion et perspectives	187
	Annexes	189

A	Base de qualité de données	191
A.1	À l'échelle du <i>run</i>	192
A.1.1	Liste des variables	192
A.1.2	Études et corrections	194
A.2	À l'échelle du déversement	196
A.2.1	Liste des variables	196
A.2.2	Études et critères de sélection	197
B	Estimateur non-biaisé	201
	Bibliographie	203
	Remerciements	207

Préambule

L'étude des symétries discrètes est un aspect fondamental de la physique des particules et de la cosmologie. La découverte en 1957 de la violation maximale de la parité \mathcal{P} (ou image dans un miroir) par l'interaction faible compte parmi les plus grandes avancées de la physique expérimentale. Très vite, elle s'est accompagnée d'une violation similaire de la conjugaison de charge \mathcal{C} (ou échange des particules et des anti-particules).

En 1964, quatre physiciens observent la violation légère du produit de ces deux opérations \mathcal{CP} . L'enjeu de cette découverte est considérable à bien des égards. En cosmologie d'une part, Sakharov remarque en 1967 que son existence est indispensable pour expliquer l'asymétrie matière-antimatière que l'on observe dans l'univers. En physique des particules d'autre part, Kobayashi et Maskawa proposent, dans le cadre du modèle standard alors balbutiant, une explication *naturelle* de la violation de \mathcal{CP} , valable dès l'instant que la nature dispose d'au moins trois familles de particules. Depuis 1977, nous savons qu'il en est ainsi.

Le modèle standard des particules et de leurs interactions est fermement établi depuis 1973 et n'a encore jamais été mis en défaut. De nombreuses expériences sont menées aujourd'hui pour vérifier la cohérence de l'image qu'il donne de la violation de \mathcal{CP} et du mélange des quarks. La violation de \mathcal{CP} n'a jusqu'à maintenant été observée que dans le système des kaons neutres, et la mesure de son amplitude dans le système des mésons beaux est un des résultats expérimentaux les plus attendus de ces prochaines années.

Le système des kaons neutres conserve un intérêt expérimental certain, dans la mesure où le modèle standard y prédit une violation de \mathcal{CP} dite *directe*, différente de celle observée à ce jour. L'observation de l'existence de ce phénomène est en soi importante, puisque le modèle *super-faible* prédit qu'il n'existe pas. La mesure de son ampleur est également importante, puisqu'un écart sensible par rapport aux valeurs prédites par le modèle standard pourrait signaler l'existence d'une nouvelle physique, aperçue par la fenêtre ouverte sur les processus virtuels qui autorisent la violation de \mathcal{CP} .

La recherche de la violation directe de \mathcal{CP} est un travail qui a débuté il y a près de trente ans. Des résultats précis ont été publiés en 1993 par les expériences E731 à Fermilab et NA31 au CERN. Leur accord marginal et surtout le fait qu'un des résultats est compatible avec l'absence de violation directe ont poussé la communauté scientifique à bâtir de nouvelles expériences pour atteindre un niveau de précision accru : KLOE à Frascati, KTeV à Fermilab et NA48 au CERN.

Cette thèse porte sur la première mesure qu'a effectuée l'expérience NA48 avec le lot de données acquis en 1997. Cet échantillon représente environ 10 % du lot final attendu et permet d'atteindre une précision proche de celles des expériences précédentes.

Lorsque je suis arrivé dans l'expérience NA48, Pascal, mon directeur de thèse m'a immédiatement prévenu : « tu commences une thèse difficile ». Je crois comprendre aujourd'hui ce qu'il entendait par-là.

L'expérience NA48 est principalement consacrée à la mesure du paramètre de violation directe de \mathcal{CP} : $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$. Cette mesure délicate requiert de nombreuses études visant à s'assurer que tous les effets systématiques sont maîtrisés et qu'on leur associe des incertitudes réalistes. Ce travail de titan représente l'effort constant de nombreux physiciens. Le résultat qui est présenté dans cette thèse est donc avant tout le fruit d'une collaboration. Avec le recul que j'ai aujourd'hui, il me semble que la « difficulté » toute relative de cette thèse est d'avoir compris le travail des autres et d'avoir su contribuer de manière significative à notre résultat.

Par souci de rigueur, je pose dans ce document toutes les briques qui me paraissent soutenir le résultat que j'obtiens en étudiant le lot de données acquis en 1997. Par souci d'honnêteté, je me dois ici de préciser quelle fut réellement ma contribution à ce travail, pendant ces presque trois années passées au sein de la collaboration NA48.

Par un heureux hasard, je suis arrivé le 4 septembre 1997, jour durant lequel nous avons acquis les premières données utilisées pour la mesure du paramètre $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$ présentée dans cette thèse. Tout de suite, j'ai été chargé d'estimer l'efficacité du système de déclenchement de niveau 2 pour la sélection des événements $\pi^+\pi^-$. Cette tâche m'a tenu en haleine pendant les six semaines de la prise de données, et bien plus tard encore et elle a conduit à des améliorations substantielles pour les prises de données ultérieures. Un résumé de ce travail est présenté au chapitre 4. Toutes les composantes des systèmes de déclenchement y sont traitées et seuls les résultats concernant le signal Q_X et le déclenchement pour $\pi^0\pi^0$ ne proviennent pas d'études personnelles.

La sélection des événements est bien sûr un point crucial de l'analyse, que je présente de manière complète au chapitre 3. Mon rôle dans cette procédure a été double. Dans la lignée de mon étude sur le déclenchement chargé, j'ai repris la responsabilité du programme officiel de sélection pour le mode $\pi^+\pi^-$. Mais j'ai surtout été chargé de l'élaboration, de la production et de l'étude d'une base de données pour évaluer la qualité des échantillons. Cette partie relativement technique de mon travail de thèse est présentée dans l'annexe A. Elle a mis en lumière des imperfections dans la reconstruction du mode $\pi^+\pi^-$ et j'ai été chargé des procédures de correction. Pour ce qui est des autres aspects de la sélection des événements, j'ai reproduit au chapitre 3 et dans un programme d'analyse utilisé par mon groupe, ce que d'autres membres de la collaboration avaient fait.

Ces tâches m'ont longtemps tenu éloigné de l'extraction finale du paramètre $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$. Le chapitre 5 expose l'ensemble des corrections qui doivent être appliquées pour obtenir le résultat. À l'exception de la correction due à la diffusion du faisceau K_L et de la question de l'échelle d'énergie neutre, je me suis attaché à obtenir moi-même tous les nombres indispensables à l'extraction du résultat.

Le résultat présenté au début du chapitre 6 est finalement en grande partie personnel. Les vérifications qui sont ensuite proposées le sont également, en particulier celles obtenues grâce à la méthode de pondération des événements K_S que j'ai personnellement élaborée. Ce chapitre s'achève sur une présentation des situations expérimentale et théorique actuelles quant à la violation directe de \mathcal{CP} , suivie d'une conclusion sur les perspectives de mesures futures.

Mais avant de plonger dans cette analyse complexe et tentaculaire, le chapitre 1 propose une introduction didactique au problème des symétries discrètes et en particulier de la violation directe de \mathcal{CP} dans le système des kaons neutres. Le chapitre 2 présente quant à lui la méthode qu'a choisie d'utiliser la collaboration NA48 pour mesurer $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$, et l'appareillage dont elle s'est dotée.

Chapitre 1

La violation de CP

Introduction : de l'importance des symétries

La notion de symétrie joue un rôle crucial dans la physique des particules moderne. Il est en effet possible d'adopter un point de vue dans lequel les fondements mêmes de la théorie résident dans les symétries qu'elle respecte. La nature des particules et de leurs interactions découlent alors des symétries considérées. Cette introduction a pour but d'illustrer ce point de vue.

Définition d'une particule élémentaire

Notre intuition pourrait nous faire croire qu'une particule est un objet ponctuel et sans structure. Or, la théorie quantique des champs nous enseigne que toute particule s'entoure d'un nuage de particules *virtuelles*, c'est-à-dire de particules éphémères dont la norme de la quadri-impulsion diffère de la masse de la particule *réelle*. Lors d'une interaction avec une autre particule, un des constituants du nuage peut se « réaliser » et participer à l'interaction. Ainsi, un électron est en fait constitué d'une composante électronique, mais également de photons, de paires électron-positron ou même quark-antiquark, etc. L'électron est un électron « en moyenne » mais des fluctuations quantiques peuvent révéler d'autres particules.

Selon l'énergie impliquée dans un processus élémentaire, il est possible de distinguer les composantes virtuelles d'une particule. Ceci confère à une particule dite élémentaire une certaine structure, dépendant de l'énergie, donc de la longueur d'onde, des processus d'interaction mis en jeu. Il faut alors rester prudent dans la définition d'une particule élémentaire. Elle ne semble pas dénuée de constituants puisqu'elle se compose de nombreuses autres particules, virtuelles certes, mais néanmoins accessibles. Puisque sa structure dépend de l'énergie — et donc de la longueur d'onde — avec laquelle on la sonde, elle semble posséder une certaine extension spatiale.

Qu'est-ce alors qu'une particule ?

Il est possible de se tourner vers une définition purement formelle : une particule est un objet apparaissant dans les équations rendant compte des processus élémentaires. Cette définition peu satisfaisante en cache une autre, beaucoup plus séduisante.

À notre échelle, la nature possède certaines symétries et il est attrayant d'essayer de conserver ces symétries au niveau de l'infiniment petit¹. Les processus élémentaires devront respecter ces symétries dans leurs équations et les particules fondamentales sont donc des objets possédant ces symétries, **des représentations d'un groupe de symétries**. La question devient alors : quelles sont les symétries fondamentales de notre univers ?

¹Même si, au fond, il n'y a aucune raison fondamentale pour laquelle notre intuition humaine serait valable à d'autres échelles, comme nous l'ont enseigné la sphéricité de la terre, la physique quantique ou les relativités restreinte et générale.

Le groupe de Poincaré

Une première tentative d'exprimer les symétries essentielles réside dans le groupe de Poincaré. Ce groupe est constitué des opérations suivantes :

- La translation spatiale : une expérience physique doit donner le même résultat selon qu'elle est effectuée ici ou là.
- La translation temporelle : le résultat ne dépend pas de l'heure à laquelle une expérience est réalisée.
- La rotation dans l'espace : peu importe l'orientation du repère dans lequel est réalisée une expérience.
- La transformation de Lorentz : la relativité restreinte nous enseigne que les lois de la physique (en particulier la constance de la vitesse de la lumière) sont les mêmes dans des référentiels en translation uniforme les uns par rapports aux autres.

D'après le théorème d'Emmy Noether, des lois de conservation découlent directement des symétries continues considérées. L'impulsion, l'énergie et le moment angulaire se conservent respectivement du fait de l'invariance par translation spatiale, translation temporelle et rotation.

Le formalisme de la théorie des groupes permet de calculer quelles sont les quantités qui caractérisent un objet respectant les symétries d'un groupe, un objet invariant sous ses transformations. C'est ce que l'on appelle les « casimirs » du groupe. Dans le cas du groupe de Poincaré, ils sont au nombre de deux [1] :

- Un nombre pouvant prendre n'importe quelle valeur réelle positive que l'on identifie à la **masse** de la particule : m .
- Un nombre entier ou demi-entier positif que l'on identifie au **spin** s de la particule, sa projection pouvant prendre toutes valeurs entre $-s$ et $+s$ par saut d'une unité, aux restrictions suivantes près :
 - si la masse est nulle, le nombre s ne peut prendre que les valeurs $-s$ et $+s$ et il s'agit alors de l'hélicité.
 - si de plus, la transformation de parité (renversement des coordonnées spatiales, voir paragraphe 1.1.1) n'est pas considérée dans le groupe, l'hélicité ne prend qu'une seule des valeurs : $-s$ ou $+s$, ce qui correspond au cas du neutrino dans le modèle standard.

Ces caractéristiques bien connues des particules élémentaires semblent ainsi découler des symétries fondamentales de l'univers. On lit parfois que les particules sont des **représentations irréductibles du groupe de Poincaré**². Est-ce suffisant ? L'expérience nous répond que non, une particule étant par exemple également caractérisée par sa charge électrique. Quelles sont alors les autres symétries universelles ? Répondre à cette question est un des buts ultimes de la physique des particules.

La charge électrique

De même que la masse et le spin sont les caractéristiques fondamentales d'une particule respectant les symétries du groupe de Poincaré, la **charge électrique** correspond à un groupe de symétrie. En 1927, Dirac écrivit l'équation du mouvement d'un électron libre, quantique et relativiste, dont le lagrangien est :

$$\mathcal{L} = \bar{\psi}(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)\psi \quad (1.1)$$

²Il est à noter que le groupe de Poincaré possède d'autres représentations irréductibles qui n'ont pas trouvé de représentant dans le spectre des particules observées : des particules de « masse » nulle et de « spin » continu, ainsi que des particules de « masse » négative, appelées tachyons.

L'existence de solutions inattendues à cette équation a permis à Dirac de postuler l'**existence d'antiparticules** dont la première, le positron, a été découverte dès 1932 dans les rayons cosmiques. Particules et antiparticules ont même masse et même spin, mais tous les autres nombres qui les caractérisent, telle que la charge électrique, sont de signes opposés.

Outre la prédiction des antiparticules, l'équation de Dirac possède une autre vertu : elle est invariante par transformation globale de phase ($\psi \rightarrow \psi \cdot e^{i\alpha}$). Or, le principe de localité, qui interdit que deux points distants soient instantanément corrélés, suggère que cette invariance soit locale ($\psi \rightarrow \psi \cdot e^{i\alpha(\vec{x})}$). Essayer d'imposer cette symétrie à l'équation de Dirac amène un nouveau champ, une nouvelle particule, de spin 1 et de masse nulle, à laquelle se couple l'électron, proportionnellement à un nouveau nombre le caractérisant : la charge électrique.

La nouvelle particule apparue dans l'équation agit comme un **médiateur** de l'interaction électromagnétique (d'autant plus forte que la charge est élevée). Il s'agit du photon et la théorie quantique des champs issue de cette phénoménologie est l'électrodynamique quantique (QED). Le groupe de symétrie correspondant à une invariance de phase est le groupe unitaire à une dimension noté U(1).

Ce type de théorie, dit *de jauge* permet donc, à partir du lagrangien de la particule libre et d'une symétrie, d'obtenir une description d'une interaction transmise par de nouvelles particules. Les notions de symétrie fondamentale, de nombre caractéristique et d'interaction (transmise par de nouvelles particules) entrent dans le cadre commun de ces théories.

L'électrodynamique quantique est une théorie dont les succès sont incontestables. Elle prédit par exemple le moment magnétique de l'électron avec grande précision et l'accord entre l'expérience et la théorie porte sur la dixième décimale.

Le modèle standard : SU(3)xSU(2)xU(1)

Devant les succès de l'électrodynamique quantique, de nombreux groupes de symétrie ont été évoqués dans les années cinquante et soixante pour engendrer les autres interactions. Depuis 1973³ un même modèle parvient à prédire ou expliquer tous les phénomènes les plus élémentaires observés. Ce **modèle standard** est une théorie de jauge bâtie sur les symétries suivantes :

- SU(2) x U(1) qui représente les interactions électromagnétiques et faible. Il contient le groupe U(1) électromagnétique que je viens d'évoquer. En plus du photon, trois bosons médiateurs sont nécessaires : les W^+ , W^- et Z^0 qui transmettent l'interaction faible, responsable entre autre de la radioactivité β . Le nombre quantique associé au groupe SU(2) se nomme l'isospin faible, et se comporte comme un spin.
- SU(3) qui caractérise l'interaction forte responsable de la cohésion des quarks au sein d'un hadron et de celle des nucléons au sein du noyau atomique. Les bosons médiateurs sont au nombre de huit et sont appelés gluons. Le nombre quantique associée est la couleur. La théorie du groupe SU(3) de couleur s'appelle la chromodynamique quantique (QCD).

Le modèle standard rend ainsi compte de trois des quatre interactions fondamentales.

Une particule se caractérise ainsi par cinq nombres : la masse, le spin, la charge, l'isospin et la couleur. Le tableau 1.1 résume les symétries, les interactions et leurs médiateurs, ainsi que les propriétés qui constituent notre compréhension actuelle de la notion de particule.

Les symétries jouent donc un rôle fondamental dans la théorie, puisqu'il est possible d'exprimer toutes ses briques fondamentales en terme de symétries. Interactions et caractéristiques des particules reposent sur la notion de symétrie.

³Année durant laquelle l'expérience Gargamelle découvrit les courants neutres et où Murray Gell-Mann évoqua la symétrie SU(3) de couleurs.

Symétrie	Interaction	Médiateur	Propriété
Poincaré	-	-	masse et spin
U(1)	électro-	photon	charge électrique
x SU(2)	faible	W^+ , W^- et Z^0	isospin
SU(3)	forte	8 gluons	couleur

TAB. 1.1 – Symétries fondamentales.

1.1 Les symétries discrètes

Dans l'introduction de ce chapitre, j'ai délibérément laissé de côté une classe de symétries particulières : les symétries discrètes. En plus des symétries pour lesquelles la transformation se définit par rapport à des paramètres variant continûment, il existe des symétries dont les transformations sont discontinues. Trois de ces transformations jouent un rôle particulier en théorie quantique des champs : les symétries \mathcal{P} , \mathcal{C} et \mathcal{T} .

1.1.1 Définition de \mathcal{P} , \mathcal{C} et \mathcal{T}

Pour définir ces trois opérateurs, considérons la fonction d'onde d'une particule d'impulsion et de spin définis : $\psi(\vec{p}, \vec{s})$.

L'inversion de parité : \mathcal{P}

Cet opérateur renverse les coordonnées spatiales. À une rotation près, cette transformation consiste à regarder un processus dans un miroir. Les vecteurs de positionnement spatial \vec{r} sont ainsi inversés. L'impulsion ($\vec{p} = m.d\vec{r}/dt$) change de signe, mais les moments angulaires ($\vec{r} \wedge \vec{p}$) sont inchangés. Ainsi :

$$\mathcal{P} \psi(\vec{p}, \vec{s}) = \phi_P \psi(-\vec{p}, \vec{s}). \quad (1.2)$$

où ϕ_P est une phase *a priori* arbitraire. En fait, ϕ_P n'est arbitraire que pour des particules libres. Dans une théorie d'interaction les phases des particules peuvent être fixées les unes par rapport aux autres.

Il est alors possible d'associer à certaines particules une *parité intrinsèque*. On peut montrer que les parités d'un fermion et d'un anti-fermion sont opposées alors que celles d'un boson et d'un anti-boson sont égales. La parité intrinsèque des pions a été mesurée et vaut : -1 . Pour les pions chargés, on l'obtient en observant l'absorption des π^- par du deutérium : $\pi^- + d \rightarrow n + n$. La parité du π^0 est mesurée par l'étude de polarisation des photons émis lors de sa désintégration $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$. Par convention, la parité des nucléons est fixée à $+1$ et on peut en déduire la parité intrinsèque des kaons : -1 .

La conjugaison de charge : \mathcal{C}

L'action de cet opérateur renverse le signe de toutes les charges d'une particule. On entend par *charges* tous les nombres qui caractérisent une particule, sauf sa masse et son spin : sa charge électrique, son isospin, sa couleur, son étrangeté, etc. \mathcal{C} semble alors échanger particules et antiparticules⁴. Par conjugaison de charge, l'impulsion et le moment cinétique sont inchangés. La transformation peut s'écrire :

$$\mathcal{C} \psi(\vec{p}, \vec{s}) = \phi_C \bar{\psi}(\vec{p}, \vec{s}). \quad (1.3)$$

⁴Dans la mesure où \mathcal{C} n'est pas une bonne symétrie de la nature, comme nous le verrons au paragraphe suivant, c'est plutôt le produit \mathcal{CPT} qui échange particules et antiparticules

où ϕ_C est une phase arbitraire (aux restrictions évoquées pour ϕ_P près), et $\bar{\psi}$ la fonction d'onde de l'*antiparticule*.

Le renversement du temps : \mathcal{T}

Le troisième opérateur renverse la coordonnée temporelle ($t \rightarrow -t$). L'impulsion est ainsi inversée, de même que les moments cinétiques. La fonction d'onde est remplacée par son complexe conjugué pour satisfaire à l'équation de Schrödinger : $\mathcal{H}|\psi\rangle = -i\hbar\partial_t|\psi\rangle$. L'opérateur \mathcal{T} est ainsi anti-unitaire :

$$\mathcal{T} \psi(\vec{p}, \vec{s}) = \phi_T \psi^*(-\vec{p}, -\vec{s}). \quad (1.4)$$

Ces trois symétries furent d'abord considérées comme des symétries fondamentales des théories. Il paraît en effet intuitif de penser que si une expérience existe, ses trois transformées par les opérateurs \mathcal{P} , \mathcal{C} et \mathcal{T} existent également. Ainsi, pour un processus *existant*, on obtiendrait un autre processus *possible* en faisant une des opérations suivantes :

- En regardant l'expérience dans un miroir.
- En changeant toutes les particules en leurs antiparticules.
- En considérant le processus inverse dans le temps. On peut par exemple tester la conservation de \mathcal{T} dans les interactions fortes en comparant les réactions nucléaires réciproques : $p + \text{Al}^{27} \leftrightarrow \text{Mg}^{24} + \alpha$.

De plus, de nombreuses lois physiques respectent ces symétries, telles que les lois de Newton ou les équations de Maxwell. Aussi, la découverte de la violation de ces symétries par l'interaction faible a été un bouleversement dans la conception de la physique des particules.

1.1.2 Violation de \mathcal{C} et \mathcal{P}

Le puzzle $\theta\tau$

Au milieu des années cinquante, deux particules « étranges » intriguaient particulièrement les physiciens. Le θ^+ et le τ^+ possédaient les mêmes masses et les mêmes temps de vie, mais étaient de parités intrinsèques opposées. Le θ^+ se désintégrait en $\pi^+ \pi^0$, dont la parité est $+1$, alors que le τ^+ se désintégrait en $\pi^+ \pi^- \pi^+$, de parité -1 .

En 1956, T.D.Lee et C.N.Yang suggèrent [2] que la parité n'est pas strictement conservée et que θ^+ et τ^+ sont en fait deux modes de désintégration d'une même particule, justifiant ainsi qu'elles aient même masse et même temps de vie. Ils font remarquer qu'il n'existe aucune preuve expérimentale de la conservation de la parité dans les interactions faibles, alors qu'elle a été vérifiée dans les interactions forte et électromagnétique.

Première observation de la violation de \mathcal{P}

En 1957, la preuve expérimentale de l'audacieuse hypothèse de Lee et Yang est apportée par l'expérience de madame C.S.Wu et al [3].

Le principe de cette expérience, suggéré dans l'article de Lee et Yang, est d'observer la distribution angulaire d'électrons de désintégration β émis par un noyau orienté en spin. L'observable de cette expérience est $\vec{p}_e \cdot \vec{s}_n$, où \vec{p}_e est l'impulsion de l'électron et \vec{s}_n le spin moyen des noyaux. Elle se transforme en son opposée sous l'inversion de parité et permet donc de tester si l'interaction faible, qui est responsable de la désintégration β , conserve la parité.

Dans l'expérience de madame Wu les noyaux utilisés sont du Cobalt 60 et leur spin est orienté dans un champ magnétique. Une asymétrie proportionnelle à la polarisation des noyaux

est observée : l'électron est émis préférentiellement dans la direction opposée à celle du spin du noyau. La conservation de la parité est donc violée.

De la nature profonde des leptons

Après cette découverte fondamentale, de nombreuses autres expériences ont confirmé et affiné ce résultat, comme la mesure de l'hélicité du neutrino, exclusivement gauche, par M.Goldhaber, L.Grodzins et A.W.Sunyar [4], cette même année 1957.

Pour illustrer la compréhension moderne du phénomène, observons la désintégration du pion chargé en muon et en neutrino. Cette désintégration ne peut avoir lieu que par interaction faible, puisqu'on y produit un neutrino. Le pion chargé est une particule de spin 0, dont les produits de désintégrations sont deux particules de spin $\frac{1}{2}$. Il existe donc deux configurations de spin pour la désintégration du π^+ qui sont les images l'une de l'autre par \mathcal{P} . On obtient les deux configurations de la désintégration du π^- en appliquant l'opérateur \mathcal{C} sur celles du π^+ .

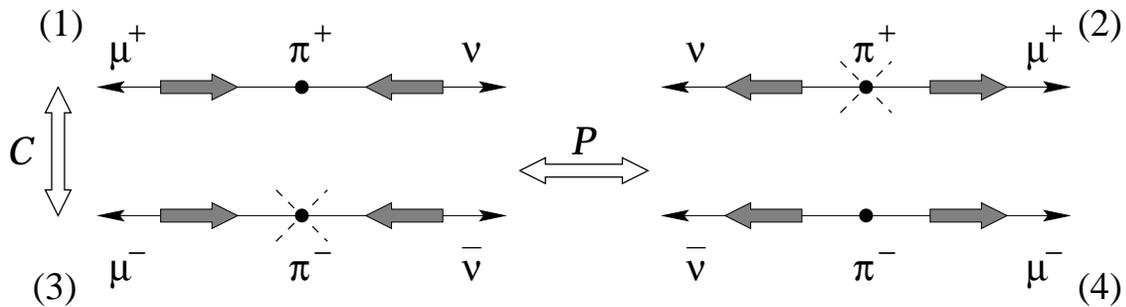


FIG. 1.1 – Les quatre configurations de spin des désintégrations de pion chargé en muon-neutrino.

La figure 1.1 illustre ces quatre configurations. Les figures (1) et (2) correspondent aux deux possibilités pour la désintégration du π^+ . Elles sont l'image l'une de l'autre par l'opérateur \mathcal{P} . Les schémas (3) et (4) sont les images de (1) et (2) par l'opérateur \mathcal{C} et correspondent à la désintégration du π^- .

L'expérience montre que seules les désintégrations (1) et (4) ont effectivement lieu, ce qui signifie que \mathcal{P} est maximalelement violée. La symétrie \mathcal{C} doit l'être également, sans quoi le fait d'observer la configuration (1) entraînerait la possibilité d'observer (3).

En terme de particules, la conclusion de cette observation est que l'interaction faible n'agit que sur les leptons gauches et sur les antileptons droits. On entend ici par *gauche* et *droit* les états de **chiralité**, qui se confondent avec les états d'hélicité — l'hélicité d'une particule est la projection de son spin sur son axe de propagation — dans la limite de masse nulle. Cette propriété, vérifiée pour les neutrinos, explique pourquoi seules les configurations dans lesquelles les neutrinos sont gauches (1) ou les antineutrinos droits (4) sont observées.

Le modèle standard s'accommode parfaitement de ces propriétés. Son secteur électrofaible a d'ailleurs été élaboré après la découverte de la violation maximale de \mathcal{C} et \mathcal{P} . Pour passer d'une particule à une antiparticule dans un processus faible, c'est l'opérateur \mathcal{CP} plutôt que \mathcal{P} qu'il faut appliquer, dans la mesure où sa symétrie semble respectée.

Le puzzle $\theta\tau$ trouve ainsi sa solution. Le θ^+ et le τ^+ sont bien une seule et même particule : le méson étrange chargé K^+ . Sa parité intrinsèque est -1 . Par interaction faible, il peut se désintégrer sans conserver nécessairement la parité, par exemple en $\pi^0 \pi^+$ dont la parité est $+1$.

1.1.3 Violation de \mathcal{CP}

En 1964, une nouvelle observation révolutionne la compréhension des symétries discrètes. Elle se situe encore dans le secteur des particules étranges, mais cette fois dans le système des kaons neutres. Le formalisme de ce système sera détaillé dans le paragraphe 1.2, mais considérons cette découverte d'un point de vue historique.

Les kaons neutres

Au début des années 60, le système des kaons neutres est décrit par ses états propres de \mathcal{CP} . Il existe deux particules physiques — on entend par là qu'elles se propagent et se désintègrent, ont une masse et un temps de vie — nommées K_1^0 et K_2^0 et qui sont identifiées aux états propres de \mathcal{CP} de valeur propre respective $+1$ et -1 . Leur masse semble alors égale et vaut environ $500 \text{ MeV}/c^2$.

Si la symétrie \mathcal{CP} est conservée, les kaons neutres doivent se désintégrer dans des modes dont la valeur propre de \mathcal{CP} est celle de la particule mère. Le tableau 1.2 illustre quels états finals neutres peuvent être composés à partir de deux ou trois pions et quelles sont leur valeur propre de \mathcal{CP} .

Dans les colonnes deux et trois sont reportées les actions successives de \mathcal{C} et \mathcal{P} sur un système de deux ou trois pions de charge totale nulle. Les π^0 étant leur propre antiparticule, \mathcal{C} n'agit pas sur eux, alors qu'il échange π^+ et π^- . L'opérateur \mathcal{P} exhibe les parités intrinsèques des pions (-1), ainsi que les moments angulaires du système. Le moment l est celui d'une paire de particules, et L celui de la particule restante par rapport à cette paire, dans le cas à trois corps. La quatrième colonne exprime la contrainte sur les moments angulaires dans le cas où le spin total est nul. Comme ce doit être le cas pour des particules issues de la désintégration d'un kaon neutre, on obtient ainsi la valeur propre de \mathcal{CP} de ces systèmes, ce qui permet de conclure s'ils sont accessibles aux K_1^0 ou aux K_2^0 .

État $ A\rangle$	$\mathcal{C} A\rangle$	$\mathcal{PC} A\rangle$	Spin = 0	\mathcal{CP}	Accessible à
$ \pi^0\pi^0\rangle$	$ \pi^0\pi^0\rangle$	$(-1)^2 (-1)^l \pi^0\pi^0\rangle$	$l = 0$	$+$	K_1^0
$ \pi^+\pi^-\rangle$	$(-1)^l \pi^-\pi^+\rangle$	$(-1)^2 (-1)^{2l} \pi^+\pi^-\rangle$	$l = 0$	$+$	K_1^0
$ \pi^0\pi^0\pi^0\rangle$	$ \pi^0\pi^0\pi^0\rangle$	$(-1)^3 (-1)^{L+l} \pi^0\pi^0\pi^0\rangle$	$L = l$	$-$	K_2^0
$ \pi^+\pi^-\pi^0\rangle$	$(-1)^l \pi^-\pi^+\pi^0\rangle$	$(-1)^3 (-1)^{L+2l} \pi^+\pi^-\pi^0\rangle$	$L = l$	$(-1)^{l+1}$	K_1^0 / K_2^0

TAB. 1.2 – Valeurs propres de \mathcal{CP} des systèmes à deux ou trois pions pour la désintégration des kaons neutres.

On constate qu'il est absolument impossible à un K_2^0 de se désintégrer en deux pions, et à un K_1^0 de se désintégrer en trois pions neutres. Étant donné les espaces des phases très différents offerts à leurs désintégrations⁵ les durées de vie du K_1^0 (τ_1) et du K_2^0 (τ_2) sont très distinctes. Le rapport τ_2/τ_1 est de l'ordre de 600.

Les états propres de propagation se confondent ainsi avec les états propres de \mathcal{CP} puisque les temps de vie sont directement reliés aux valeurs propres de \mathcal{CP} . La symétrie \mathcal{CP} semble donc respectée par le système des kaons neutres, du moins au premier ordre.

⁵La masse du kaon neutre est de $497,7 \text{ MeV}/c^2$ et celles des pions neutres et chargés sont de $135,0$ et $139,6 \text{ MeV}/c^2$. Le passage de deux à trois pions change grandement l'énergie disponible pour la cinématique de la désintégration. Pour cette raison, la désintégration permise du K_1^0 en $\pi^+\pi^-\pi^0$ est fortement défavorisée par rapport aux désintégrations en deux pions.

Première observation de la violation de \mathcal{CP}

En 1964, Christenson, Cronin, Fitch et Turlay réalisent une expérience susceptible d'observer l'éventuelle désintégration interdite par \mathcal{CP} de K_2^0 en deux pions [5]. Deux spectromètres composés de chambres à étincelle et d'un aimant observent les produits de désintégrations d'un faisceau de K_2^0 , comme le montre la figure 1.2. Quand deux particules sont observées en coïncidence, leurs impulsions sont reconstruites et sommées. Si ces deux produits proviennent d'une désintégration du K_2^0 en trois corps, l'impulsion résultante ne s'aligne pas avec la direction du faisceau, puisqu'il manque l'impulsion de la troisième particule. En revanche, si le K_2^0 se désintègre en deux particules, la somme de leur impulsion s'aligne évidemment avec l'axe du faisceau.

Christenson et al. observent précisément un excès de tels événements, comme le montrent les graphiques 1.2 tirés de leur article. De plus, la masse invariante reconstruite dans l'hypothèse où les deux particules sont des pions coïncide avec la masse du kaon neutre. La conclusion de l'expérience est simple : le K_2^0 peut se désintégrer en $\pi^+ \pi^-$, ce que l'on croyait interdit par la symétrie \mathcal{CP} .

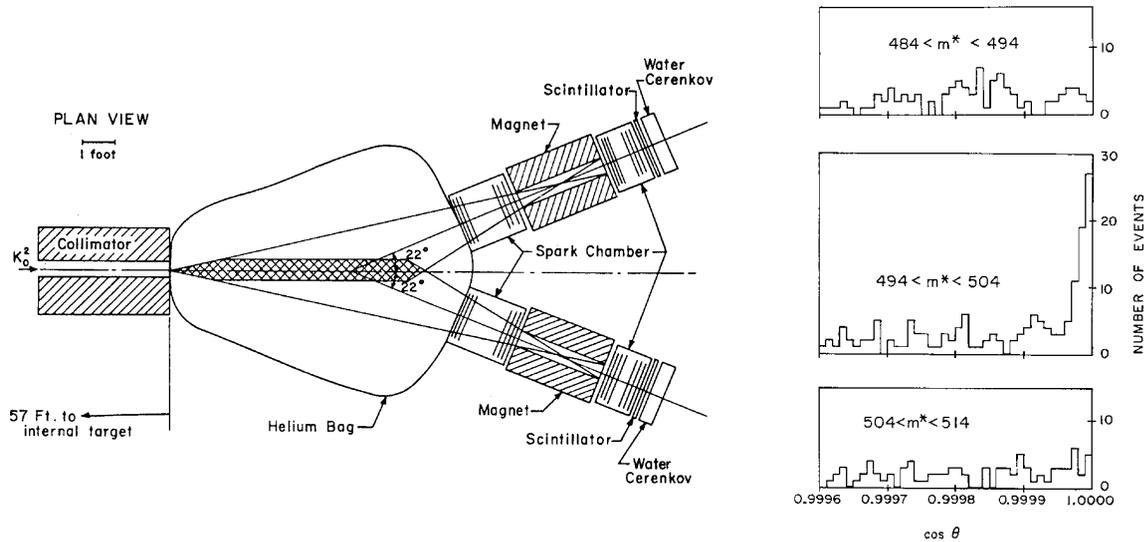


FIG. 1.2 – Première observation de la violation de \mathcal{CP} [5]. Gauche : dispositif expérimental. Droite : distributions de $\cos \theta$, angle entre le faisceau de K_2^0 et la somme des impulsions de deux produits de désintégrations. Trois régions de masse invariante $\pi^+ \pi^-$ sont présentées. Un excès d'événements est visible à la masse du kaon neutre.

La symétrie \mathcal{CP} ne semble alors plus respectée par la nature. Mais contrairement aux violations maximales de \mathcal{P} et de \mathcal{C} , celle-ci est légère et ne concerne qu'une fraction des désintégrations des deux kaons neutres. Elle est caractérisée par la quantité ε , dont la valeur est estimée dans cette première observation de la violation de \mathcal{CP} à :

$$|\varepsilon| \simeq 2,3 \cdot 10^{-3}. \quad (1.5)$$

Les états propres de \mathcal{CP} ne coïncident avec les états propres de propagation. On appelle ces derniers K_S (pour *short*) et K_L (pour *long*), en raison de leur durée de vie, et pour les distinguer de K_1^0 et K_2^0 .

Autres observations

Jusqu'à aujourd'hui — soit 35 ans après sa découverte — la violation de \mathcal{CP} n'a été observée que sur le seul système des kaons neutres, mais par plusieurs observables [6] :

- La désintégration de K_L dans des modes pairs sous \mathcal{CP} . Trois modes ont été ainsi observés : $\pi^+ \pi^-$, $\pi^0 \pi^0$ et $\pi^+ \pi^- \gamma$.
- La différence des rapports de branchement des désintégrations semi-leptoniques du K_L : $K_L \rightarrow \pi^+ l^- \bar{\nu}_l$ et $K_L \rightarrow \pi^- l^+ \nu_l$.
- Récemment, les expériences KTeV [7] et NA48 [8] ont observé la désintégration du K_L en $\pi^+ \pi^- e^+ e^-$. La violation de \mathcal{CP} y est observée par une asymétrie de l'angle que forment les plans $(\pi^+ \pi^-)$ et $(e^+ e^-)$.

Les désintégrations du K_S violant \mathcal{CP} n'ont pas encore été observées. La violation de \mathcal{CP} est également prédite dans d'autres systèmes, comme celui des $B_0 \bar{B}_0$ et plusieurs expériences devraient l'observer prochainement. Une première mesure a été publiée par l'expérience CDF [9], mais les erreurs sont encore grandes pour démontrer fermement la violation de \mathcal{CP} dans cet autre système.

1.1.4 Parenthèse cosmologique

La violation des symétries discrètes joue un rôle crucial en cosmologie. Trois ans après sa découverte, Sakharov a en effet constaté qu'elle était une condition nécessaire au fait que l'univers n'est pas composé de matière et d'antimatière en proportions égales.

L'asymétrie baryonique

Il est facile de constater que notre environnement est essentiellement composé de matière. Partout où les hommes ou leurs sondes spatiales se sont rendus, ils n'ont trouvé que matière. À plus grande échelle, les rayons solaires cosmiques nous montrent que notre étoile est essentiellement composée de matière. Dans la galaxie, les rayons cosmiques montrent encore que la matière prédomine. Dans les galaxies proches, l'absence de rayonnement γ provenant d'annihilations nucléon-antinucleon semble confirmer l'hypothèse que l'univers est fait de matière.

À partir des modèles de nucléosynthèse primordiale et des mesures de l'abondance des noyaux légers dans l'univers on peut prédire que l'asymétrie baryonique que l'on observe aujourd'hui correspond à une très légère asymétrie quark/antiquark dans l'univers primordial [10] :

$$\frac{n_q - n_{\bar{q}}}{n_q} \simeq 3 \times 10^{-8}. \quad (1.6)$$

Les conditions de Sakharov

En 1967, Sakharov [11] remarque qu'il est possible de créer cette légère asymétrie à partir d'un univers symétrique en matière/antimatière si les trois conditions suivantes sont réunies :

- Violation explicite du nombre baryonique : si toutes les interactions conservaient le nombre baryonique, une asymétrie ne pourrait provenir que des conditions initiales.
- Violation de \mathcal{C} et de \mathcal{CP} : même si le nombre baryonique n'est pas conservé, des interactions respectant \mathcal{C} ou \mathcal{CP} produiront matière et antimatière en quantités égales puisque le nombre baryonique est impair sous ces deux transformations.
- Non-équilibre thermique : à l'équilibre thermique, les densités de fermions et d'anti-fermions restent égales en moyenne⁶ et il faut s'éloigner de cet équilibre pour créer une différence dans les densités de quarks et d'anti-quarks.

⁶Ceci n'est vrai que si les masses des fermions et des anti-fermions sont égales, ce que nous assure le théorème \mathcal{CPT} du paragraphe 1.1.5.

Baryogénèse dans les modèles standards

Nous avons vu dans les paragraphes précédents que la deuxième condition de Sakharov était réalisée par l'interaction faible dans le modèle standard de la physique des particules.

Dans le modèle standard cosmologique, le non-équilibre thermique peut être obtenu lors de l'expansion de l'univers, si elle est plus rapide que les réactions physiques mises en jeu.

La non-conservation du nombre baryonique n'a jamais été mise en évidence expérimentalement. Dans les modèles de grande unification, le nombre baryonique n'est généralement pas conservé car l'unification des interactions forte et électrofaible engendre de nouveaux bosons couplant directement les quarks aux leptons.

De tels bosons n'existent pas dans le modèle standard, mais la violation du nombre baryonique y est quand même possible. Elle s'effectue dans le secteur électrofaible grâce à un mécanisme complexe dont on pourra trouver une explication détaillée dans la revue de Cohen, Kaplan et Nelson [12]. Cette violation est fortement supprimée à notre échelle d'énergie mais a pu être importante lors du big-bang, offrant ainsi une explication éventuelle de l'asymétrie baryonique dans le cadre des modèles standards.

Néanmoins, l'amplitude de la violation de \mathcal{CP} dans l'interaction électrofaible n'est pas suffisante pour justifier l'asymétrie matière/antimatière observée aujourd'hui. Dans la référence [13], la violation de \mathcal{CP} du modèle standard échoue par 17 ordres de grandeur à expliquer l'asymétrie baryonique.

L'asymétrie baryonique est donc un indice qu'il pourrait exister une source de violation de \mathcal{CP} au delà du modèle standard.

1.1.5 Théorème \mathcal{CPT}

Nous avons vu que \mathcal{C} et \mathcal{P} étaient maximalement violées par l'interaction faible, et que leur produit \mathcal{CP} présentait une légère violation dans les désintégrations des kaons neutres. Un important théorème de théorie quantique des champs affirme cependant que le produit \mathcal{CPT} doit être conservé [14]. Ce théorème très général concerne toute théorie quantique des champs qui possède les caractéristiques suivantes :

- La théorie de champs doit être locale, posséder un lagrangien hermitien et être invariante sous les transformations de Lorentz.
- Sa quantification doit respecter la connexion spin-statistique (les champs de bosons utilisent des commutateurs et les champs de fermions des anticommutateurs).

Si cette symétrie venait à être brisée, ce sont les fondements de toute la théorie quantique des champs qui seraient remis en cause.

Une conséquence de ce théorème est que la masse et le temps de vie d'une particule sont rigoureusement égaux à ceux de son antiparticule. Cette propriété permet de tester expérimentalement l'invariance \mathcal{CPT} et aucune différence n'a jamais été constatée [6].

1.1.6 Violation de \mathcal{T}

Le théorème \mathcal{CPT} et la violation expérimentale de \mathcal{CP} impliquent que la symétrie \mathcal{T} n'est pas exactement conservée, et que l'amplitude de la violation doit être égale à celle de la violation de \mathcal{CP} .

Cette violation prédite de \mathcal{T} a été observée par l'expérience CPLEAR [15] en 1998. Une fois encore, cette observation a lieu dans le système des kaons neutres. CPLEAR a observé une différence des probabilités d'oscillation du K^0 en \overline{K}^0 , et du \overline{K}^0 en K^0 . Ces deux processus étant image l'un de l'autre par renversement du temps, cette observation démontre la violation de \mathcal{T} .

Pour effectuer cette comparaison, l'expérience doit être capable de différencier les K^0 et les \overline{K}^0 à deux instants différents. K^0 et \overline{K}^0 sont identifiés une première fois lors de leur production par la réaction $p\bar{p} \rightarrow K^+ \pi^- \overline{K}^0$ ou $K^- \pi^+ K^0$. La charge du kaon chargé permet d'identifier la nature du kaon neutre. K^0 et \overline{K}^0 sont différenciés une seconde fois par leur désintégration semi-leptonique : $K^0 \rightarrow \pi^- e^+ \nu$ et $\overline{K}^0 \rightarrow \pi^+ e^- \bar{\nu}$. Ainsi, CPLEAR a observé l'asymétrie suivante des taux R de désintégrations à un temps τ des kaons produits à un temps 0 :

$$\frac{R(\overline{K}^0_{t=0} \rightarrow \pi^- e^+ \nu_{t=\tau}) - R(K^0_{t=0} \rightarrow \pi^+ e^- \bar{\nu}_{t=\tau})}{R(\overline{K}^0_{t=0} \rightarrow \pi^- e^+ \nu_{t=\tau}) + R(K^0_{t=0} \rightarrow \pi^+ e^- \bar{\nu}_{t=\tau})} = (6,6 \pm 1, 3_{stat} \pm 1, 0_{syst}) \times 10^{-3}. \quad (1.7)$$

Cette mesure constitue la **première observation directe de la violation de \mathcal{T}** .

1.2 Le système des kaons neutres

Nous avons vu que la symétrie \mathcal{CP} n'était pas respectée dans les désintégrations des kaons neutres. Dans cette partie, j'exposerai le formalisme qui peut rendre compte de cette violation. Je l'exprimerai dans le système des kaons neutres K^0/\overline{K}^0 composés des quarks d et s , mais il peut être transposé dans le système des B^0/\overline{B}^0 (composés des quarks d et b), ou des D^0/\overline{D}^0 (composés des quarks c et u). Ce formalisme ne fait aucune hypothèse sur le modèle responsable de la violation, ce point étant abordé dans la partie suivante.

1.2.1 Des kaons dans tous leurs états

Les kaons neutres appartiennent aux particules *étranges* qui furent découvertes dans les années cinquante. Par rapport aux particules du spectre alors connu, elles possédaient des temps de vie particulièrement longs et étaient produites par paire, par exemple $\Lambda^0 - K^0$. Pour expliquer ces phénomènes, Gell-mann introduisit un nouveau nombre quantique : l'étrangeté. Ce nombre étant conservé par les interactions forte et électromagnétique, celles-ci ne peuvent produire que des paires de particules d'étrangeté opposée. Par contre, l'interaction faible ne conserve pas l'étrangeté et permet donc la désintégration de ces particules en particules plus légères d'étrangeté nulle, avec des temps de vie longs, caractéristique des processus faibles.

On sait aujourd'hui que l'étrangeté est due à la présence d'un nouveau quark, dont la saveur ne peut disparaître que par interaction faible.

Les états propres de quarks

Les kaons neutres K^0 et \overline{K}^0 appartiennent à l'ocuplet des mésons pseudo-scalaires ($J^P = 0^-$) composés de deux quarks parmi les saveurs *up*, *down* et *strange*. Le K^0 est un état lié de quarks $d\bar{s}$, et le \overline{K}^0 , son antiparticule au sens de \mathcal{C} , est composé des quarks $s\bar{d}$. Ce sont des états propres de l'interaction forte composés, de quarks bien définis.

L'action de \mathcal{P} sur un kaon (ou un anti-kaon) le laisse inchangé et renverse le signe de sa fonction d'onde puisqu'il s'agit d'une particule pseudo-scalaire. L'action de l'opérateur \mathcal{C} change les quarks en leurs antiquarks et vice-versa. Il transforme donc un $K^0(d\bar{s})$ en $\overline{K}^0(s\bar{d})$, à une phase près, que l'on peut choisir égale à π de telle sorte que :

$$\mathcal{CP} |K^0\rangle = |\overline{K}^0\rangle \quad \mathcal{CP} |\overline{K}^0\rangle = |K^0\rangle, \quad (1.8)$$

Il est ainsi évident que ces deux particules ne sont pas états propres de \mathcal{CP} .

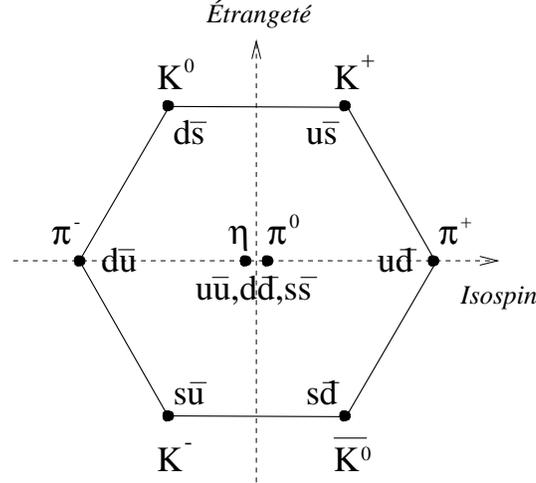


FIG. 1.3 – L'octuplet de mésons pseudo-scalaires dans le plan isospin-étrangeté. La composition en quarks du π^0 est $(u\bar{u} - d\bar{d})/\sqrt{2}$, celle du η est $(u\bar{u} + d\bar{d} - s\bar{s})/\sqrt{3}$.

Les états propres de \mathcal{CP}

Considérons les deux états combinaisons linéaires des états précédents :

$$|K_1^0\rangle = \frac{|K^0\rangle + |\bar{K}^0\rangle}{\sqrt{2}} \quad |K_2^0\rangle = \frac{|K^0\rangle - |\bar{K}^0\rangle}{\sqrt{2}}. \quad (1.9)$$

D'après les équations 1.8, il est facile de vérifier que K_1^0 et K_2^0 sont des états propres de \mathcal{CP} , de valeurs propres +1 et -1.

Comme nous l'avons vu au paragraphe 1.1.3, ces états ont été considérés jusqu'en 1964 comme les états physiques, c'est-à-dire les états propres de propagation.

Les états propres de propagation

Les états propres physiques se distinguent des états propres de \mathcal{CP} par un léger mélange de ceux-ci, paramétré par la quantité ε_K , telle que :

$$|K_S\rangle = \frac{|K_1\rangle + \varepsilon_K |K_2\rangle}{\sqrt{1 + |\varepsilon_K|^2}} \quad \text{et} \quad |K_L\rangle = \frac{|K_2\rangle + \varepsilon_K |K_1\rangle}{\sqrt{1 + |\varepsilon_K|^2}} \quad (1.10)$$

Ce sont les états propres de propagation, c'est-à-dire les états propres qui évoluent et se désintègrent, de masse et de durée de vie définis.

1.2.2 Théorie de l'évolution

Équation de Schrödinger

L'évolution temporelle du système des kaons est donnée par l'équation :

$$H|K\rangle = (M - i\Gamma/2)|K\rangle = i\partial_t|K\rangle, \quad (1.11)$$

où $|K\rangle$ représente le vecteur des kaons neutres à deux composantes (K^0, \bar{K}^0), et H une matrice 2×2 qui se compose de deux parties hermitiennes : la matrice de masse M et la matrice de désintégration Γ . En théorie des perturbations, il est possible de développer l'hamiltonien en puissances de l'interaction faible :

- on obtient pour la matrice de masse :

$$M_{ij} = m_K \delta_{ij} + \langle i | H(\Delta S = 2) | j \rangle - \frac{1}{2\pi} P \int \frac{dE}{E - m_K} \sum_k A_{ki}^*(E) \cdot A_{kj}(E) \quad (1.12)$$

où A_{ki} est l'amplitude de transition par l'interaction faible d'un état i (K^0 ou $\overline{K^0}$) vers un état final k d'énergie E . M_{ij} se compose ainsi de trois termes :

- Le premier est le terme de masse des états propres de l'interaction forte, donc des quarks constituants et de leur énergie de liaison.
 - Le deuxième rend compte d'un éventuel hamiltonien⁷ autorisant des transitions directes K^0 - $\overline{K^0}$, de variation d'étrangeté $|\Delta S| = 2$.
 - Le troisième rend compte des *faibles* transitions K^0 - $\overline{K^0}$ par l'intermédiaire d'un état **virtuel** k d'énergie E .
- De même, la matrice de désintégration s'écrit :

$$\Gamma_{ij} = \sum_f A_{fi}^* \cdot A_{fj} \quad (1.13)$$

où les états intermédiaires f qui interviennent sont **réels**.

Diagonalisation : les états physiques K_S et K_L sont les états qui diagonalisent l'hamiltonien et leur évolution est donc donnée par :

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

où m_S et m_L , en tant que valeurs propres de la matrice M sont les masses définies des particules K_S et K_L ; γ_S et γ_L sont leurs taux de désintégrations.

Violation de \mathcal{CP} :

Si le produit \mathcal{CPT} est conservé, les équations 1.12 et 1.13 donnent $M_{11} = M_{22}$ et $\Gamma_{11} = \Gamma_{22}$. Si le produit \mathcal{CP} est de plus conservé, on obtient $M_{12} = M_{21}$, donc réels puisque M est hermitienne, et $\Gamma_{12} = \Gamma_{21}$ également réels. La diagonalisation de l'hamiltonien, alors symétrique, exhibe bien les états K_1^0 et K_2^0 , états propres de \mathcal{CP} .

La violation de \mathcal{CP} requiert donc **un déphasage des termes anti-diagonaux**, c'est-à-dire un processus différenciant $\langle K^0 | H | \overline{K^0} \rangle$ et $\langle \overline{K^0} | H | K^0 \rangle$.

Masses

Il est à noter que d'après le théorème \mathcal{CPT} vu au paragraphe 1.1.5, les masses des particules et de leurs antiparticules doivent être égales, de même que leurs durées de vie. Transposés au système de $|K^0\rangle$ et $|\overline{K^0}\rangle$, ces *masses* sont les termes diagonaux de M exprimée dans la base $K^0/\overline{K^0}$. Les tests expérimentaux donnent une limite supérieure sur cette différence de masse [6] :

$$\frac{|m_{K^0} - m_{\overline{K^0}}|}{m_{moyen}} < 10^{-18}, \quad (1.15)$$

⁷Cette hypothèse, due à L. Wolfenstein et appelée interaction super-faible, sera discutée au paragraphe 1.3.1.

ce qui constitue un des tests les plus sévères du théorème \mathcal{CPT} .

Dans la diagonalisation de la matrice de masse, les états $|K_S\rangle$ et $|K_L\rangle$ acquièrent des masses distinctes. Expérimentalement, cette différence est de [6] :

$$\Delta_M = m_{K_L} - m_{K_S} = (3,489 \pm 0,009) \cdot 10^{-6} \text{ eV}/c^2 \quad (1.16)$$

Désintégrations

De même que leurs masses, les durées de vie des états K^0 et \overline{K}^0 sont identiques si la symétrie \mathcal{CPT} est respectée. Les termes diagonaux de la matrice Γ sont donc égaux dans la base K^0/\overline{K}^0 , alors que les valeurs propres γ_S et γ_L sont différentes. Les désintégrations du K_L sont fortement défavorisées, soit par l'espace des phases qui leur est offert pour les systèmes à trois particules, soit par la violation de \mathcal{CP} pour les désintégrations en deux pions. Ces effets se traduisent par un facteur 580 entre les deux durées de vie [6] :

$$\tau_S = (0,8934 \pm 0,0008) \cdot 10^{-10} \text{ s} \quad \text{et} \quad \tau_L = (517 \pm 4) \cdot 10^{-10} \text{ s} \quad (1.17)$$

Le tableau 1.3 donnent les valeurs de quelques rapports de branchements mesurés⁸ pour les K_L et les K_S [6].

État final	K_S	K_L
$\pi^+\pi^-$	$68,61 \pm 0,28 \%$	$(2,067 \pm 0,035) \cdot 10^{-3}$
$\pi^0\pi^0$	$31,39 \pm 0,28 \%$	$(0,936 \pm 0,020) \cdot 10^{-3}$
$\pi^+\pi^-\pi^0$	$(3,4_{-0,9}^{+1,1}) \cdot 10^{-7}$	$12,56 \pm 0,20 \%$
$\pi^0\pi^0\pi^0$	$< 3,7 \cdot 10^{-5}$	$21,12 \pm 0,27 \%$
$\pi e\nu$	$(6,70 \pm 0,07) \cdot 10^{-4}$	$27,17 \pm 0,25 \%$
$\pi \mu\nu$	$(4,69 \pm 0,06) \cdot 10^{-4}$	$38,78 \pm 0,27 \%$

TAB. 1.3 – Quelques rapports de branchement des K_S et des K_L .

1.2.3 Faisceaux de $K^0-\overline{K}^0$

Les faisceaux de kaons neutres sont généralement produits par collision de protons sur une cible nucléaire. La production a essentiellement lieu par interaction forte et ce sont donc des états K^0 et \overline{K}^0 qui sont créés.

Évolution et interférence

D'après les équations 1.9 et 1.10, les états propres de quarks K^0 et \overline{K}^0 s'expriment en fonction des états propres de propagation K_S et K_L :

$$|\overline{K}^0\rangle = \frac{\sqrt{1+|\varepsilon_K|^2}}{\sqrt{2}(1-\varepsilon_K)} (|K_S\rangle - |K_L\rangle) \quad \text{et} \quad |K^0\rangle = \frac{\sqrt{1+|\varepsilon_K|^2}}{\sqrt{2}(1+\varepsilon_K)} (|K_S\rangle + |K_L\rangle) \quad (1.18)$$

L'évolution d'un K^0 ou d'un \overline{K}^0 produit à l'instant $t = 0$ est donc donnée, **dans le référentiel propre du kaon**, par l'expression :

$$|K^0(\overline{K}^0)\rangle = \frac{\sqrt{1+|\varepsilon_K|^2}}{\sqrt{2}(1\pm\varepsilon_K)} (K_S \cdot e^{-(i.m_S+\gamma_S/2)t} \pm K_L \cdot e^{-(i.m_L+\gamma_L/2)t}). \quad (1.19)$$

⁸Les désintégrations semi-leptoniques des K_S sont en fait déduites de celles des K_L et de la durée de vie des K_S , en admettant la règle $\Delta S = \Delta Q$.

La probabilité qu'un tel état se désintègre dans l'état final f à l'instant t sera :

$$|\langle f|H|K^0(\overline{K}^0)\rangle_t|^2 = \frac{1 + |\varepsilon_K|^2}{2 \cdot |1 \pm \varepsilon_K|^2} \left[e^{-\gamma_S t} + |\eta_f|^2 e^{-\gamma_L t} \pm 2 \cdot |\eta_f| \cdot e^{-\frac{\gamma_S + \gamma_L}{2} t} \cdot \cos(\Delta m \cdot t - \phi_f) \right] |A_S^f|^2 \quad (1.20)$$

où Δm est la différence de masse entre le K_L et le K_S , A_S^f l'amplitude de désintégration du K_S dans l'état f , η_f le rapport d'amplitude $\frac{A_L^f}{A_S^f}$ et ϕ_f la phase de η_f .

Les deux premiers termes correspondent aux désintégrations directes des K_S et des K_L . Le troisième terme provient de l'**interférence des deux amplitudes**. Sa « durée de vie » est de $\frac{\gamma_S + \gamma_L}{2}$ et son « taux de désintégration » est de $|\eta_f| \times |A_S^f|^2$.

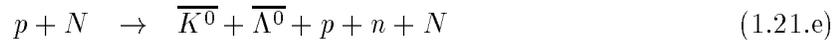
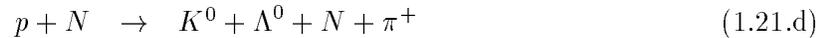
Proportion K^0/\overline{K}^0

En comparant les équations 1.20 pour K^0 et \overline{K}^0 , on constate que le terme d'interférence s'élimine (au premier ordre en ε_K) dans un faisceau composé de K^0 et \overline{K}^0 en proportions égales. La partie constructive de l'un correspond à la partie destructive de l'autre.

Généralement, les K^0 et \overline{K}^0 sont produits de manière asymétrique par interaction de protons sur une cible nucléaire. L'interaction forte est la principale à entrer en jeu et l'étrangeté et le nombre baryonique doivent donc être conservés. Voyons alors quelles réactions d'un proton p sur un nucléon N peuvent produire des kaons neutres.

Les $K^0(d\overline{s})$ et les $\overline{K}^0(s\overline{d})$ sont d'étrangeté opposée et peuvent donc être produits par paire dans des processus tels que 1.21.a. Pour ce premier processus, la production de K^0 et \overline{K}^0 est bien sûr symétrique. Ils peuvent également être accompagnés de kaons chargés, comme dans 1.21.b et 1.21.c. Du fait de la conservation de la charge électrique, on constate que 1.21.b est possible sur des protons ou des neutrons, alors que 1.21.c n'est possible qu'avec les neutrons. La production de \overline{K}^0 sur une cible nucléaire est alors favorisée.

Un autre exemple d'asymétrie est donnée par 1.21.d et 1.21.e dans lesquelles l'étrangeté du K^0 ou du \overline{K}^0 est compensée par celle de l'hypéron $\Lambda^0(uds)$ ou de l'anti-hypéron $\overline{\Lambda}^0$. Dans ce dernier cas, l'apparition d'un anti-baryon doit être compensée par celle d'un nouveau baryon. Le processus 1.21.e est ainsi cinématiquement moins accessible que 1.21.d.



En règle générale, les K^0 et \overline{K}^0 ne sont donc pas produits en quantités égales. Paramétrons cette différence par :

$$D = \frac{N_{K^0} - N_{\overline{K}^0}}{N_{K^0} + N_{\overline{K}^0}} \quad (1.22)$$

Le nombre d'événements dans l'état f provenant d'un faisceaux de K^0/\overline{K}^0 de paramètre D vaut alors :

$$\begin{aligned}
 N_f &= N_{K^0} \times |\langle f|H|K^0\rangle|^2 + N_{\overline{K^0}} \times |\langle f|H|\overline{K^0}\rangle|^2 \\
 &\propto \left[e^{-\gamma_S t} + |\eta_f|^2 e^{-\gamma_L t} + 2(D - 2.Re(\varepsilon_K)) \cdot |\eta_f| \cdot e^{-\frac{\gamma_S + \gamma_L}{2} t} \cdot \cos(\Delta m \cdot t - \phi_f) \right] \quad (1.23)
 \end{aligned}$$

au premier ordre en ε_K .

1.2.4 Violation par mélange ou directe ?

Les désintégrations du K_L en deux pions chargés ou neutres sont des preuves de la violation de \mathcal{CP} . On peut donc mesurer l'ampleur de cette violation par les rapports d'amplitude :

$$\eta_{+-} = \frac{A(K_L \rightarrow \pi^+ \pi^-)}{A(K_S \rightarrow \pi^+ \pi^-)} \quad \text{et} \quad \eta_{00} = \frac{A(K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0)}{A(K_S \rightarrow \pi^0 \pi^0)} \quad (1.24)$$

que l'on peut écrire également d'après l'équation 1.10, pour les pions neutres comme chargés :

$$\eta_{ij} = \frac{A(K_2^0 \rightarrow \pi^i \pi^j) + \varepsilon_K \cdot A(K_1^0 \rightarrow \pi^i \pi^j)}{A(K_1^0 \rightarrow \pi^i \pi^j) + \varepsilon_K \cdot A(K_2^0 \rightarrow \pi^i \pi^j)} \quad (1.25)$$

Le module de η peut être mesuré en comparant les taux de désintégration des K_L et des K_S . La phase peut être mesurée en ajustant le terme d'interférence de l'équation 1.23. Les estimations les plus récentes donnent [6] :

$$\begin{aligned}
 |\eta_{+-}| &= (2,285 \pm 0,019) \cdot 10^{-3} & \phi_{+-} &= 43,5^\circ \pm 0,6^\circ \\
 |\eta_{00}| &= (2,275 \pm 0,019) \cdot 10^{-3} & \phi_{00} &= 43,4^\circ \pm 1,0^\circ.
 \end{aligned} \quad (1.26)$$

Notons que les phases comme les modules de η_{+-} et de η_{00} sont compatibles.

À partir d'ici, je vais distinguer deux cas pour souligner deux types de violation de \mathcal{CP} .

Violation par mélange

Faisons l'hypothèse que la désintégration d'un K_2^0 , en tant qu'état propre impair de \mathcal{CP} est impossible vers un état final pair sous \mathcal{CP} . Puisqu'un système de deux pions est pair, $A(K_2^0 \rightarrow \pi\pi)$ est alors nulle et les équations 1.25 donnent $\eta_{+-} = \eta_{00} = \varepsilon_K$. L'ampleur de la violation de \mathcal{CP} ne dépend pas de la charge des pions et est entièrement caractérisée par le paramètre ε_K .

Comme nous l'a montré l'équation 1.10, ε_K représente le mélange de K_1^0 et K_2^0 qui forme les états physiques K_S et K_L . On parle alors de **violation par mélange** ou encore de violation **indirecte** de \mathcal{CP} , par opposition abusive à une autre manière d'engendrer la violation de \mathcal{CP} .

Violation directe

Si la nature fournit un processus capable d'enfreindre la symétrie \mathcal{CP} au niveau des oscillations de K_1^0 en K_2^0 , pourquoi ne permettrait-elle pas au K_2^0 de se désintégrer directement en deux pions ? C'est ce que l'on appelle la **violation directe** de \mathcal{CP} , directe dans le sens où elle intervient **dans le processus de désintégration du kaon**, et non dans l'évolution du système quantique $K^0 - \overline{K^0}$.

Pour que $A(K_2^0 \rightarrow \pi\pi)$ ne soit pas nul, il faut, d'après les équations 1.9, que $A(K^0 \rightarrow \pi\pi) \neq A(\overline{K}^0 \rightarrow \pi\pi)$. Comment se comparent ces amplitudes de désintégration par interaction faible ? D'après l'anti-unitarité de \mathcal{T} , donc de \mathcal{CPT} , on a :

$$\langle \pi\pi | H_w | K^0 \rangle = A \rightarrow \langle \mathcal{CPT} \pi\pi | \mathcal{CPT} H_w (\mathcal{CPT})^{-1} | \mathcal{CPT} K^0 \rangle = A^* \quad (1.27)$$

où on a introduit l'opérateur unité sous la forme $(\mathcal{CPT})^{-1}\mathcal{CPT}$. En prenant la convention de phase 1.8 et en remarquant que l'action de \mathcal{T} sur le kaon le laisse inchangé si on se place dans son référentiel propre (et parce que son spin est nul), on obtient $\mathcal{CPT} K^0 = \overline{K}^0$, à une phase supplémentaire près que l'on prendra nulle. Quant aux pions, ils ne sont pas affectés par \mathcal{C} et \mathcal{T} , si ce n'est que les deux opérateurs inversent leurs impulsions. Si de plus, on se place dans l'hypothèse de **conservation du produit \mathcal{CPT}** , l'hamiltonien faible est invariant ($\mathcal{CPT}H_w(\mathcal{CPT})^{-1} = H_w$) et on obtient :

$$\langle \pi\pi | H_w | K^0 \rangle = A \xrightarrow{\mathcal{CPT}} \langle \pi\pi | H_w | \overline{K}^0 \rangle = A^* \quad (1.28)$$

Si de plus, \mathcal{C} était conservé, on obtiendrait par le même type de raisonnement $\langle \pi\pi | H_w | \overline{K}^0 \rangle = A$, donc pas de désintégration du K_2^0 en deux pions.

Dans le raisonnement précédent, nous avons négligé les possibles interactions des deux pions dans l'état final. Cet effet dû à l'interaction forte conserve \mathcal{C} et \mathcal{T} , et on peut démontrer [16] que les amplitudes deviennent :

$$A(K^0 \rightarrow (\pi\pi)_I) = A_I e^{i\delta_I} \xrightarrow{\mathcal{CPT}} A(\overline{K}^0 \rightarrow (\pi\pi)_I) = A_I^* e^{i\delta_I} \quad (1.29)$$

où δ est une phase dite forte, décrivant la diffusion des deux pions dans l'état final. Cette phase est la même pour K^0 et \overline{K}^0 et elle n'est définie que pour des états finals propres de spin isotopique (ou isospin) I , puisque les interactions fortes le conservent.

Quels sont les états d'isospin accessibles à deux pions issus de la désintégration d'un kaon neutre ? Les pions sont des bosons d'isospin 1, dont les états π^+ , π^0 , π^- correspondent aux trois valeurs de projection d'isospin. Deux pions peuvent ainsi être dans des états d'isospin 0, 1 ou 2. La fonction d'onde totale des deux pions doit être symétrique dans leur échange puisqu'ils obéissent à la statistique de Bose. La partie spatiale de la fonction d'onde est symétrique puisque le spin du kaon initial est nul. La fonction d'isospin est donc symétrique et seuls les états $I=0$ et $I=2$ sont accessibles. La décomposition des états $\pi^+\pi^-$ et $\pi^0\pi^0$ sur les états d'isospin est donnée par la composition des moments cinétiques :

$$\begin{aligned} |\pi^+\pi^- \rangle &= \sqrt{\frac{2}{3}} |(\pi\pi)_{I=0}\rangle + \sqrt{\frac{1}{3}} |(\pi\pi)_{I=2}\rangle \\ |\pi^0\pi^0 \rangle &= \sqrt{\frac{1}{3}} |(\pi\pi)_{I=0}\rangle - \sqrt{\frac{2}{3}} |(\pi\pi)_{I=2}\rangle \end{aligned} \quad (1.30)$$

En développant les expressions de η_{+-} et η_{00} sur les bases des états initiaux K^0 et \overline{K}^0 et des états finals d'isospin défini, on obtient leurs expressions en fonction des amplitudes A_I et des phases δ_I :

$$\eta_{+-} = \varepsilon + \varepsilon' \frac{1}{1 + \frac{\omega}{\sqrt{2}} e^{i(\delta_2 - \delta_0 + \pi/2)}} \quad (1.31.a)$$

$$\eta_{00} = \varepsilon - 2\varepsilon' \frac{1}{1 - \omega\sqrt{2} e^{i(\delta_2 - \delta_0 + \pi/2)}} \quad (1.31.b)$$

où on a posé :

$$\varepsilon = \varepsilon_K + i \frac{ImA_0}{ImA_2}, \quad (1.31)$$

$$\varepsilon' = \frac{\omega}{\sqrt{2}} \left(\frac{ImA_2}{ReA_2} - \frac{ImA_0}{ReA_0} \right) e^{i(\delta_2 - \delta_0 + \pi/2)}, \quad (1.32)$$

$$\omega = \frac{ReA_2}{ReA_0}. \quad (1.33)$$

La valeur expérimentale de ω est petite, de l'ordre de $1/22, 2$. Ce résultat est connu sous le nom de « règle $\Delta I = 1/2$ » car il favorise la désintégration du kaon neutre d'isospin $1/2$ en état d'isospin 0 plutôt qu'en état d'isospin 2 . En négligeant les termes en ω dans 1.31, on obtient :

$$\eta_{+-} \simeq \varepsilon + \varepsilon' \quad \text{et} \quad \eta_{00} \simeq \varepsilon - 2\varepsilon' \quad (1.34)$$

Contrairement au cas sans violation directe, les valeurs de η_{+-} et de η_{00} ne sont plus égales. Leur différence est contenue dans le paramètre ε' dont l'expression 1.32 montre bien qu'elle provient de la violation directe de \mathcal{CP} . Nous avons vu dans les égalités 1.26, que les valeurs mesurées de η_{+-} et de η_{00} étaient compatibles, si bien que la violation directe de \mathcal{CP} semble plus faible que la violation dans le mélange, et donc encore plus difficile à observer.

Il est toutefois possible de mesurer la violation directe de \mathcal{CP} (ε') en comparant la violation de \mathcal{CP} dans les modes de désintégration en deux pions chargés ou neutres :

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

L'objet de cette thèse est de mesurer le paramètre $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$ par cette méthode dite du double rapport, afin de conclure sur l'existence de la violation directe de \mathcal{CP} .

1.3 Des modèles pour la violation de \mathcal{CP}

Après la découverte expérimentale de la violation de \mathcal{CP} en 1964 plusieurs modèles théoriques ont été proposés pour tenter d'expliquer le phénomène.

1.3.1 La théorie super-faible

Dés 1964, L. Wolfenstein [17] propose une nouvelle interaction « super faible ». Elle possède un nouveau courant changeant l'étrangeté selon la règle $\Delta S = -\Delta Q$, où ΔQ et ΔS représentent les variations de charge électrique et d'étrangeté. Couplée aux courants faibles, cette nouvelle interaction fournit en particulier un hamiltonien permettant des transitions d'étrangeté de deux unités $\Delta S = 2$.

Ce courant permet ainsi des transitions entre K^0 ($S=-1$) et \overline{K}^0 ($S=+1$) et peut expliquer la violation dans le mélange des états propres. Pour rendre compte de l'amplitude mesurée de la violation de \mathcal{CP} ($\varepsilon \simeq 2, 3 \cdot 10^{-3}$), le nouveau courant est atténué par rapport aux courants faibles par un facteur 10^{-7} à 10^{-8} . Il s'agit donc bien d'une nouvelle interaction, avec une constante de couplage *très faible*.

En revanche, il ne produit par contre pas de processus différenciant $K^0 \rightarrow \pi\pi$ et $\overline{K}^0 \rightarrow \pi\pi$ et n'autorise donc pas la violation directe de \mathcal{CP} .

1.3.2 Le modèle standard

Comme nous l'avons vu dans l'introduction de ce chapitre, le modèle standard repose sur trois symétries : $SU(3)$ de couleur qui représente les interactions fortes, $SU(2)$ et $U(1)$ qui combinent les interactions électromagnétique et faible. Les bases de ce modèle $SU(2) \times U(1)$ électrofaible ont été posées en 1967 par Weinberg et Salam.

Un des points clés du modèle est qu'il apparie chaque quark de charge $+\frac{2}{3}$ à un quark de charge $-\frac{1}{3}$. Ces paires constituent des doublets d'isospin faible, de sorte qu'un quark peut se transformer en son partenaire d'isospin, en émettant un boson de jauge faible (W), comme l'illustre le deuxième diagramme de la figure 1.4.

Leptons et neutrinos se regroupent également par paire, obéissant aux mêmes lois que les doublets de quarks. Notons que la violation maximale de \mathcal{P} se traduit ici par le fait que le couplage des doublets de quarks et de leptons aux bosons faibles ne concernent que leur composante d'hélicité gauche.

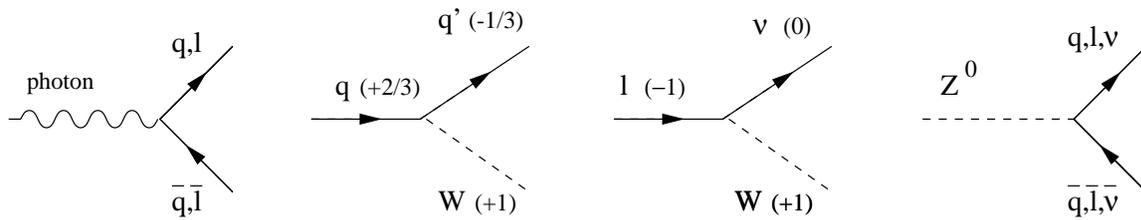


FIG. 1.4 – Vertex élémentaires électrofaibles. Couplage des quarks q , des leptons l et des neutrinos ν aux bosons de jauge W^\pm , Z^0 et au photon.

Recensement

Expérimentalement, six *saveurs* de quarks ont été observées, trois de charge $+\frac{2}{3}$ et trois de charge $-\frac{1}{3}$. Le spectre des leptons se compose également de trois paires de particules⁹, si bien qu'il peut paraître naturel de ranger ces douze particules de matière selon le tableau 1.4.

Type	q	Famille 1	m (MeV)	Famille 2	m (MeV)	Famille 3	m (MeV)
Quark	$+\frac{2}{3}$	Up	1,5 à 5	Charm	$(1,1 \text{ à } 1,4) \cdot 10^3$	Top	$(173,8 \pm 5,2) \cdot 10^3$
Quark	$-\frac{1}{3}$	Down	3 à 9	Strange	60 à 170	Beauty	$(4,1 \text{ à } 4,4) \cdot 10^3$
Lepton	-1	Électron	0,5110	Muon	105,6	Tau	1777
Neutrino	0	ν_e	$< 15 \cdot 10^{-6}$	ν_μ	$< 0,17$	ν_τ	$< 18,2$

TAB. 1.4 – Particules de matière.

Le modèle standard ne justifie pas un tel classement.

Tout d'abord, le secteur des quarks n'a aucun lien de principe avec le secteur des leptons. Aucun boson du modèle standard ne connecte un lepton à un quark. Il n'y a donc pas de raison fondamentale pour laquelle l'électron appartiendrait à la famille du quark up, plutôt qu'à celle du quark top.

Il n'y a pas plus de raison d'associer le quark up au quark down, plutôt qu'au strange ou au beauty. Certes, le modèle standard apparie un quark de charge $+\frac{2}{3}$ à un quark de charge $-\frac{1}{3}$, mais il ne prédit pas a priori quelles sont les paires à considérer.

⁹Le neutrino tau n'a pas été observé directement, mais la mesure de la largeur invisible du Z^0 au LEP montre qu'il existe trois et seulement trois types de neutrinos légers.

En fait, dans le tableau 1.4, les particules sont simplement classées dans chaque ligne par ordre de masse croissante. Or le modèle standard est incapable d'expliquer la hiérarchie de masse. Les masses sont des paramètres libres du modèle, donnés par des couplages indépendants au champ de Higgs. Le modèle standard ne justifie donc pas la classification en familles.

Quelles sont alors les paires de quarks formées par l'interaction faible ?

La matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa

Les quarks qui entrent dans le tableau 1.4 sont des états propres de saveur. Par définition, ce sont les quarks constituant des hadrons et ils possèdent une masse définie, qu'ils acquièrent grâce au couplage au champ de Higgs.

Ce ne sont pas nécessairement les états intervenant dans le lagrangien de l'interaction faible. De manière générale, on peut passer des états propres de saveurs (U_L et D_L) aux états propres faibles¹⁰ (U'_L et D'_L) par deux matrices unitaires M_U et M_D :

$$U'_L = M_U \times U_L \quad \text{et} \quad D'_L = M_D \times D_L \quad (1.36)$$

où U_L représente le vecteur des quarks de charge $+\frac{2}{3}$ et D_L celui des quarks de charge $-\frac{1}{3}$.

Le lagrangien faible s'exprime alors en fonction des états propres de saveurs :

$$L = g\bar{U}\gamma_\mu \frac{(1 - \gamma_5)}{2} W^\mu V \times D + h.c. \quad (1.37)$$

La matrice $V = M_U^\dagger M_D$ représente donc le mélange des états propres de saveurs qui intervient dans les interactions faibles.

Décompte des paramètres : dans un univers comptant N_f familles de quarks, V est une matrice complexe $N_f \times N_f$. Elle compte donc $2 \times N_f^2$ paramètres. L'unitarité de V réduit le nombre de paramètres libres à N_f^2 , puisque $V^\dagger V = I$ fournit N_f^2 contraintes indépendantes.

Dans l'équation 1.37, les termes V_{ij} interviennent en facteur de l'anti-quark i et du quark j , donc de leur différence de phases $e^{i(\phi_j - \phi_i)}$. Les phases de V_{ij} peuvent alors être en partie absorbées dans une redéfinition des phases des quarks. Nous avons $2 \times N_f$ saveurs de quarks, ce qui permet de fixer $2 \times N_f - 1$ différences de phases. Le nombre de paramètres indépendants de V est finalement de : $N_f^2 - (2N_f - 1) = (N_f - 1)^2$.

Parmi ces paramètres, $N_f(N_f - 1)/2$ peuvent être définis par les angles d'Euler d'une matrice unitaire réelle, définie comme le produit de matrices de rotation sur les $N_f(N_f - 1)/2$ plans de l'espace à N_f dimensions. Les $(N_f - 1)(N_f - 2)/2$ restants sont des phases complexes irréductibles.

Ces paramètres, tout comme les $2 \times N_f$ masses des quarks sont des **paramètres fondamentaux du modèle standard**.

Remarque leptonique : en principe, il existe également une matrice V leptonique. Dans l'hypothèse où les masses des neutrinos sont dégénérées — en particulier si elles sont nulles — toute rotation dans l'espace des familles exhibe des neutrinos de masses définies. Le mélange des familles leptoniques n'est donc pas observable. Les ν_l massifs peuvent se confondre avec les neutrinos associés aux leptons l par les interactions faibles. Mais si les neutrinos sont massifs, ce que les résultats récents sur les oscillations de neutrinos laissent présager, il existe également une matrice V leptonique.

¹⁰Les états propres faibles sont nécessairement de chiralité gauche.

Un peu d'histoire : dans le cas à deux familles, V se réduit à une simple matrice de rotation. Son angle a été introduit en 1963 par Nicola Cabibbo [18] pour expliquer la différence des taux de désintégration des pions et des kaons. Il vaut :

$$\sin \theta_c = 0,231 \pm 0,003. \quad (1.38)$$

En 1973, quatre saveurs de quarks sont connues : up, down, strange et charm¹¹. Makoto Kobayashi et Toshihide Maskawa [19] remarquent que le modèle standard ne peut rendre compte de la violation de \mathcal{CP} si on se cantonne à ces quatre saveurs, mais qu'elle en surgit naturellement si on leur ajoute une famille (ou plus) de quarks.

Ils remarquent en effet la présence d'une phase irréductible dans la matrice V pouvant introduire le déphasage nécessaire à la violation de \mathcal{CP} . L'observation du quark beau en 1977 donnera crédit à cette explication de la violation de \mathcal{CP} .

La matrice V est communément appelée matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM). Ses éléments peuvent être déterminés à partir des désintégrations faibles faisant intervenir des transitions entre les quarks appropriés. En imposant de plus qu'il n'y ait que trois familles et que l'unitarité soit respectée, on peut estimer — ici à 90 % de niveau de confiance — l'ordre de grandeur des différents éléments [6] :

$$\begin{aligned} V_{CKM} &= \begin{bmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{bmatrix} \\ &= \begin{bmatrix} 0,9745 \text{ à } 0,9760 & 0,217 \text{ à } 0,224 & 0,0018 \text{ à } 0,0045 \\ 0,217 \text{ à } 0,224 & 0,9737 \text{ à } 0,9753 & 0,036 \text{ à } 0,042 \\ 0,004 \text{ à } 0,013 & 0,035 \text{ à } 0,042 & 0,9991 \text{ à } 0,9994 \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (1.39)$$

On remarque que la matrice est essentiellement diagonale, ce qui signifie que chaque saveur se couple préférentiellement à une autre saveur, qui se trouve respecter la hiérarchie de masse du tableau 1.4. On constate également que le couplage des familles 1 et 2 est plus fort que celui des familles 2 et 3, lui-même plus fort que celui des familles 1 et 3.

Étant unitaire, la matrice CKM peut être paramétrée par trois angles de mélange et une phase complexe. Une des représentations standards en est :

$$V_{CKM} = \begin{bmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{bmatrix} \quad (1.40)$$

où c_{ij} et s_{ij} représentent respectivement le cosinus et le sinus d'angle θ_{ij} de mélange des familles i et j . Le paramètre δ est la phase pouvant rendre compte de la violation de CP.

Une autre paramétrisation due à Wolfenstein est souvent utilisée. Elle est obtenue par un développement des termes de la matrice dans le paramètre λ , de l'ordre de l'angle de Cabibbo. Les autres paramètres A , η et ρ sont alors sensiblement égaux à l'unité :

$$V_{CKM} \simeq \begin{bmatrix} 1 - \lambda^2/2 & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \lambda^2/2 & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{bmatrix} \quad (1.41)$$

Dans cette paramétrisation approchée, le paramètre $i\eta$, seul terme imaginaire de la matrice, est responsable de la violation de \mathcal{CP} .

¹¹Le charm n'a pas encore été observé, mais il a été prédit par Glashow, Iliopoulos et Maiani pour expliquer la faiblesse expérimentale des courants neutres changeant l'étrangeté.

La violation de \mathcal{CP}

La violation de \mathcal{CP} trouve donc une explication naturelle dans le modèle standard à trois familles. Contrairement au modèle super-faible, aucune nouvelle interaction n'est nécessaire. La différence majeure entre ces deux modèles est que le modèle standard peut rendre compte des violations directe comme indirecte, alors que le modèle super-faible n'autorise que la violation dans le mélange.

La violation par mélange est engendrée par des diagrammes dits *en boîte* représentés sur la figure 1.5. Tous les quarks de charge $+\frac{2}{3}$ interviennent dans les boucles quark- W , accompagnés de l'élément adéquat de la matrice CKM. La phase irréductible permet d'introduire une différence entre les amplitudes d'oscillation $K^0 \rightarrow \bar{K}^0$ et $\bar{K}^0 \rightarrow K^0$, indispensable pour que les états propres physiques ne soient pas les états propres de \mathcal{CP} , comme nous l'avons vu au paragraphe 1.2.2.

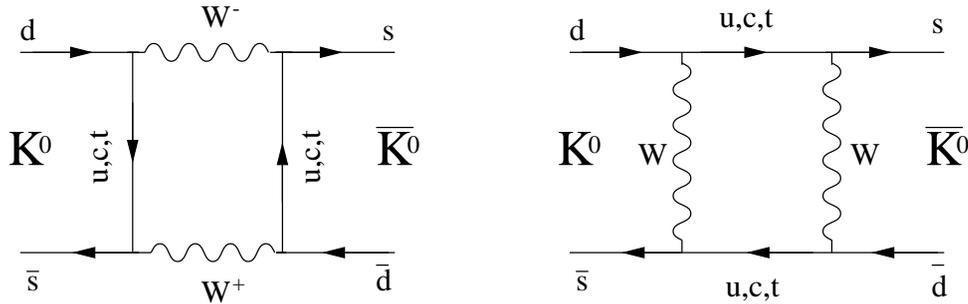


FIG. 1.5 – Diagrammes en boîte responsables de la violation de \mathcal{CP} dans le mélange.

La violation directe est possible dans le modèle standard grâce à des diagrammes « pingouins » représentés sur la figure 1.6. Ici également, les boucles contiennent tous les quarks de charge $+\frac{2}{3}$. Les éléments de la matrice CKM apportent le déphasage entre les diagrammes qui permettent de différencier $A(K^0 \rightarrow \pi\pi)$ et $A(\bar{K}^0 \rightarrow \pi\pi)$ et autorisent la désintégration du K_2^0 en deux pions. Les prédictions que le modèle standard peut formuler sur la valeur de $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$ seront décrites au paragraphe 1.4.

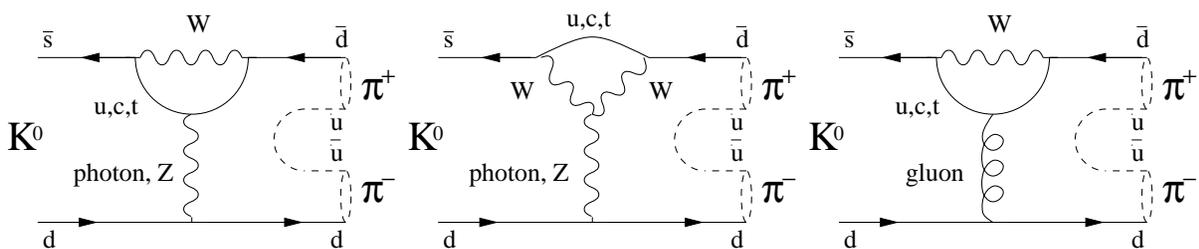


FIG. 1.6 – Diagrammes pingouins responsables de la violation directe de \mathcal{CP} .

Les triangles d'unitarité

Du fait de l'unitarité de la matrice CKM, ses éléments ne sont pas indépendants. La condition $V_{CKM}^\dagger V_{CKM} = 1$ fournit neuf équations. Pour les six termes non-diagonaux, ces équations sont du type $V_{\alpha j}^* V_{\alpha k} + V_{\beta j}^* V_{\beta k} + V_{\gamma j}^* V_{\gamma k} = 0$, où les indices grecs représentent les quarks up, charm et top, et les indices latins les quarks down, strange et beauty. Dans le plan complexe, ces relations se traduisent par la fermeture d'un triangle de côtés $V_{\alpha j}^* V_{\alpha k}$, $V_{\beta j}^* V_{\beta k}$ et $V_{\gamma j}^* V_{\gamma k}$.

En injectant la paramétrisation de Wolfenstein dans les équations des triangles, on réalise que deux d'entre eux ont leurs trois côtés de taille comparable — ils sont tous en $A\lambda^3$ — et facilitent la vérification expérimentale de leur fermeture. L'un d'entre eux est celui des quarks b et d :

$$\begin{aligned} V_{ub}^* V_{ud} + V_{cb}^* V_{cd} + V_{tb}^* V_{td} &= 0, \\ V_{ub}^* - s_{12} V_{cb}^* + V_{td} &= 0, \end{aligned} \quad (1.42)$$

où la seconde expression est obtenue dans la représentation 1.40, en négligeant les cosinus des angles de mélange. Dans la représentation de Wolfenstein, tous les côtés sont proportionnels à $A\lambda^3$.

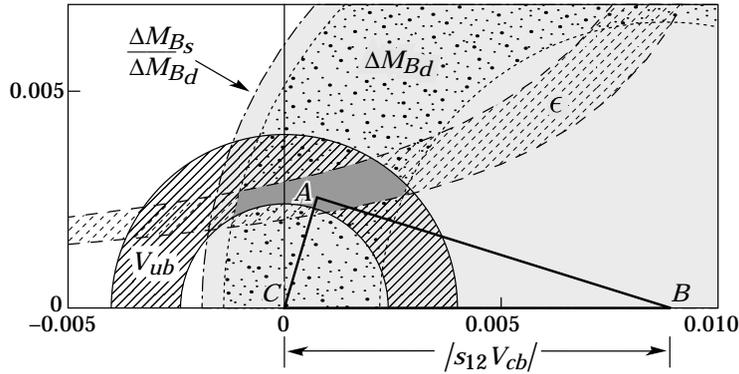


FIG. 1.7 – Contraintes expérimentales sur le triangle d'unitarité d'après [6].

En divisant par cette quantité, on obtient un triangle dont les sommets sont $(0,0)$ $(1,0)$ (ρ,η) et qui est souvent utilisé. La situation expérimentale des mesures du triangle 1.42 est résumée sur la figure 1.7, comprenant les contraintes venant de la mesure de ε dans le système des kaons, de V_{ub} et du mélange des mésons B .

Des mesures complémentaires peuvent être obtenues dans le système des mésons B . Les expériences auprès des usines à B cherchent à mesurer les côtés et les angles de ce triangle, dans divers produits de désintégration des mésons B_d^0 et B_s^0 .

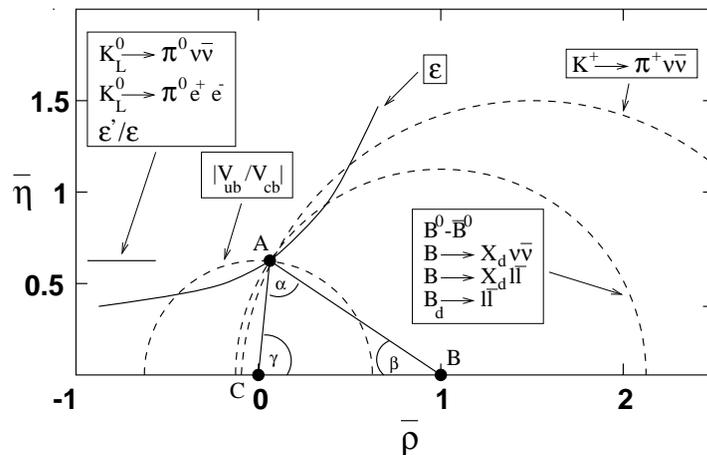


FIG. 1.8 – Triangle d'unitarité dans le plan $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$. Les pointillés représentent les mesures à venir.

D'autres informations intéressantes peuvent provenir du système des kaons, dans la mesure des taux de désintégrations très rares $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ et $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$. La première permet d'accéder à la hauteur du triangle, la seconde à la longueur du côté (ρ, η) - $(1,0)$ sur la figure 1.8.

La comparaison de ces mesures redondantes du triangle d'unitarité permet de tester l'explication de la violation de \mathcal{CP} par le modèle standard. Il s'agit de vérifier si le mélange des quarks et de la violation de \mathcal{CP} forment une image cohérente. La figure 1.8, tirée de la revue [20], illustre par exemple comment ces mesures se situent sur le triangle d'unitarité¹².

1.3.3 Supersymétrie

La *supersymétrie* [21] associe à toute particule un *superpartenaire* obéissant à la statistique quantique opposée. On associe un fermion à un boson, et vice versa. L'extension supersymétrique minimale du modèle standard contient donc des bosons associés aux quarks et aux leptons, que l'on nomme s-quarks et s-leptons. Il contient également des partenaires fermioniques aux bosons de jauge, que l'on nomme photino, zino, wino et gluino.

Sans entrer dans les détails, la popularité de la supersymétrie tient aux solutions qu'elle semble apporter à certains problèmes du modèle standard :

- Dans le modèle standard, les diagrammes en boucle susceptibles de modifier la masse du boson de Higgs sont sujets à une divergence quadratique. De telles divergences ne sont renormalisables qu'au prix d'un ajustement fin des paramètres de la théorie. En supersymétrie, elles sont directement compensées par les partenaires supersymétriques entrant dans les boucles.
- La supersymétrie locale fait apparaître les transformations de la relativité générale et suggère que la gravité est *naturellement* incluse dans la supersymétrie.
- En plus de ces deux propriétés intrinsèques, la supersymétrie s'ouvre sur un cadre unifié des interactions forte, faible et électromagnétique. Les constantes de couplages renormalisées peuvent converger vers une même énergie, ce qui est impossible dans le modèle standard sans extension, étant données les mesures de ces constantes dont on dispose aujourd'hui.
- De plus, dans certains modèles de brisure de la supersymétrie, la renormalisation du potentiel d'un des champs de Higgs obtient une valeur négative à basse énergie. La valeur moyenne non-nulle du champ de Higgs dans le vide est alors engendrée dynamiquement, au lieu d'être un postulat comme dans le modèle standard.

Les problèmes

En tant qu'extension du modèle standard, elle contient naturellement toutes ses sources de violation de \mathcal{CP} , directe comme indirecte. A priori, elle en contient d'autre.

Dans le modèle standard supersymétrique minimal (MSSM), on obtient *au minimum* deux nouvelles phases pouvant engendrer la violation de \mathcal{CP} [22] et ce, en imposant des contraintes supplémentaires au modèle (universalité des masses de s-fermions entre autres). Dans des cas plus généraux, d'autres phases sont introduites.

La présence de nouvelles phases posent deux problèmes majeurs :

- **Le problème de \mathcal{CP}** : la supersymétrie apporte une contribution au moment dipolaire électrique des quarks et donc des nucléons, par l'intermédiaire de diagrammes tels que celui de la figure 1.9.a faisant intervenir des boucles de gluino et de s-quark. La limite

¹²Le triangle est tracé dans la représentation de Wolfenstein à l'ordre supérieur en λ . Il est alors constitué des points $(0,0)$ $(1,0)$ et $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$ où $\bar{\rho} = \rho(1 - \frac{\lambda^2}{2})$ et $\bar{\eta} = \eta(1 - \frac{\lambda^2}{2})$.

expérimentale sur le dipôle électrique du neutron ($d_N < 0,97 \cdot 10^{-25} e \text{ cm}$ [6]) impose donc des contraintes fortes sur les paramètres supersymétriques.

- **Le problème de ε_K** : de même, des diagrammes supersymétriques du type 1.9.b contribuent à la violation de \mathcal{CP} par mélange. Ils y contribuent même fortement puisque tous les états de chiralité sont autorisés, ce qui n'est pas le cas dans les diagrammes standards faibles 1.5 qui ne concernent que les quarks gauches. Si la supersymétrie est valide, il est même possible que la violation de \mathcal{CP} observée expérimentalement soit dominée par une contribution supersymétrique, et que la contribution de la phase de la matrice CKM soit négligeable. En tous cas, la faible valeur de ε_K contraint les modèles supersymétriques.

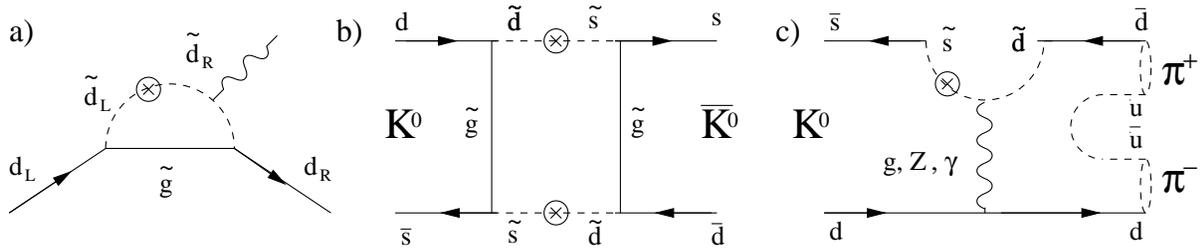


FIG. 1.9 – Exemple de contributions supersymétriques a) au moment dipolaire électrique du neutron, b) à la violation de \mathcal{CP} dans le mélange ε , c) à la violation directe $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$.

Plusieurs solutions peuvent être avancées pour résoudre ces problèmes, c'est-à-dire pour que les contributions des diagrammes supersymétriques soient au plus de l'ordre des valeurs expérimentales ou de leurs limites. Les conditions suivantes permettent par exemple de limiter ces contributions [22, 23], sans qu'on leur connaisse de justification de principe :

- Universalité : les états propres de masse et de saveur s-fermioniques se confondent.
- Alignement : la base qui diagonalise la masse des s-quarks est identique à celle des quarks.
- Symétrie \mathcal{CP} approchée : \mathcal{CP} est en fait une symétrie exacte brisée par un paramètre de l'ordre de 10^{-3} . Toute violation de \mathcal{CP} est alors de l'ordre de ce paramètre, qu'elle soit standard ou supersymétrique. Cette hypothèse pourra donc être testée dans un avenir proche dans le système des B .
- S-quarks lourds : les masses des s-quarks des deux premières familles sont élevées devant l'échelle de la supersymétrie, de telle sorte que les diagrammes sont supprimés par les propagateurs.

Ces solutions n'ont pas de raison de principe, mais dans tous les cas, il est nécessaire de réduire l'espace des paramètres supersymétriques pour ne pas engendrer de contributions trop élevées aux phénomènes sus-cités.

Analyse indépendante des modèles

Étant donné le nombre de paramètres et d'extensions possibles du MSSM, on peut préférer se placer dans un cadre indépendant du modèle considéré pour calculer les limites imposées par les résultats expérimentaux. C'est par exemple le cas de l'approximation d'insertion de masse [23]. Dans cette approche on se place dans une base où les couplages des s-fermions aux gauginos sont diagonaux. Leurs propagateurs ne sont alors pas diagonaux, ce qui explique les changements de saveur spontanés \otimes sur les diagrammes 1.9.

Chaque changement de saveur $i \rightarrow j$ est caractérisé par quatre nombres traduisant les changements de chiralité : $(\Delta_{ij})_{LL}$ $(\Delta_{ij})_{RR}$ $(\Delta_{ij})_{LR}$ $(\Delta_{ij})_{RL}$.

Les valeurs ou les limites expérimentales des phénomènes de violation de \mathcal{CP} (ε_K , ε'/ε), le mélange des mésons (Δm_K , Δm_B , Δm_D), les moments dipolaires (d_N , d_e) et l'absence de changement de saveur par courant neutre ($b \rightarrow s\gamma$, $\mu \rightarrow e\gamma$, $\tau \rightarrow e\gamma$, $\tau \rightarrow \mu\gamma$) permettent d'obtenir des contraintes sur les insertions Δ . On trouvera de telles estimations dans la référence [23].

Il est alors possible d'en déduire des contraintes sur les paramètres des différents modèles supersymétriques. Par exemple, dans le cadre du MSSM, seule l'insertion LL permet de changer de saveur ($i \neq j$), et les contraintes sur les autres termes ne seront pas utilisées.

Il est également possible d'estimer si la contribution maximale de la supersymétrie à une des quantités mentionnées ci-dessus, étant données les contraintes que l'on peut tirer des autres quantités. Dans [23], la possibilité d'une grande contribution à $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$ est envisagée et découragée par les contraintes issues de ε_K . Des travaux plus récents [24] montrent qu'une contribution de l'ordre de $30 \cdot 10^{-4}$ est envisageable, dans le cadre de certains modèles supersymétriques. Cette contribution est apportée par l'insertion $(\Delta_{12})_{LR}$. Elle ne peut pas provenir des insertions $(\Delta_{ij})_{LL}$ et reste donc inaccessible au modèle standard supersymétrique minimal.

Dans sa multitude de paramètres et d'extensions, la supersymétrie autorise de nombreux phénomènes nouveaux, et peut avoir des contributions importantes à des phénomènes établis, tels que la violation de \mathcal{CP} . Inversement, les limites expérimentales contraignent les modèles supersymétriques. Des mesures redondantes des triangles d'unitarité du modèle standard sont donc un terrain propice à la découverte de nouvelle physique. Si les mesures sont cohérentes, les théories au delà du modèle standard seront de plus en plus contraintes, voire éliminées.

Nous avons évoqué ici la supersymétrie, mais on peut bien sûr considérer d'autres modèles comme l'existence d'une quatrième famille de fermions¹³ (et d'un quadrilatère d'unitarité) ou l'extension du secteur scalaire à plus de deux doublets de Higgs. La question de la violation de \mathcal{CP} dans de tels modèles est évoquée dans la référence [22].

1.4 Estimations théoriques de $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$

Le modèle standard prédit une valeur non nulle de $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$. À partir des estimations expérimentales des termes de la matrice CKM (voir équation 1.39) et de l'ampleur de la violation de \mathcal{CP} , il est *en principe* possible de prédire la valeur de $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$. Ce paragraphe décrit succinctement les techniques et les difficultés qui interviennent *en pratique* dans ces calculs, dont on trouvera une revue détaillée dans la référence [25]. Quelques résultats sont présentés dans différentes approches théoriques.

1.4.1 Factorisation des échelles

La désintégration des kaons en pions fait intervenir des échelles d'énergie très différentes.

D'une part, les processus de désintégration par interaction faible font intervenir le propagateur du boson W dont la masse est environ $80 \text{ GeV}/c^2$. Au premier ordre, il s'agit des diagrammes en boîte pour la violation indirecte, et des diagrammes pingouins pour la violation directe. À cette échelle, le couplage de l'interaction forte est faible et des diagrammes faisant intervenir des gluons sont calculables ($\alpha_S(m_Z) = 0,119 \pm 0,002$). Il est donc possible de calculer les diagrammes responsables de la violation de \mathcal{CP} , tant que les énergies mises en jeu sont grandes.

D'autre part, les quarks qui interviennent dans ces diagrammes appartiennent à des hadrons (pions ou kaons), dont la masse est de l'ordre de $100 \text{ MeV}/c^2$. À cette échelle d'énergie,

¹³Une quatrième famille devrait comporter un neutrino très massif ($m > 45,6 \text{ GeV}/c^2$) pour ne pas contribuer à la section efficace invisible du Z_0 .

l'interaction forte ne peut être traitée de façon perturbative et il est impossible d'utiliser le développement en diagrammes. Les gluons et les quarks prolifèrent et mènent au confinement des quarks initiaux donnant les hadrons.

Il est toutefois possible d'utiliser une *théorie effective* dans laquelle les contributions de haute et de basse énergie sont factorisées. On peut ainsi écrire le lagrangien effectif des transitions $\Delta S = 1$ qui autorise la violation directe de \mathcal{CP} :

$$L_W^{\text{eff}}(\Delta S = 1) = - \sum_{i=1}^{10} C_i(\mu) Q_i(\mu), \quad \text{où} \quad (1.43)$$

- L'énergie μ représente l'échelle à laquelle on raccorde les deux parties. Typiquement, on utilise une échelle de l'ordre du GeV, frontière du traitement perturbatif de la chromodynamique quantique.
- La partie de haute énergie — de courte distance — est contenue dans les coefficients C_i , que l'on peut calculer en théorie des perturbations. On obtient, en fonction des éléments de la matrice CKM :

$$C_i(\mu) = \frac{G_F}{\sqrt{2}} (V_{us}^* V_{ud} z_i(\mu) - V_{ts}^* V_{td} y_i(\mu)). \quad (1.44)$$

où $y_i(\mu)$ et $z_i(\mu)$ sont appelés coefficients de Wilson.

- Seuls les y_i comptent Pour $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$, si bien que **la valeur de $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$ est essentiellement proportionnelle à $Im(V_{ts}^* V_{td})$** . Ce paramètre, également appelé $Im(\lambda_t)$ peut être estimé à partir des mesures des éléments de la matrice CKM. Les estimations varient un peu selon les auteurs et le traitement des incertitudes, mais on obtient typiquement [20] :

$$Im(V_{ts}^* V_{td}) = (1,29 \pm 0,22) \cdot 10^{-4}, \quad (1.45)$$

ce qui constitue en soi une source importante d'incertitude sur la valeur de $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$. Dans la représentation de Wolfenstein, ce paramètre vaut $A^2 \lambda^5 \eta$ et dépend essentiellement de la hauteur η du triangle d'unitarité de la figure 1.8.

- Les coefficients y_i peuvent être calculés en théorie des perturbations, et ces calculs ont été poussés à l'ordre supérieur. Leurs valeurs sont tabulées en fonction de l'échelle μ de renormalisation.
- La partie de basse énergie est contenue dans les opérateurs effectifs à quatre quarks Q_i . Le tableau 1.5 donne la forme de ces opérateurs dans la base habituellement utilisée.

Q_1	$(\bar{s}_\alpha u_\beta)_{V-A} (\bar{u}_\beta d_\alpha)_{V-A}$
Q_2	$(\bar{s}u)_{V-A} (\bar{u}d)_{V-A}$
$Q_{5,3}$	$(\bar{s}d)_{V-A} \sum_q (q\bar{q})_{V\pm A}$
$Q_{6,4}$	$(\bar{s}_\alpha d_\beta)_{V-A} \sum_q (q_\alpha \bar{q}_\beta)_{V\pm A}$
$Q_{9,7}$	$\frac{3}{2} (\bar{s}d)_{V-A} \sum_q e_q (q\bar{q})_{V\pm A}$
$Q_{10,8}$	$\frac{3}{2} (\bar{s}_\alpha d_\beta)_{V-A} \sum_q e_q (q_\alpha \bar{q}_\beta)_{V\pm A}$

TAB. 1.5 – Les dix opérateurs effectifs.

Quelques remarques pour comprendre les différents opérateurs du tableau 1.5 :

- Q_2 représente l'échange d'un W .
- α et β sont des indices de couleur. Q_1 représente donc l'échange d'un W avec changement de couleur. Cette interaction *effective* est permise par échange d'un gluon entre les branches de quarks.
- La somme sur les indices q est une somme sur les quarks accessibles à l'échelle μ en dessous de laquelle on utilise les opérateurs, généralement u , d et s .
- Q_{3-6} apparaissent dans les pingouins gluoniques. Les quatre termes correspondent aux diagrammes avec ou sans échange de couleur et de chiralité.
- Q_{7-10} apparaissent dans les pingouins électromagnétiques, e_q étant la charge du quark q .
- Les diagrammes pingouins faibles peuvent s'exprimer en fonction des opérateurs gluoniques ou électromagnétiques Q_3 , Q_7 et Q_9 .
- D'autres opérateurs existent, en particulier avec un gluon (Q_{11}) ou un photon (Q_{12}) émis par une branche de quark, mais ils donnent des contributions faibles aux désintégrations des kaons en deux pions.

Pour calculer $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$ à l'aide de l'équation 1.32, il faut estimer les éléments de matrice hadronique correspondant aux deux états d'isospin $I = 0$ et 2 :

$$\langle Q_i \rangle_{(I=0,2)} = \langle (\pi\pi)_{(I=0,2)} | Q_i | K^0 \rangle. \quad (1.46)$$

Plusieurs techniques sont utilisées pour calculer ces éléments.

1.4.2 Différentes approches hadroniques

Les différentes approches semblent d'accord sur les points suivants. Les deux opérateurs qui contribuent le plus à la valeur de $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$ sont Q_6 et Q_8 . Q_6 représente le pingouin gluonique « standard » (avec changement de couleur et conservation de chiralité). Q_8 représente le pingouin électromagnétique avec correction de QCD. Leurs contributions sont de signe opposé. Les opérateurs électromagnétiques Q_9 et Q_{10} contribuent également de manière significative.

Avertissement : tous les résultats mentionnés ci-dessous sont antérieurs à 1998. Depuis, la situation a beaucoup évolué, en partie grâce à de nouveaux résultats expérimentaux comme celui qui est présenté dans cette thèse. La situation expérimentale et théorique sera revue en conclusion de ce travail.

Calcul sur réseau (groupe de Rome)

La méthode des calculs de QCD sur réseau est la plus satisfaisante dans le principe. Elle repose sur une discrétisation de l'espace-temps qui permet de régulariser la chromodynamique quantique. Dans ce cadre, les théories de basse et de haute énergie sont identiques : elles sont données par le lagrangien de QCD. Pour la partie de basse énergie, une résolution numérique est effectuée sur un réseau discret, la taille de la maille du réseau correspondant à l'échelle μ .

Malheureusement, cette méthode souffre de la puissance de calcul disponible aujourd'hui, rendant nécessaire certaines approximations. Tous les éléments de matrice ne sont pas calculés de manière robuste, en particulier le paramètre crucial $\langle Q_6 \rangle$.

Toutefois, un résultat assez précis et compatible avec zéro a été publié en 1995 [26] :

$$Re(\varepsilon'/\varepsilon) = (3, 1 \pm 2, 5) \cdot 10^{-4} \quad (1.47)$$

où les erreurs sur les différents paramètres d'entrée sont traitées de manière gaussienne.

Approche phénoménologique (groupe de Munich)

Dans cette approche, les éléments de matrice sont raccordés autant que faire se peut à des observables expérimentales (ReA_0 , ReA_2 , la règle $\Delta_I = \frac{1}{2}$), et à des arguments de symétrie chirale. Les deux éléments principaux $\langle Q_6 \rangle$ et $\langle Q_8 \rangle$ ne peuvent être ainsi calculés, et doivent être estimés à l'aide des autres approches.

Dans le cadre de cette méthode, une formule approchée de $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$ peut être donnée en fonction des paramètres inconnus :

$$\frac{\varepsilon'}{\varepsilon} \approx 13,4 \times Im(V_{ts}^* V_{td}) \left(\frac{110 \text{ MeV}}{m_s(2 \text{ GeV})} \right)^2 \left[0,75.B_6 - 0,4.B_8 \left(\frac{m_t}{165 \text{ GeV}} \right)^{\frac{5}{2}} \right] \frac{\Lambda_{MS}^{(4)}}{340 \text{ MeV}} \quad (1.48)$$

où $Im(V_{ts}^* V_{td})$ sont les éléments adéquats de la matrice CKM, B_6 et B_8 les éléments de matrice hadronique¹⁴, m_t la masse du quark top désormais bien connue, m_s la masse du quark étrange à l'échelle de 2 GeV, et $\Lambda_{MS}^{(4)}$ le paramètre d'échelle effective de QCD. Cette formule analytique n'est pas exacte, mais permet de fixer les idées sur les différentes contributions entrant dans les calculs de $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$.

Cette méthode donne les résultats suivants [27]. Les deux lignes correspondent à des hypothèses différentes sur la masse du quark étrange. La deuxième colonne correspond à un traitement gaussien des incertitudes sur les paramètres d'entrée, la troisième à un balayage de ces paramètres.

$m_s(m_c)$	$Re(\varepsilon'/\varepsilon)$	$Re(\varepsilon'/\varepsilon)$
$150 \pm 20 \text{ MeV}/c^2$	$= (3,6 \pm 3,4).10^{-4}$	$\subset [-1, 2; 16, 0].10^{-4}$
$100 \pm 20 \text{ MeV}/c^2$	$= (10,4 \pm 3,4).10^{-4}$	$\subset [0; 43, 0].10^{-4}$

TAB. 1.6 – Résultats de l'approche phénoménologique.

Les valeurs obtenues sont plutôt basses, typiquement 7.10^{-4} et en accord avec l'approche du groupe de Rome. Mais certaines valeurs des paramètres d'entrée du modèle peuvent engendrer des valeurs aussi élevées que 40.10^{-4} .

Modèle chirale des quarks (groupe de Trieste)

Les théories chirales sont des théories effectives qui se placent dans l'hypothèse où la masse des quarks est nulle, restaurant ainsi la symétrie de saveurs $SU(3)_R \times SU(3)_L$. À l'échelle considérée pour l'hadronisation, typiquement inférieure à 1 GeV, les seuls quarks à considérer sont le up, le down et le strange, dont la masse est effectivement faible. Le développement perturbatif de la théorie chirale s'effectue en puissances croissantes des impulsions.

Dans certaines classes de modèles chiraux, les valeurs des éléments de matrice peuvent être calculées. Le modèle chirale des quarks prédit par exemple, à l'ordre $O(p^4)$ des perturbations [28] :

$$Re(\varepsilon'/\varepsilon) = (17_{-10}^{+14}).10^{-4} \quad (1.49)$$

Deux ans plus tôt, en 1996, le même groupe publiait un résultat $Re(\varepsilon'/\varepsilon) = (4 \pm 5).10^{-4}$, en ayant sous-estimé le poids des corrections d'ordre $O(p^4)$. Ceci illustre la difficulté de ce type d'approche.

¹⁴Les B_i représentent le rapport des éléments de matrice calculés dans le modèle considéré $\langle Q_i \rangle$ à ceux que l'on peut calculer plus aisément dans le cadre de l'approximation de *saturation du vide*.

Développement en $1/N_c$ (groupe de Dortmund)

Une autre méthode utilisant la symétrie chirale est le développement du lagrangien en termes inversement proportionnels au nombre de couleurs. La revue [25] cite un résultat obtenu en 1996 avec cette méthode¹⁵ :

$$Re(\varepsilon'/\varepsilon) = (9,9 \pm 4,1) \cdot 10^{-4} \quad (1.50)$$

Conclusion

Les résultats évoqués ci-dessus, en particulier le résultat 1.47 obtenu avec la méthode la plus précise, favorisent des valeurs basses de $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$. Toutefois, les différentes approches sont toutes entachées d'incertitudes importantes, essentiellement sur les éléments de matrice hadroniques $\langle Q_6 \rangle$ et $\langle Q_8 \rangle$, ainsi que sur le paramètre $Im(V_{ts}^*V_{td})$. Il semble alors qu'une *conspiration* des paramètres puisse donner des valeurs aussi élevées que $40 \cdot 10^{-4}$.

La plupart de ces paramètres reflète les difficultés techniques que les théoriciens rencontrent en essayant de prédire $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$. Un seul de ces paramètres est un paramètre fondamental du modèle standard : $Im(V_{ts}^*V_{td})$. Si les approximations des méthodes et les incertitudes sur les éléments de matrice hadroniques étaient réduites, la mesure quantitative de $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$ constituerait une mesure de ce paramètre, caractéristique de l'ampleur de la violation de \mathcal{CP} dans le modèle standard.

1.5 Des expériences pour la mesure de $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$

Nous avons vu dans l'équation 1.35 que la mesure de $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$ consiste en la comparaison de la violation de \mathcal{CP} dans la désintégration des kaons neutres en deux pions chargés (η_{+-}) et neutre (η_{00}). Dès qu'il a été possible d'estimer le paramètre η_{00} , les comparaisons ont été faites, avec des précisions toujours meilleures.

En 1985, deux collaborations montrent que les deux quantités sont identiques à 2 % près :

$$\begin{aligned} |\eta_{00}/\eta_{+-}| &= 0,995 \pm 0,025 && \text{Yale-BNL [29]} \\ &= 1,014 \pm 0,017 && \text{Chicago-Saclay [30]} \end{aligned}$$

et ne peuvent conclure quant à l'existence de la violation directe de \mathcal{CP} . Le besoin d'expériences de plus grande précision se fait sentir.

1.5.1 NA31 et E731

Deux expériences ont été menées pour atteindre une précision meilleure que cinq pour mille sur $|\eta_{00}/\eta_{+-}|$, soit mieux que un pour mille sur $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$. Les deux expériences utilisent des principes différents pour maîtriser les incertitudes systématiques et atteindre la précision souhaitée.

L'expérience NA31 du CERN

Principe : le principe de NA31 est d'observer des événements K_S et K_L dans le **même volume fiduciel**, provenant de **deux faisceaux colinéaires**. L'expérience observe successivement un faisceau créé sur une cible distante, pour lequel il ne subsiste plus que des K_L au niveau du détecteur, puis un faisceau créé sur une cible proche, dans lequel les désintégrations en $\pi\pi$ sont dominées par la composante K_S . Cette deuxième cible est montée sur un train que l'on déplace le long de l'axe longitudinal de l'expérience, de sorte que la distribution des K_S (rapidement décroissante) reproduise artificiellement celle des K_L (essentiellement plate). L'acceptance des détecteurs est ainsi équivalente pour les deux faisceaux.

¹⁵Cette approche a donné des résultats récents qui seront discutés en conclusion de cette thèse.

Détecteurs : les modes $\pi^+\pi^-$ et $\pi^0\pi^0$ sont observés simultanément : le mode chargé par **deux chambres à dérive** pour la mesure du vertex de désintégration et un **calorimètre hadronique** pour la mesure de l'énergie ; le mode neutre par un **calorimètre électromagnétique** plomb + argon liquide. La figure 1.10 illustre la disposition des faisceaux et des détecteurs.

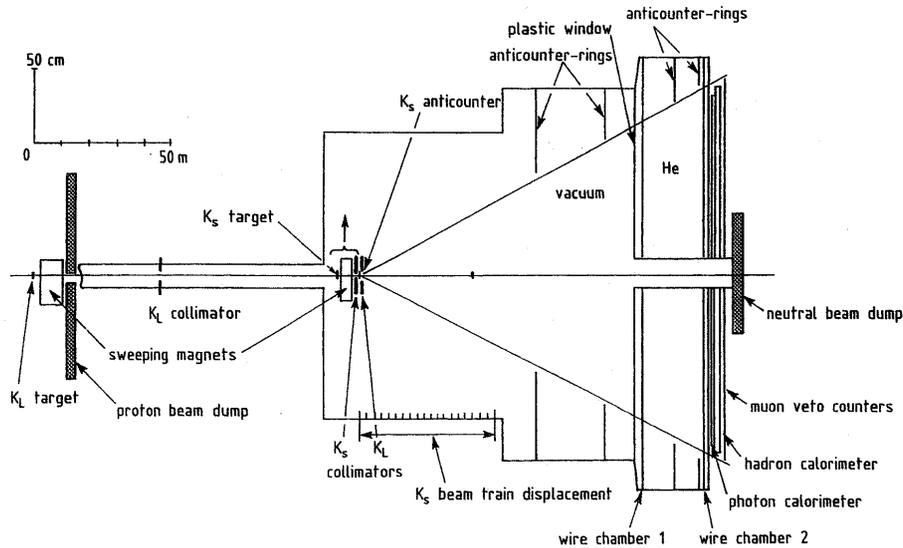


FIG. 1.10 – L'expérience NA31 du CERN.

L'expérience E731 au Fermilab

Principe : le principe de E731 est de produire **deux faisceaux simultanés** de kaons, par interaction d'un faisceau de protons sur une **cible unique**. Des collimateurs définissent les deux faisceaux. Loin de la cible, il ne reste plus que des K_L . Pour observer également des K_S , un **régénérateur** est alternativement placé sur un des deux faisceaux. Son amplitude de régénération permet une prédominance de la composante K_S . Les faisceaux sont observés simultanément et les variations de flux et d'activité sont ainsi maîtrisées. Les modes $\pi^+\pi^-$ et $\pi^0\pi^0$ sont par contre enregistrés séparément, sauf dans une fraction du lot de données final.

Contrairement à NA31, les zones de désintégrations considérées pour les deux faisceaux ne sont pas identiques et les profils longitudinaux sont très différents. Pour tenir compte de cette différence, l'analyse repose sur une **simulation détaillée** de l'expérience.

Détecteurs : les détecteurs et les faisceaux sont représentés sur la figure 1.11. Le mode chargé est étudié grâce à un **spectromètre magnétique** constitué de quatre chambres à dérive (Drift Chambers) et d'un aimant (Analysis Magnet). Le mode neutre est étudié grâce à un **calorimètre électromagnétique** au verre au plomb (Lead Glass).

Les deux expériences NA31 et E731 reposent ainsi sur des stratégies différentes. NA31 s'affranchit des acceptances mais reste sensible à des inefficacités liées aux flux et à l'activité. Au contraire, les faisceaux simultanés produits sur cible unique de E731 l'affranchissent des variations de flux, mais l'expérience doit estimer précisément ses acceptances.

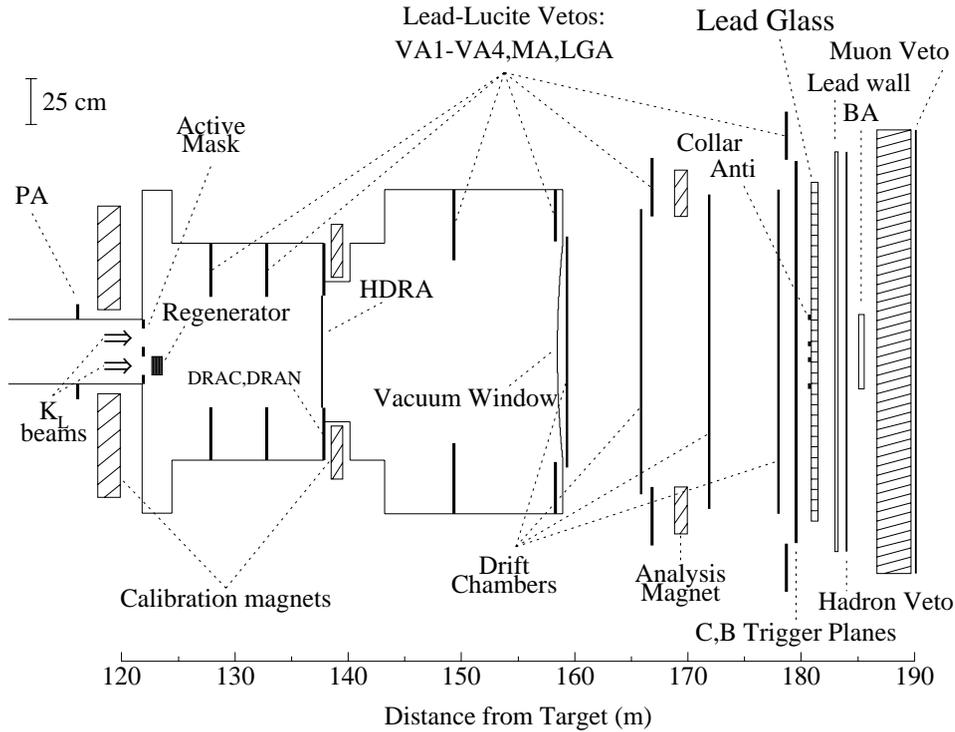


FIG. 1.11 – L'expérience E731 au Fermilab.

Résultats

Les résultats finals des deux expériences sont :

$$\begin{aligned} Re(\varepsilon'/\varepsilon) &= (23 \pm 6,5) \cdot 10^{-4} && \text{NA31 [31]} \\ &= (7,4 \pm 5,9) \cdot 10^{-4} && \text{E731 [32]} \end{aligned}$$

Leur compatibilité est marginale : 1,8 écarts standards. De plus, NA31 voit une « *first evidence for direct CP violation*¹⁶ » puisque son résultat est différent de zéro à 3,5 écarts standards. Le résultat de E731 est par contre compatible avec zéro, donc avec le modèle super-faible.

Même si la moyenne de ces expériences est en faveur de l'existence de la violation directe de \mathcal{CP} , leur compatibilité marginale a poussé la communauté à élaborer des expériences plus précises pour mesurer $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$ avec une précision de $2 \cdot 10^{-4}$.

Notons que les prédictions théoriques du modèle standard vues au paragraphe 1.4 sont plutôt en faveur d'une valeur faible de $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$, donc du résultat de E731.

1.5.2 KTeV, NA48 et KLOE

Les résultats de KTeV et de NA48 — KLOE n'en a pas encore — seront discutés en conclusion de cette thèse. Je me contenterai ici de décrire succinctement les principes de trois ces expériences de nouvelle génération.

Les expériences KTeV et NA48 sont des successeurs de E731 et NA31. Dans les deux cas, les intensités des faisceaux ont été augmentées pour atteindre des lots statistiques plus importants. Les détecteurs ont été également améliorés ou remplacés pour rejeter plus efficacement les bruits de fond. Les deux expériences collectent désormais les quatre modes simultanément,

¹⁶Première preuve de la violation directe de \mathcal{CP} .

pour s'affranchir de la connaissance des flux et des temps morts. Elles conservent toutefois des principes et des méthodes d'analyse différents.

Une troisième expérience KLOE utilise une technique radicalement nouvelle.

L'expérience KTeV de Fermilab

L'expérience KTeV est un prolongement de E731.

Principe : le principe de KTeV est essentiellement le même que celui de E731, si ce n'est que les modes chargés et neutres sont enregistrés simultanément. Les deux faisceaux sont encore issus d'une **unique cible** et un régénérateur restitue une composante K_S dans l'un d'entre eux. L'analyse repose toujours sur un calcul des acceptances par une **simulation détaillée**.

Détecteurs : les détecteurs sont beaucoup plus performants que ceux de E731. KTeV s'est en particulier dotée d'un **calorimètre électromagnétique en cristaux de iodure de césium (CsI)**. La figure 1.12 illustre la disposition des détecteurs et des faisceaux.

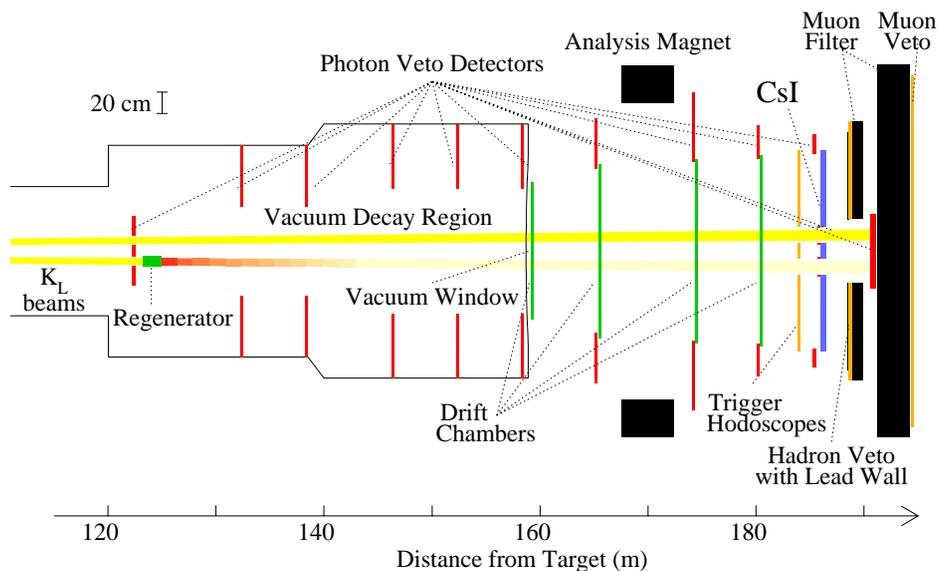


FIG. 1.12 – L'expérience KTeV au Fermilab.

L'expérience NA48 du CERN

L'expérience NA48 est un prolongement de l'expérience NA31. Elle est amplement décrite dans le chapitre suivant, mais les évolutions fondamentales par rapport à son prédécesseur sont décrites ici.

Principe : le principe de NA48 est sensiblement différent de celui de NA31. Les deux faisceaux proviennent toujours de deux cibles distinctes, mais ils sont désormais observés **simultanément**. Pour les distinguer, l'expérience a recouru à un **étiquetage des protons** qui frappent la cible

K_S . La méthode de la cible mouvante de NA31 a été remplacée par une **méthode de pondération** des événements.

Détecteurs : les détecteurs ont également été améliorés. Pour les modes chargés, la mesure d'énergie est désormais fournie par un **spectromètre magnétique**. Pour les modes neutres, l'expérience dispose d'un **calorimètre à krypton liquide**.

L'expérience KLOE à Frascati

L'expérience KLOE se situe auprès de l'usine à Φ DAΦNE et utilise une technique radicalement différente de celles utilisées par les expériences de Fermilab et du CERN.

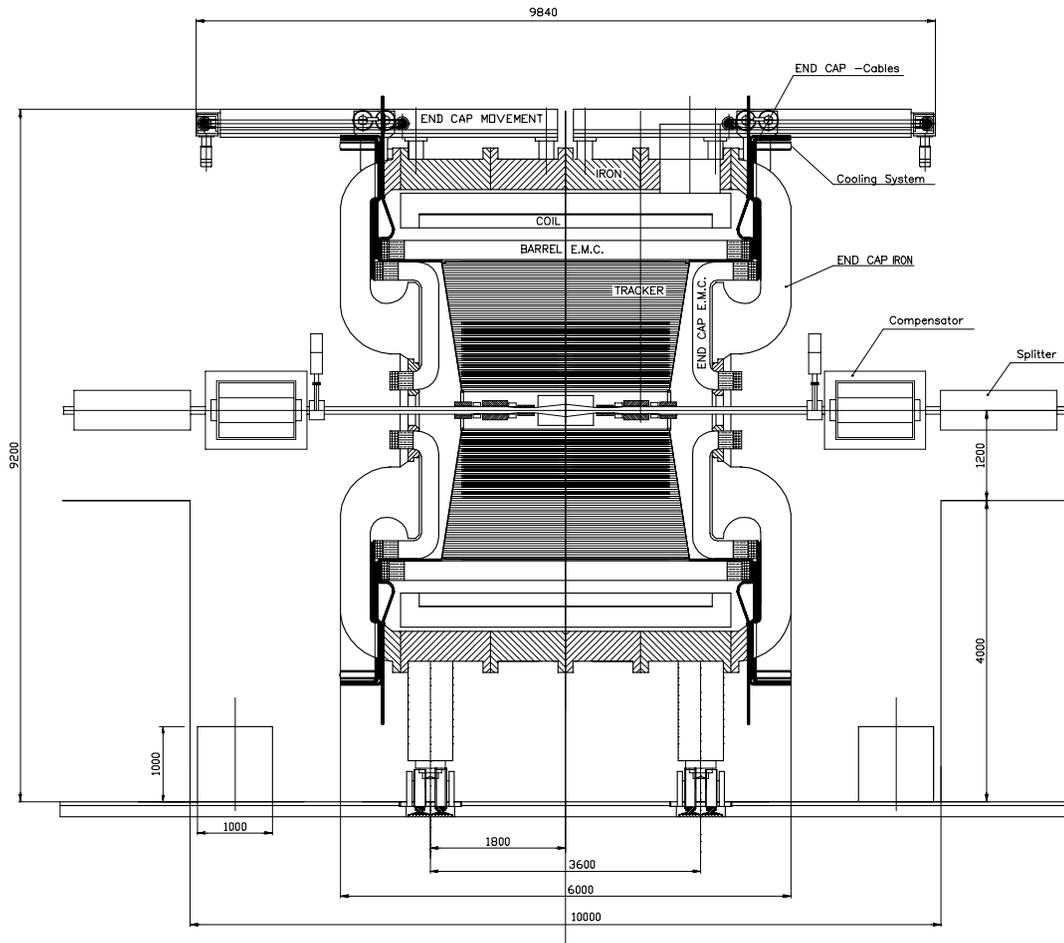


FIG. 1.13 – L'expérience KLOE à Frascati.

Principe : des mésons Φ sont produits au repos. Ils se désintègrent à 35,5 % en un état quantique cohérent antisymétrique $K_S K_L$, rendant possible une *interférométrie* de kaons neutres. Lorsque le couple indiscernable de kaons se désintègre en $\pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$, l'analyse de la distribution de l'écart temporel entre les deux désintégrations permet de mesurer $Re(\epsilon'/\epsilon)$.

Il est également possible de mesurer $Re(\epsilon'/\epsilon)$ par la méthode du double rapport en identifiant K_S et K_L par des désintégrations non-ambiguës de l'autre kaon.

Détecteurs : puisque les Φ sont produits au repos, le détecteur KLOE est un détecteur d'angle solide 4π , comme l'illustre la figure 1.13. Ces éléments principaux sont une grande chambre à dérive (TRACKER) et un calorimètre électromagnétique à échantillonnage au plomb (E.M.C.), plongés dans le champ d'un aimant supraconducteur (COIL).

Conclusion

La violation de \mathcal{CP} est un aspect crucial de la physique des particules. Inattendue, elle a été observée pour la première fois en 1964 dans le système des kaons neutres. Elle a trouvé une explication *naturelle* dans le cadre du modèle standard, par la présence d'une phase irréductible dans la matrice de mélange des quarks. Cette propriété n'étant valide que dans un univers comptant au moins trois familles de quarks, cette explication s'est vue fortement consolidée avec l'observation de la troisième famille en 1977.

De plus, la violation de \mathcal{CP} est requise dans le cadre de la cosmologie, pour justifier l'asymétrie matière/antimatière observée dans l'univers. Le mécanisme standard de violation de \mathcal{CP} n'est pas capable d'engendrer l'ordre de grandeur de l'asymétrie effectivement observée, ce qui suggère qu'il existe une autre source de violation de \mathcal{CP} .

Tester le mécanisme standard de violation de \mathcal{CP} n'en est que plus intéressant. L'image du mélange des quarks et de la violation de \mathcal{CP} est-elle cohérente? Plusieurs observables peuvent être étudiées.

Dans le système des mésons B , des mesures redondantes peuvent être effectuées pour vérifier qu'elles relèvent bien de la matrice de mélange. De plus, la violation de \mathcal{CP} n'a jamais été observée que dans le système des kaons et son observation dans le système des B est fort attendue. D'autres informations peuvent encore être tirées du système des kaons, par la mesure du taux de certaines désintégrations rares, et par l'observation de la violation directe de \mathcal{CP} . La comparaison de toutes ces mesures constitue un test fondamental du modèle standard, et donc un terrain privilégié pour l'observation d'éventuelle nouvelle physique.

L'objet de cette thèse est la mesure de la violation directe de \mathcal{CP} dans le système des kaons neutres, que l'on caractérise par le paramètre $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$. Le modèle standard prédit l'existence de ce phénomène, même si les estimations quantitatives de $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$ sont délicates. Des mesures précédentes de ce paramètre par les expériences NA31 et E731 sont en accord marginal et ne permettent pas d'établir avec certitude l'existence de la violation directe de \mathcal{CP} . De nouvelles expériences s'attachent aujourd'hui à le mesurer plus précisément. C'est le cas de l'expérience NA48 qui est décrite dans le chapitre suivant. L'analyse des données acquises en 1997 par NA48 constitue le sujet de cette thèse.

Chapitre 2

L'expérience NA48

Pour mesurer $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$, plusieurs techniques peuvent être mises en œuvre. Ce chapitre décrit celle qu'a choisie l'expérience NA48¹ autant dans ses grands principes que dans sa réalisation pratique. En conclusion, nous verrons quelles autres mesures ont pu être réalisées à l'aide des faisceaux et des détecteurs de NA48.

Cette expérience est le fruit d'une collaboration internationale regroupant 150 physiciens provenant de 16 instituts : Cagliari, Cambridge, CERN, Dubna, Edinburgh, Ferrara, Firenze, Mainz, Orsay, Perugia, Pisa, Saclay, Siegen, Torino, Warszawa et Wien.

2.1 Introduction : pour mesurer $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$

L'expérience NA48[33] cherche à mesurer le paramètre $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$ de violation directe de \mathcal{CP} avec une précision de 2.10^{-4} . Pour ce faire, nous réalisons une mesure comparative des quatre taux de désintégration des kaons neutres K_S et K_L en deux pions chargés ou neutres. Nous avons en effet vu dans le chapitre précédent (équation 1.35) que $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$ est relié au double rapport R de ces quantités par la formule :

$$R = \frac{\Gamma(K_L \rightarrow \pi^0\pi^0)}{\Gamma(K_S \rightarrow \pi^0\pi^0)} / \frac{\Gamma(K_L \rightarrow \pi^+\pi^-)}{\Gamma(K_S \rightarrow \pi^+\pi^-)} \simeq 1 - 6.Re(\varepsilon'/\varepsilon). \quad (2.1)$$

NA48 se doit donc de détecter aussi bien des pions chargés que des pions neutres en étant de surcroît capable de distinguer K_L et K_S . Pour ce faire, nous tirons parti des durées de vie fort différentes ($\tau_L/\tau_S \sim 580$) des K_L et des K_S en utilisant deux faisceaux de particules neutres produits par collision d'un faisceau de protons sur deux cibles distantes de 120 mètres. À l'énergie maximale considérée dans NA48 (170 GeV) les longueurs de désintégration des K_L et des K_S sont respectivement 5,3 km et 9,1 m.

La zone des désintégrations que nous considérons débute en aval de la seconde cible. À ce niveau, il ne reste pratiquement plus que des kaons de longue durée de vie venant de la cible lointaine. Nous appelons ce faisceau K_L . Dans le faisceau proche, K_S et K_L se désintègrent dans la région que nous considérons, mais les K_L sont minoritaires du fait de leur durée de vie, et surtout du fait que les modes qui nous intéressent sont supprimés par \mathcal{CP} pour les K_L . Ce second faisceau est appelé K_S . La zone fiducielle s'étend sur quelques dizaines de mètres et les détecteurs sont situés à environ 100 mètres de la cible K_S .

¹48^e expérience du hall nord (North Area) du CERN.

Pour atteindre la précision souhaitée, nous devons faire face aux difficultés suivantes :

2.1.1 Besoin statistique

Les modes de désintégration les plus rares limitent la précision statistique que nous pouvons atteindre. Parmi les quatre modes qui nous intéressent, ce sont bien sûr les désintégrations des K_L en deux pions qui sont les plus défavorisées puisqu'elles violent \mathcal{CP} . Dans le chapitre précédent nous avons vu que la désintégration en deux pions neutres est deux fois plus rare que celle en deux pions chargés (voir tableau 1.3). Les acceptances du détecteur viennent encore défavoriser les modes neutres pour lesquels nous avons quatre photons dans l'état final — les π^0 se désintègrent à 98,8 % en deux photons — par rapport aux modes chargés qui ne comptent que deux particules. Ce sont donc les $K_L \rightarrow 2 \pi^0$ qui limiteront notre précision statistique.

Compte tenu des taux de désintégration, des intensités de faisceaux utilisées, des acceptances et des critères de sélection appliqués, on peut calculer que pour 1 $K_L \rightarrow 2 \pi^0$, nous avons environ 2 $K_S \rightarrow 2 \pi^0$, 5 $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^-$ et 10 $K_S \rightarrow \pi^+ \pi^-$. Le tableau 2.1 précise les proportions d'événements des quatre modes en résumant les caractéristiques des faisceaux (voir paragraphe 2.2.3).

En fonction des quatre nombres d'événements collectés, l'erreur statistique commise sur $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$ est en effet donnée par la formule :

$$\sigma_{Stat}^{Re(\varepsilon'/\varepsilon)} = \frac{R}{6} \cdot \left(\frac{1}{N_L^{00}} + \frac{1}{N_S^{00}} + \frac{1}{N_L^{+-}} + \frac{1}{N_L^{+-}} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (2.2)$$

De plus, une méthode de pondération est employée pour minimiser les erreurs systématiques, comme je l'explique au paragraphe 2.1.3. Elle augmente notre erreur statistique sur les échantillons K_L d'environ 40 %. Compte tenu de cette perte et des proportions d'événements attendus, la formule précédente s'estime à : $\sigma \sim 0,3/\sqrt{N_L^{00}}$.

Pour atteindre une précision statistique² de $1,5 \cdot 10^{-4}$, nous devons donc collecter environ quatre millions de $K_L \rightarrow 2 \pi^0$.

2.1.2 Détection des modes $\pi^+\pi^-$ et $\pi^0\pi^0$

Les désintégrations des K_L en deux pions sont minoritaires par rapport aux désintégrations en trois particules : $3 \pi^0$, $\pi^+\pi^-\pi^0$, $\pi e \nu$ ou $\pi \mu \nu$, car ces dernières ne violent pas \mathcal{CP} . Le détecteur NA48 doit donc être capable de détecter les pions neutres et chargés pour reconstruire avec une grande précision la cinématique des événements à deux pions et la distinguer de celle des bruits de fond.

Deux détecteurs essentiels remplissent cette fonction :

- Un calorimètre électromagnétique à krypton liquide, pour mesurer l'énergie des photons et des électrons, permettant de reconstruire les événements $\pi^0 \pi^0 \rightarrow 4 \gamma$, et de rejeter le bruit de fond $3\pi^0$. Il permet également d'identifier les électrons et de discriminer le bruit de fond $\pi e \nu$.
- Un spectromètre magnétique composé de quatre chambres à dérive et d'un aimant dipolaire, pour la détection des particules chargées — en particulier des paires $\pi^+ \pi^-$ — et la mesure de leur impulsion.

²Si on y ajoute une incertitude systématique similaire, on atteint l'objectif de $2 \cdot 10^{-4}$ sur l'erreur finale.

En plus de ces deux détecteurs principaux, NA48 comprend :

- Des plans de scintillateurs (*hodoscope*) pour la mesure précise du temps des particules chargées et le déclenchement.
- Un calorimètre hadronique, pour la détection des hadrons et le déclenchement.
- Des plans de scintillateurs situés après des blocs de fer, pour identifier les muons et réduire le bruit de fond $\pi\mu\nu$.
- Des anti-compteurs pour la détection des photons sortant de l'acceptance des détecteurs principaux.

Ces détecteurs sont disposés comme l'illustre la figure 2.1.

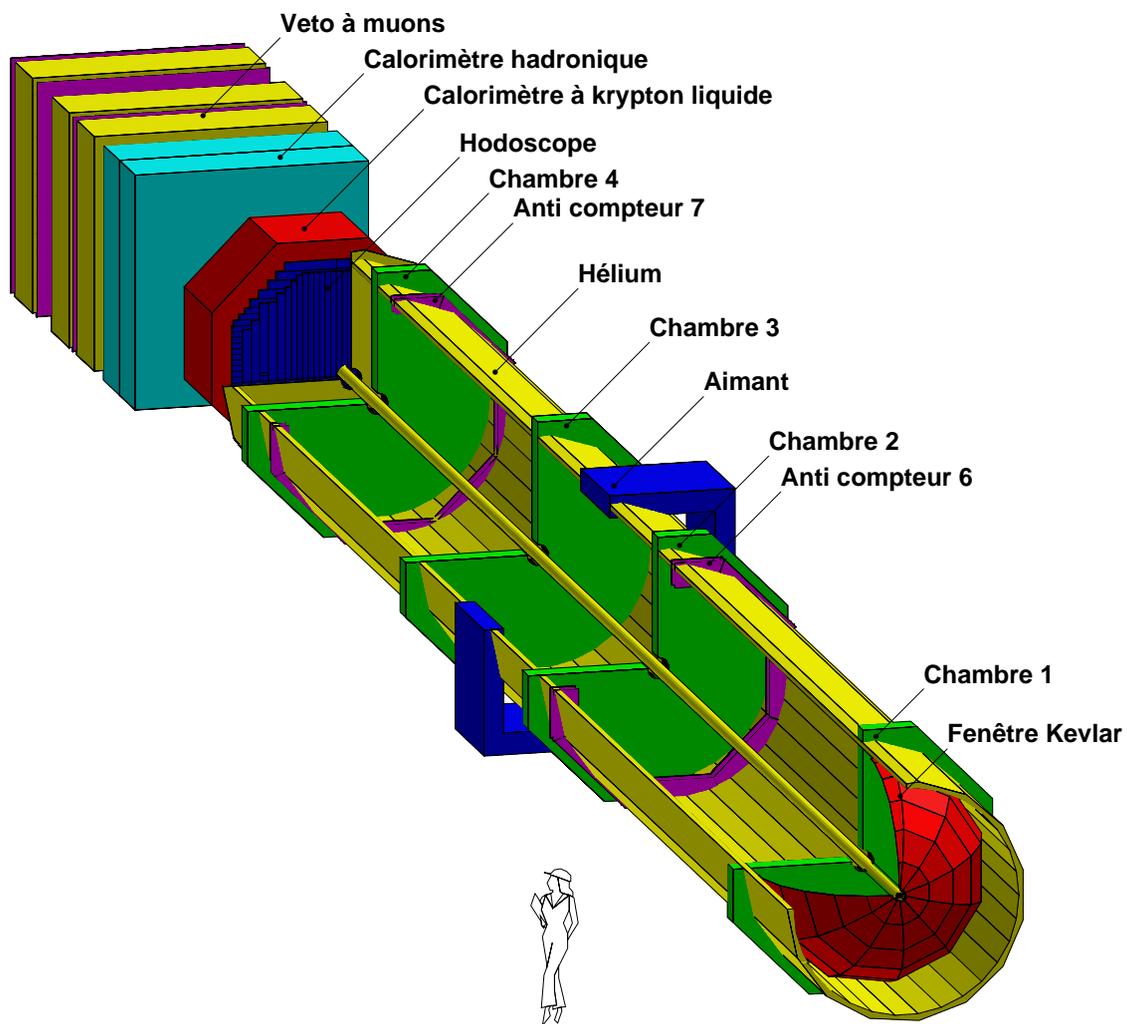


FIG. 2.1 – Schéma tridimensionnel des détecteurs de NA48. Les désintégrations ont lieu en amont de la fenêtre de kevlar. Un tube à vide convoie les faisceaux au travers de l'ensemble des détecteurs.

2.1.3 Incertitudes systématiques

La précision statistique atteinte et les bruits de fond maîtrisés, il reste à s'assurer que la mesure n'est pas entachée d'erreurs systématiques importantes. Pour les minimiser, nous tirons précisément parti du fait que nous devons mesurer un double rapport. Les pertes systématiques d'événements concernent généralement deux des quatre modes que nous considérons (soit les deux modes chargés, soit les deux modes neutres ou encore l'un des deux faisceaux). Pour qu'elles s'éliminent dans le double rapport R , les dépendances temporelle et spatiale des deux modes concernés doivent être égalisées autant que faire se peut.

Dépendance temporelle

Pour s'affranchir des inefficacités dépendantes du temps, les deux faisceaux K_L et K_S sont observés **simultanément**. Ainsi, toute inefficacité affectant soit le mode chargé soit le mode neutre s'élimine dans le rapport K_S/K_L . Ce raisonnement est valable pour les inefficacités ou les temps morts d'un détecteur ou d'un système de déclenchement.

De plus, les intensités instantanées doivent varier de manière similaire, par exemple au cours d'un cycle de l'accélérateur, de sorte qu'une inefficacité dépendante de ce temps les affecte dans les mêmes proportions. La figure 2.2 montre ces variations au cours du déversement des protons. Le rapport des intensités ne varie pas de plus de 10 %.

Dépendance géométrique

Si l'illumination des détecteurs par les deux faisceaux n'est pas la même, une inefficacité locale peut bien sûr affecter différemment les lots d'événements de K_L et de K_S . Pour égaliser l'acceptance des détecteurs pour les deux faisceaux, nous recourons aux principes suivants :

- Les deux faisceaux sont quasi **colinéaires**, de sorte que les désintégrations de K_L et de K_S de même énergie et se produisant à la même position longitudinale illuminent les détecteurs de la même manière.
- Dans la zone fiducielle considérée, les désintégrations des deux faisceaux ont des **spectres d'énergie similaires** comme le montre la figure 2.2. Toutefois, ces spectres ne pouvant être rigoureusement identiques, nous effectuons la mesure de $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$ dans des intervalles d'énergie suffisamment fins pour que la mesure ne soit pas significativement affectée par les variations des spectres. Nous calculons la moyenne de ces mesures indépendantes pour obtenir notre résultat final.

Observer des événements de même énergie et issus de faisceaux colinéaires ne suffit pas à égaliser les acceptances. Du fait des durées de vie très différentes ($\tau_L/\tau_S \sim 580$) des K_L et des K_S , les distributions longitudinales des événements sont très dissemblables et les deux faisceaux n'illuminent pas les détecteurs de la même manière. Pour rendre ces distributions similaires, nous considérons le même volume pour les K_L et les K_S et nous pondérons les K_L par la durée de vie des K_S . La procédure exacte de pondération sera décrite en détail dans le paragraphe 3.4.1.

Cette **méthode de pondération** a pour effet de rendre similaires les acceptances de nos détecteurs pour les faisceaux K_L et K_S à une énergie donnée et nous affranchit de leur connaissance exacte. Bien sûr, elle a un coût statistique : nous augmentons d'environ 40 % notre erreur sur les échantillons de K_L .

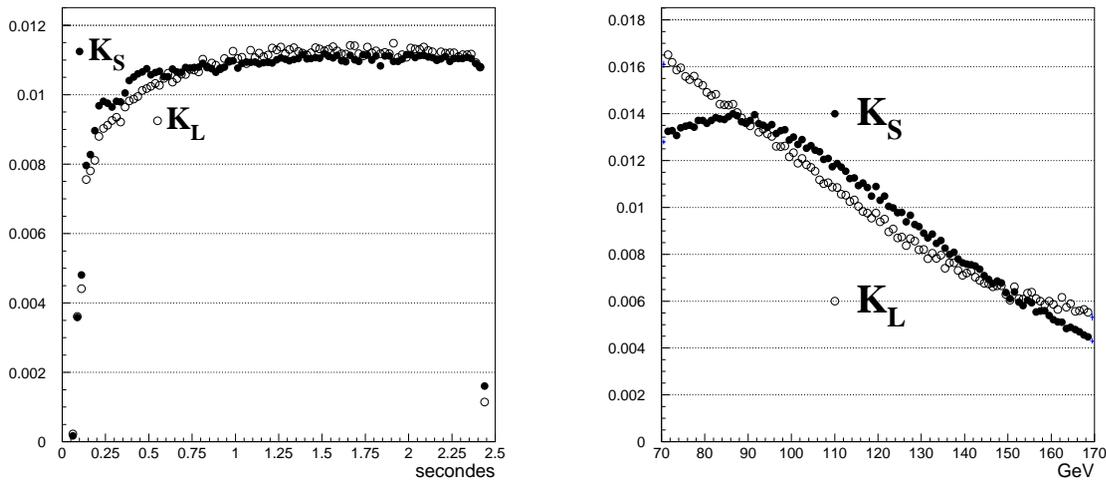


FIG. 2.2 – Gauche : variation d'intensité des faisceaux au cours du déversement. Droite : spectre énergétique des faisceaux. Ces distributions (normalisées à 1) sont celles d'événements K_S et $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^-$.

2.1.4 Distinction des K_S et des K_L

Puisque nous observons les deux faisceaux simultanément, nous devons distinguer les désintégrations provenant des K_S et des K_L . Pour les modes chargés, la résolution transverse du spectromètre magnétique permet de séparer les deux faisceaux, distants de quatre à sept centimètres dans la région considérée. Cette méthode n'est pas applicable aux modes neutres et une autre technique doit être employée pour distinguer les K_S des K_L .

K_S et K_L sont créés par collision d'un faisceau de protons sur deux cibles fixes. Les protons heurtent d'abord une cible lointaine pour donner le faisceau de K_L . Ceux qui n'ont pas interagi sont envoyés vers la cible proche pour produire le faisceau de K_S .

Entre ces deux cibles, chaque proton traverse un détecteur capable de mesurer précisément l'instant de son passage : l'étiqueteur ou station d'étiquetage. Tous ces protons sont susceptibles de produire un K_S qui se désintégrera éventuellement dans un des modes qui nous intéressent. Lorsque des désintégrations sont observées par nos détecteurs, leur instant est également mesuré. La coïncidence (au temps de vol près) d'un proton dans l'étiqueteur et d'une désintégration dans les détecteurs nous permet de caractériser un K_S . Par définition, une désintégration sans proton sera attribuée à un K_L .

J'ai présenté les grands principes de l'expérience NA48. La suite de ce chapitre décrit les différents éléments qui permettent leur mise en œuvre. Je décris d'abord les faisceaux de K_S et de K_L , avant de me consacrer aux détecteurs qui permettent l'identification des modes chargés puis neutres. La station d'étiquetage est ensuite décrite, suivie des systèmes de déclenchement et d'acquisition des données. Une description complète de l'appareillage peut être également consultée dans la référence [34].

2.2 Les faisceaux

L'expérience NA48 utilise des protons fournis par le Super Synchrotron à Protons (SPS) du laboratoire européen pour la physique des particules (CERN).

2.2.1 Les protons

Le SPS est un accélérateur circulaire de six kilomètres de circonférence. Ses cavités hyperfréquences portent de 14 à 450 GeV/c l'énergie des protons extraits du Synchrotron à Protons (PS). Une fois accélérés, ces protons sont distribués sur les cibles fixes de plusieurs expériences. Pour NA48, il s'agit d'une extraction continue et lente, nous fournissant des protons pour une durée de 2,4 secondes, toutes les 14,4 secondes, période totale du cycle complet du SPS : injection, accélération, extraction. Des collimateurs sélectionnent alors la fraction de protons qui nous intéresse, soit $1,5 \cdot 10^{12}$ protons par déversement. Ce faisceau est transporté sur 838 mètres et focalisé vers notre expérience.

La ligne de faisceau de NA48 utilise ces protons pour engendrer les deux faisceaux de kaons neutres dont nous avons besoin, en suivant le schéma 2.3.

Les protons percutent la première cible (appelée cible K_L) avec un angle de 2,4 mrad par rapport à l'axe longitudinal de l'expérience (axe du faisceau K_L). Une fraction des protons qui n'a pas interagi dans cette première cible est dirigée vers une seconde cible (appelée cible K_S) située 120 mètres en aval, par le dispositif suivant :

- Un aimant dipolaire de 10,8 T.m (B1 sur la figure 2.3) dévie les protons d'un angle de 7,2 mrad, accentuant encore leur angle par rapport à l'axe principal et les amenant 10,95 mètres plus loin à l'élément suivant.
- Un **crystal courbé** [35] de silicium canalise et défléchit les protons. Son rôle est double :
 - Il dévie les protons. Son pouvoir de courbure est équivalent à 14,4 T.m — ce qui correspond à 9,6 mrad à 450 GeV/c — et ramène le faisceau de protons parallèle à l'axe principal.
 - Il ne sélectionne qu'une fraction des protons. La majorité des protons n'est pas canalisée par le réseau de silicium et conserve sa direction incidente jusqu'à un absorbeur. Le pouvoir de transmission du cristal est de l'ordre $5 \cdot 10^{-5}$. Réglable, il nous permet de maîtriser le rapport d'intensité K_S/K_L . L'intensité K_S doit en effet être bien plus faible que l'intensité K_L , puisque les désintégrations de K_S qui nous intéressent ne violent pas \mathcal{CP} .
- Deux aimants (B2 et B3) ramènent le faisceau sur l'axe principal. Entre ces deux éléments se situe la **station d'étiquetage** [36] qui nous permet de mesurer le temps de passage de chaque proton et ainsi d'identifier les K_S par coïncidence de ce temps avec le temps d'une désintégration dans le détecteur. Cet élément essentiel de notre expérience sera décrit plus amplement dans ce chapitre, au paragraphe 2.5.
- Des aimants quadripolaires focalisent ensuite les protons sur un point situé environ 120 mètres en aval de la cible K_L .
- Avant d'atteindre ce point, les protons sont de nouveau déviés par des aimants (B5 et B6) vers la deuxième cible, 72 mm au dessus de l'axe principal. Ils percutent cette cible avec un angle d'incidence de 3,6 mrad par rapport à la direction du faisceau K_L .
- La fraction des protons qui n'interagit pas dans la cible est stoppée par un absorbeur.

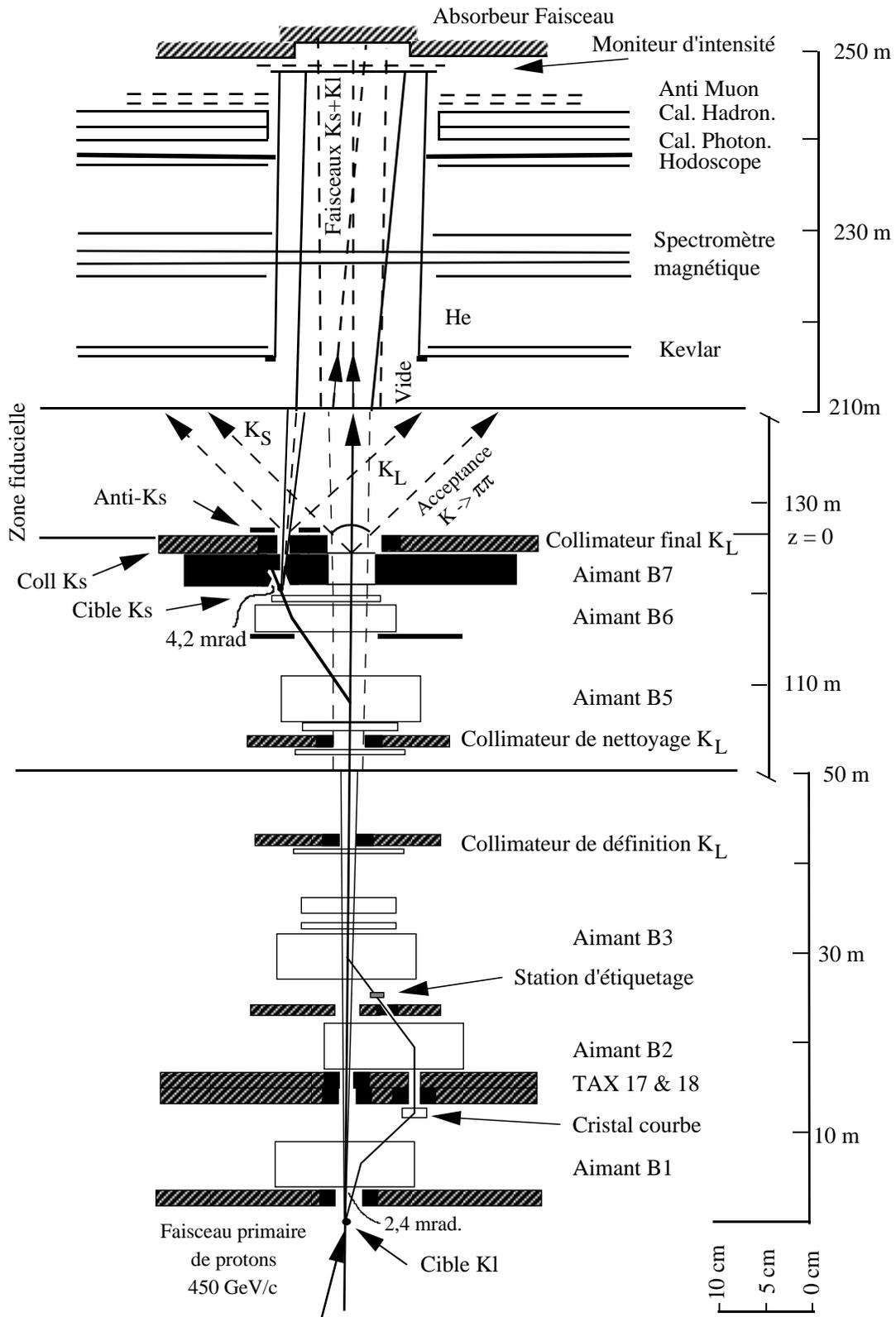


FIG. 2.3 – Schéma des faisceaux de NA48, des cibles aux détecteurs.

Par cette méthode, deux fractions très différentes du faisceau de protons sont amenées sur nos deux cibles. Ces cibles sont toutes deux des cylindres de béryllium de 2 mm de diamètre et de 400 mm de long. Elles sont chacune suivies d'aimants et de collimateurs pour nettoyer et définir les faisceaux engendrés.

2.2.2 Le faisceau de K_L

L'interaction des $1,5 \cdot 10^{12}$ protons de 450 GeV/c sur la première cible crée un faisceau comportant toutes sortes de particules. Ces particules sont sélectionnées à un angle de 2,4 mrad par rapport à l'incidence des protons. Cet angle a été choisi pour optimiser les proportions de neutrons — ils sont produits vers l'avant — et de kaons neutres effectivement visibles dans l'expérience. Par rapport à un angle d'incidence nul, le rapport neutrons/kaons diminue d'un facteur quatre pour valoir environ 10/1, entraînant une perte de seulement 25 % des kaons.

L'aimant B1, en même temps qu'il guide les protons vers la cible courbée, débarrasse le faisceau K_L des particules chargées qui ont été créées au niveau de la cible. L'ouverture du faisceau est définie par une succession de collimateurs :

- Au niveau de l'absorbeur du faisceau K_S un premier collimateur (TAX 18) de 8 mm de diamètre réduit le flux à environ trois fois l'acceptance finale.
- Le collimateur de définition se situe à 41 mètres de la cible K_L et possède une ouverture de 12,2 mm. Cet élément définit l'ouverture finale du faisceau de K_L : 0,30 mrad.
- Le collimateur final s'étend de 120,7 à 124,3 mètres après la cible K_L . Son rôle est de débarrasser la zone d'intérêt des produits des désintégrations ayant lieu en amont.
- Un collimateur de nettoyage est situé entre ces deux derniers éléments, pour empêcher les particules produites ou diffusées par le collimateur de définition d'atteindre le collimateur final.

À l'issue de ce dernier collimateur, le faisceau de particules neutres entre dans la zone de désintégration. Il est principalement composé de kaons, de neutrons et de photons. La composante K_S des kaons neutres a pratiquement disparu dans les 120 mètres parcourus depuis la cible. La fraction de K_S restant dans la zone qui nous intéresse est d'environ $5 \cdot 10^{-8}$ en moyenne, $1 \cdot 10^{-6}$ aux impulsions les plus élevées (170 GeV/c). Il ne reste ainsi essentiellement que des K_L dans ce premier faisceau.

Pour que nous puissions observer les désintégrations violant \mathcal{CP} qui nous intéressent, ce faisceau est nécessairement très intense. Environ $1,5 \cdot 10^7$ kaons par déversement franchissent ainsi le collimateur final. Un tiers de ces particules subsistent encore au terme de la région de désintégration, au niveau des premiers détecteurs. Ils s'accompagnent surtout d'un important flux de neutrons.

Pour protéger les détecteurs de ce flux, un **tube à vide** en acier³ de 15,2 cm de diamètre les traverse, permettant le passage du faisceau sans interaction.

Moniteur d'intensité

Le faisceau termine sa course dans un absorbeur, après avoir traversé un moniteur d'intensité. Ce détecteur d'une surface de 18×18 cm² est constitué de fibres scintillantes regroupées en faisceaux horizontaux et verticaux.

Lors de la préparation des faisceaux, il permet d'ajuster tour à tour la position des collimateurs K_S et K_L pour que les faisceaux convergent au niveau des détecteurs.

³En 1998, ce tube fut remplacé par un tube plus léger en fibres de carbone.

Lors de la prise de données, ce détecteur mesure essentiellement l'intensité du faisceau K_L , bien plus grande que celle du faisceau K_S . Il permet donc de suivre les variations temporelles du flux de K_L . Il est également utilisé pour engendrer un signal de déclenchement proportionnel à l'intensité des K_L , permettant d'obtenir une mesure de l'activité fortuite dans les détecteurs, principalement fournie par le faisceau K_L .

2.2.3 Le faisceau de K_S

Le même type de faisceau est créé à la seconde cible par les 3.10^7 protons qui y sont amenés. L'angle d'impact est de 4,2 mrad de manière à égaliser les spectres de désintégrations K_S et K_L . Les protons qui n'interagissent pas dans cette dernière cible rencontrent un absorbeur final. Les particules chargées créées à la cible sont immédiatement balayées par un aimant (B7) de 7,5 T.m et également absorbées.

La cible K_S se situe 72 mm au dessus de l'axe du faisceau K_L , séparée de lui par environ quatre centimètres de tungstène pour éviter de le contaminer. Un collimateur d'ouverture 0,75 mrad définit le faisceau et lui confère une inclinaison de 0,6 mrad, de telle sorte que son illumination se confonde avec celle du faisceau K_L 120 mètres plus loin, au niveau du calorimètre électromagnétique.

Le tableau 2.1 regroupe quelques caractéristiques de nos deux faisceaux, aux intensités auxquelles ils ont été utilisés en 1997 : 1, 1.10^{12} protons par déversement sur la cible K_L , au lieu de $1,5.10^{12}$ prévus nominale, ce qui était alors trop élevé pour nos systèmes de déclenchement et d'acquisition⁴.

2.2.4 La zone fiducielle

En aval de la cible K_S commence la zone de désintégration. Elle est contenue dans un tank de 89 mètres de long et dont le diamètre croît de 1,92 à 2,40 mètres. Pour éviter que les produits de désintégration ne soient altérés, cette enceinte est plongée dans un vide poussé ($< 10^{-4}$ mbar), depuis la cible jusqu'aux détecteurs. Ceci évite en particulier la diffusion multiple des particules chargées et la conversion des photons.

Ce vide est un prolongement du vide de la ligne du faisceau où il était indispensable pour éviter que les K_L ne régénèrent une composante K_S .

Les anti-compteurs de photons

Ce tank est entouré de cinq systèmes d'anti-compteurs, composés de lattes de scintillateurs disposées en octogone. Ces anneaux successifs sont placés longitudinalement de manière à ce que leurs angles solides vus par les faisceaux de kaons se recouvrent. Chaque section d'anti-compteurs est précédée d'un convertisseur. Ainsi, un photon sortant de l'acceptance extérieure du détecteur heurtera l'un de ces anneaux et pourra être détecté. Deux anneaux supplémentaires sont placés le long du spectromètre pour compléter la couverture angulaire jusqu'au calorimètre.

Le but de cet appareillage — on le nomme AKL pour cela — est de réduire le bruit de fond $K_L \rightarrow 3 \pi^0 \rightarrow 6\gamma$, en détectant les photons sortant de l'acceptance extérieure. Nous verrons que la résolution du calorimètre suffit à atteindre un niveau de bruit de fond suffisamment bas, et l'AKL ne sera donc pas utilisé dans cette analyse. Il est par contre utilisé dans le déclenchement et l'analyse pour l'étude de certains modes rares de désintégration des kaons neutres.

⁴En 1998, l'intensité moyenne utilisée était de $1,35.10^{12}$ environ.

Faisceau	K_L	K_S
Protons sur cible par déversement	$1,1 \cdot 10^{12}$	$3,4 \cdot 10^7$
Cycle utile	2,4/14,4 s	
Impulsion	450 GeV/c	
Angle de production (mrad)	2,4	4,2
Inclinaison (mrad)	0,0	-0,6
Acceptance angulaire (mrad)	$\pm 0,15$	$\pm 0,375$
Longueur des faisceaux (m) :		
Cible - collimateur final/Anti-KS	126,00	6,07
Cible - calorimètre	241,10	121,10
Rayon au calorimètre (mm)	~ 26	~ 39
Flux de kaons par déversement		
au dernier collimateur	$\sim 1,5 \cdot 10^7$	$\sim 2,3 \cdot 10^2$
désintégrations avant les détecteurs	$\sim 1,0 \cdot 10^6$	$\sim 2,3 \cdot 10^2$
d'impulsion entre 70 et 170 GeV/c	$4,7 \cdot 10^5$	$1,7 \cdot 10^2$
désintégrations à $\tau < 3,5 \tau_S$	$2,8 \cdot 10^4$	$1,7 \cdot 10^2$
× Rapport de branchement en $2 \pi^0$ (%)	0,094	31,4
= $2 \pi^0$ dans la zone fiducielle NA48	26	53
Acceptance et critères de sélection	$\sim 20 \%$	
Nombre d'événements en $2 \pi^0$	5,2	10,6
× Rapport de branchement en $\pi^+ \pi^-$ (%)	0,201	68,6
= $\pi^+ \pi^-$ dans la zone fiducielle NA48	56	116
Acceptance et critères de sélection	$\sim 50 \%$	
Nombre d'événements en $\pi^+ \pi^-$	28	58

TAB. 2.1 – Caractéristiques des faisceaux simultanés de NA48 en 1997.

L'anti-compteur de K_S

Les K_S se désintègrent très rapidement après la cible et nous avons besoin de définir précisément le début de la zone de désintégration. Pour ce faire, un détecteur a été disposé dans le faisceau K_S , à 6,09 mètres de la cible. Ce scintillateur détecte les particules chargées qui le traversent avec une très bonne efficacité. Il nous permet donc de rejeter les désintégrations en $\pi^+ \pi^-$ qui ont lieu en amont.

Pour détecter également le mode neutre, ce scintillateur est précédé d'un cristal d'iridium de 3 mm d'épaisseur, dont le rôle est de convertir les photons de désintégration de $\pi^0 \pi^0$ en paires électron-positron. Le scintillateur se charge alors de détecter ces particules chargées. La probabilité de conversion du cristal est augmentée en alignant le faisceau sur une des directions cristalline[37]. Ceci permet d'utiliser un cristal plus fin et de minimiser la diffusion des kaons.

Le schéma de principe de ce dispositif est présenté figure 2.4. Deux scintillateurs sont disposés de part et d'autre du scintillateur de conversion pour contrôler son efficacité.

L'ensemble de ce dispositif est dénommé AKS (Anti-KS sur la figure 2.3) et a un autre rôle crucial dans l'analyse : fixer notre échelle absolue d'énergie, comme nous le verrons dans le chapitre 5.5.1.

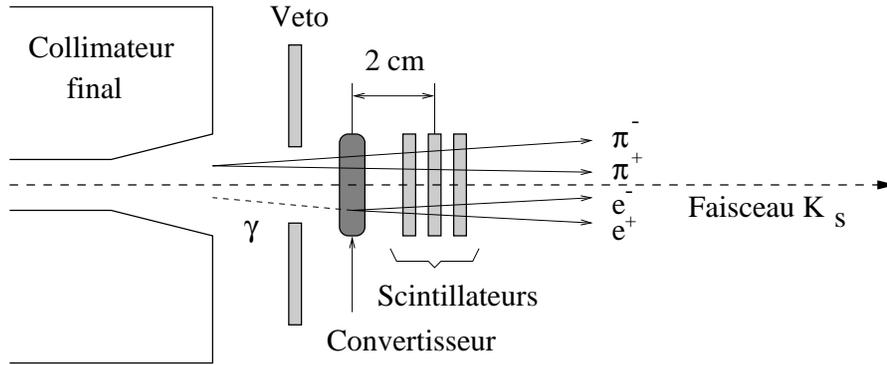


FIG. 2.4 – Schéma de principe de l'anti-compteur de K_S . Le scintillateur central est utilisé pour la détection, les compteurs latéraux pour le contrôle d'efficacité.

J'ai décrit comment les faisceaux de NA48 sont conçus, de telle sorte que la région fiducielle soit baignée de désintégrations provenant de K_S et de K_L . Les deux paragraphes suivants sont consacrés à la description des détecteurs qui permettent de distinguer les deux modes qui nous intéressent : $\pi^+\pi^-$ et $\pi^0\pi^0$.

2.3 Détection des désintégrations en $\pi^+\pi^-$

La détection du mode chargé est essentiellement assurée par un spectromètre magnétique mesurant la position et l'impulsion des particules. Une mesure précise de l'instant de l'événement est fournie par un hodoscope; un calorimètre hadronique permet de mesurer une partie de l'énergie déposée par les pions.

Le rejet du bruit de fond $K_L \rightarrow \pi e \nu$ est assuré en éliminant les événements contenant une trace déposant toute son énergie dans le calorimètre électromagnétique, alors que des plans de scintillateurs positionnés derrière des absorbeurs en fer permettent de rejeter les $K_L \rightarrow \pi \mu \nu$.

2.3.1 Le spectromètre

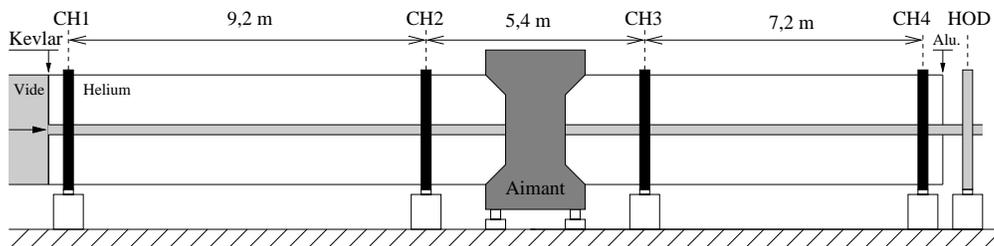


FIG. 2.5 – Schéma du spectromètre magnétique.

Le spectromètre magnétique se compose de quatre chambres à dérive [38] et d'un aimant dipolaire [39]. Deux chambres (CH1 et CH2 sur la figure 2.5) sont positionnées en amont de l'aimant et permettent de reconstruire les segments de trajectoire des particules. L'association de ces segments permet de reconstruire la position tridimensionnelle des vertex.

Les deux autres chambres (CH3 et CH4), situées en aval de l'aimant permettent, à l'aide des segments mesurés en amont de mesurer la déflexion des particules par l'aimant. La connaissance du champ magnétique donne alors leur impulsion.

Principe

Lorsqu'une particule chargée traverse un gaz, elle l'ionise, créant ainsi des paires ion+électron. Placés dans un champ électrique adéquat, les électrons dérivent vers l'anode la plus proche. S'il s'agit d'un fil, il peut récolter les charges et les convoyer jusqu'à une électronique de mesure. Plus précisément, près d'un fil porté à une haute tension, le champ électrique s'intensifie. Lorsque les électrons s'approchent, il se produit une avalanche : ils deviennent eux-mêmes ionisants et créent de nouvelles paires ions+électrons. Le mouvement des ions migrant vers la cathode (*fil potentiel*) crée le signal mesuré par l'anode (dite *fil sensible*).

Dans une chambre à *dérive*, la mesure de la position ne vient pas de la seule localisation du fil touché, mais de la mesure du temps que mettent les électrons à dériver dans la cellule, de leur création par la particule ionisante jusqu'à leur récolte par le fil sensible. Pour connaître l'instant du passage de la particule, on utilise un autre détecteur, de grande résolution temporelle, tel qu'un système de plans de scintillateurs. La connaissance de la relation temps/distance de la cellule de dérive permet d'obtenir une mesure précise de la position de la particule ionisante perpendiculairement au fil.

Remarquons que ce principe seul ne permet pas de savoir de quel côté du fil la particule est passée. Une autre mesure est nécessaire pour lever cette ambiguïté *droite/gauche*.

Géométrie

Les chambres de NA48 [38] : Dans les chambres de NA48, la cellule de dérive se présente comme sur la figure 2.6. Les fils potentiels et les feuilles de mylar graphitées sont portés à une tension de -2300 et -1400 volts respectivement. Les fils sensibles sont maintenus à la masse par les préamplificateurs qui y sont connectés. Cette différence de potentiel assure la dérive des charges.

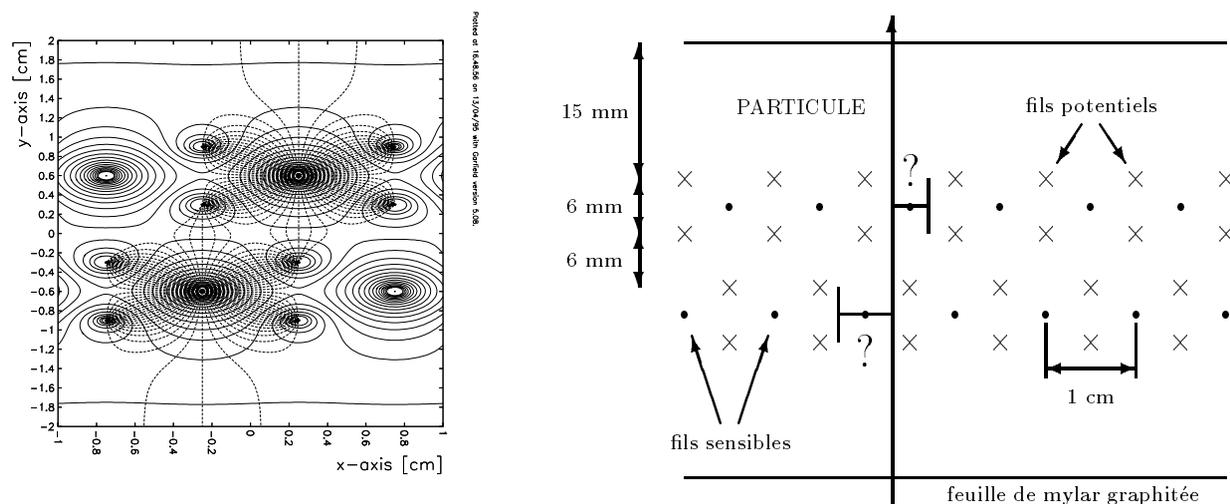


FIG. 2.6 – Cellule de dérive de NA48. Gauche : surfaces équipotentielles et lignes de champs autour de deux fils sensibles. Droite : vue constituée de deux plans en quinconce pour lever l'ambiguïté droite/gauche, représentée par les points d'interrogation.

Les fils potentiels et sensibles ont un rayon respectif de 120 et 20 μm . La distance entre deux fils sensibles d'un même plan est de 1 cm, et ils sont positionnés l'un par rapport à l'autre avec une précision de 10 μm . Le positionnement transverse global des fils est maîtrisé à mieux que 100 $\mu\text{m}/\text{m}$.

Le gaz utilisé est un mélange d'argon et d'éthane en proportions égales. En tant que gaz rare, l'argon favorise l'ionisation par rapport à l'excitation. L'éthane limite les émissions secondaires.

Pour lever l'ambiguïté droite/gauche, chaque plan de mesure est doublé d'un second plan décalé d'une demi-cellule par rapport au premier. La particule passant près d'un fil ira toucher le fil du second plan situé à sa droite ou à sa gauche, résolvant ainsi l'ambiguïté comme le montre la figure 2.6.

Le spectromètre comporte quatre chambres octogonales d'une envergure de 2,9 mètres. Chacune de ces chambres est constituée de quatre *vues* permettant une mesure selon quatre axes différents : horizontal, vertical et inclinés à $+45$ et -45 degrés. Chacune de ces vues comporte deux plans de 256 fils chacun. Au total, la chambre compte donc huit plans organisés comme sur la figure 2.7, et compte 2048 fils sensibles.

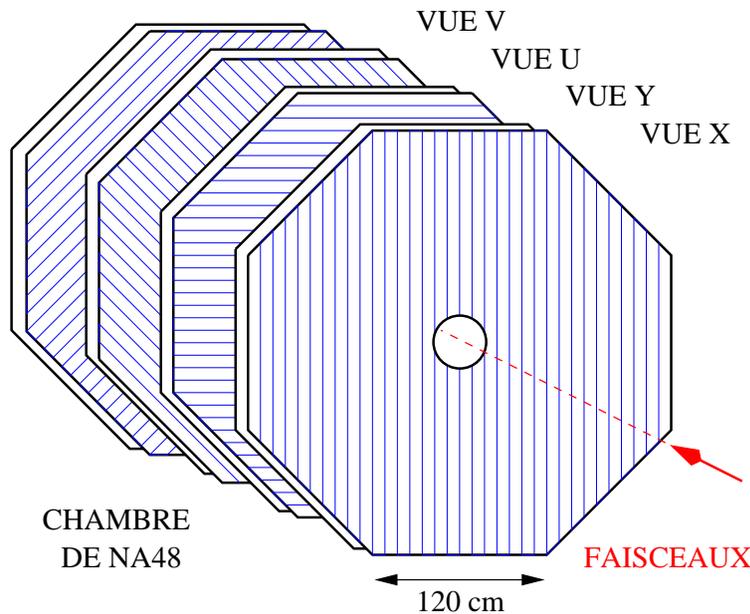


FIG. 2.7 – Une chambre de NA48 est constituée de 4 vues de deux plans de 256 fils chacun. L'orientation des fils est de 0, 90, $+45$, et -45 degrés par rapport à l'axe horizontal.

Les chambres s'ouvrent en leur centre sur un anneau permettant le passage du tube à vide des faisceaux. Entre les chambres se trouve de l'hélium contenu dans des portions de tank cylindriques qui les relient entre elles (voir figure 2.5).

L'aimant [39] : L'aimant crée un champ magnétique dipolaire vertical qui dévie horizontalement les particules chargées. À l'intensité nominale de fonctionnement (1200 ampères), son intégrale de champ est de 0,83 T.m et correspond à une impulsion transverse de 265 MeV/c. En son centre, le champ maximal est de 0,37 Tesla.

Il possède une ouverture de $2,45 \times 2,40 \text{ m}^2$, dans laquelle se glisse le tank d'hélium. Les inhomogénéités du champ sont inférieures à 10 % sur sa région utile, d'un diamètre de 2,37 mètres.

Électronique

Tous les fils sensibles sont reliés à des préamplificateurs, puis à des convertisseurs analogique/numérique temporels (TDC) qui mesurent le temps du signal avec un pas de 25/16 ns. L'information est alors enregistrée dans des mémoires circulaires (de rémanence 200 μ s) pour être distribuée sur demande au déclenchement de niveau 2 ou à l'acquisition.

La redondance des mesures au niveau d'une chambre améliore la résolution spatiale et permet surtout d'utiliser en ligne l'information des chambres à dérive pour le système de déclenchement (voir paragraphe 2.6.3) avec une bonne efficacité.

La troisième chambre n'a que deux vues (X et Y) équipées d'électronique. Elle est utilisée à la reconstruction mais pas pour le déclenchement. Il suffit en effet de deux chambres en amont de l'aimant pour déterminer la position des traces, et d'une en aval pour connaître les impulsions.

Reconstruction

À partir des temps de dérive mesurés dans les chambres, le programme de reconstruction retrace le trajet des particules au travers du spectromètre. À l'aide d'une carte détaillée du champ magnétique, il effectue un ajustement des six paramètres d'une trace : les positions en X et Y dans la première chambre, les angles de la particule par rapport à l'axe du faisceau, l'impulsion et le temps de passage.

La procédure d'ajustement tient compte de la diffusion multiple dans le tank à hélium et les chambres. Chaque chambre représente 4, $3 \cdot 10^{-3}$ longueur de radiation.

En associant deux traces et en calculant leur distance minimale d'approche⁵, il est possible de calculer le vertex dont elles sont éventuellement issues. Lorsque cette distance est suffisamment petite, typiquement trois centimètres, on considère que les traces viennent d'un même point. Le milieu du segment d'approche minimale représente alors une bonne approximation du vertex.

À partir de ces quantités, il est possible de calculer toutes les variables cinématiques d'un événement à deux traces. Un événement $\pi^+ \pi^-$ sera identifié par une masse invariante proche de celle des kaons neutres et une impulsion transverse faible.

Résolutions

Les paragraphes suivants décrivent les performances du spectromètre magnétique, de manière à illustrer quelles résolutions doivent être atteintes pour mener à bien la mesure de $Re(\epsilon'/\epsilon)$.

Points d'impact : la résolution spatiale peut-être obtenue en utilisant les mesures redondantes faites dans une chambre. En comparant ainsi la mesure d'une vue (par exemple X) à celle calculée à partir des autres vues ($X=[U+V]/\sqrt{2}$), on obtient une largeur de 180 μ m.

Une fois combinées toutes les mesures spatiales dans une chambre, la résolution sur une coordonnée est de 90 μ m.

Résolution temporelle : le temps de passage de la particule est un paramètre de l'ajustement et on obtient une résolution d'environ une nano-seconde par trace. Une mesure plus précise du temps de l'événement est obtenue grâce à l'hodoscope, comme nous le verrons au paragraphe 2.3.2.

⁵Ce calcul tient compte d'un champ magnétique résiduel qui a été mesuré dans l'enceinte de désintégration, longue de 90 mètres. Son ordre de grandeur est celui du champ terrestre.

Mesure de l'impulsion : la résolution sur l'impulsion reconstruite est donnée par la formule suivante, dans laquelle le premier terme correspond à l'incertitude due à la diffusion multiple et le second à l'incertitude provenant de la résolution spatiale des chambres :

$$\frac{\sigma_P}{P} = 0,5\% \oplus 0,009 \times P(\text{GeV}/c)\%. \quad (2.3)$$

La résolution sur l'impulsion est ainsi meilleure que 1 % en dessous de 100 GeV/c.

Reconstruction du vertex : les résolutions obtenues pour la position des vertex sont d'environ 50 cm le long de l'axe du faisceau, et 2 mm perpendiculairement à celui-ci. Puisque les faisceaux sont séparés verticalement par plus de quatre centimètres sur la zone de désintégration, cette résolution permet de les distinguer, comme l'illustre la figure 2.8.

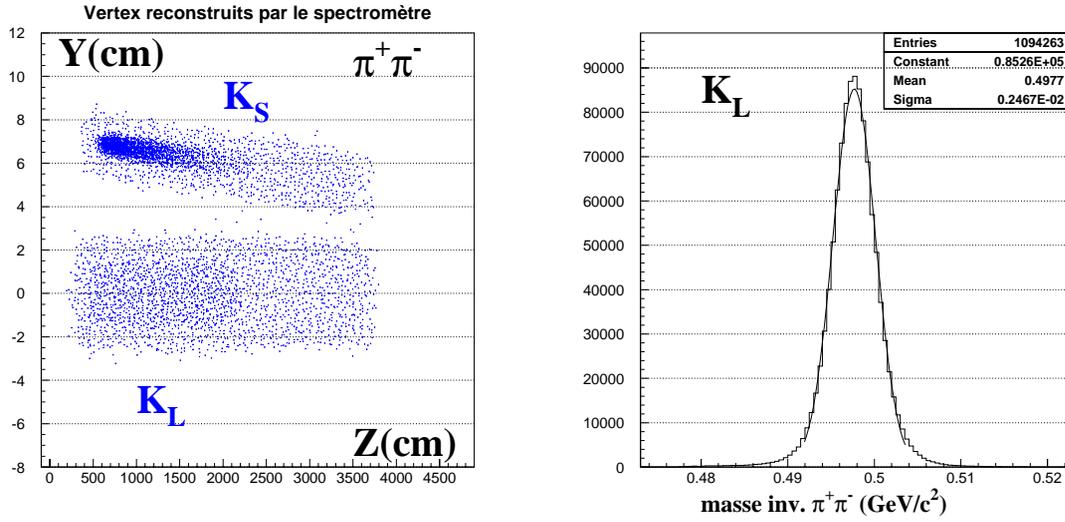


FIG. 2.8 – Gauche : positions de vertex reconstruits $\pi^+\pi^-$ dans le plan (Y,Z) montrant les deux faisceaux K_S et K_L . Droite : masse invariante $\pi^+\pi^-$ reconstruite pour des événements K_L .

Résolution sur la masse invariante : une fois qu'un bon vertex a été identifié, on peut calculer la masse invariante des deux particules, sous l'hypothèse qu'elles soient des pions :

$$M_{\pi\pi}^2 = \left(\sqrt{p_1^2 + m_\pi^2} + \sqrt{p_2^2 + m_\pi^2} \right)^2 - (\vec{p}_1 + \vec{p}_2)^2. \quad (2.4)$$

Cette quantité est une variable cruciale pour le rejet du bruit de fond $K_L \rightarrow \pi e \nu$ ou $K_L \rightarrow \pi \mu \nu$. La résolution que nous obtenons est de 2,5 MeV/c², comme le montre la figure 2.8.

2.3.2 Les plans de scintillateurs

La mesure précise du temps d'un événement chargé est fournie par un assemblage de scintillateurs plastiques situé en aval de la quatrième chambre à environ 120 mètres de la cible K_S . Il est constitué de deux plans de 64 lattes, l'un horizontal, l'autre vertical, distants de 74 cm (voir figure 2.9). La largeur des lattes est de 9,9 cm sur les bords et de 6,5 cm près du trou central — l'illumination y est plus grande — pour une longueur variant de 60 à 121 cm. La lumière produite par le passage d'une particule chargée est collectée à l'extrémité des lattes par des photomultiplicateurs et mesurée par une électronique rapide de lecture.

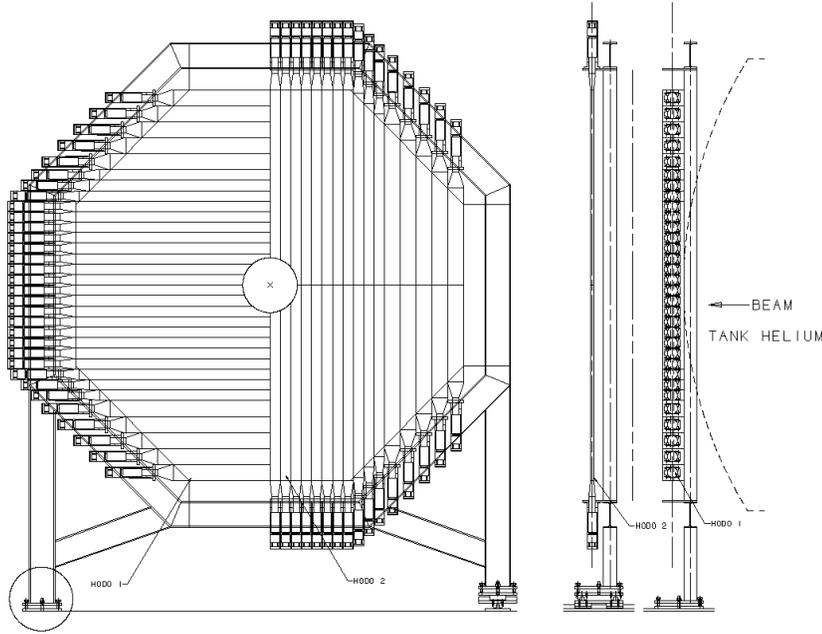


FIG. 2.9 – L'hodoscope chargé, composé d'un plan vertical et d'un plan horizontal de 64 lattes scintillantes disposées en quadrant.

Résolution temporelle

L'étiquetage de nos événements chargés se fait par la comparaison du temps fourni par cet *hodoscope* à celui des protons mesurés sur la ligne du faisceau K_S . Une bonne résolution temporelle est donc indispensable. Pour des événements comportant deux traces, elle est de 200 picosecondes (après reconstruction, association des traces aux coups dans l'hodoscope et prise en compte du temps de propagation de la lumière dans les lattes).

Le signal Q_X pour le déclenchement

L'hodoscope est également utilisé pour le déclenchement en mode chargé. Diverses associations logiques sont formées à partir des signaux recueillis sur les lattes. Dans la chaîne de déclenchement des événements $\pi^+ \pi^-$ pour la mesure de $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$, nous utilisons une condition formée par la coïncidence de coups dans des quadrants diamétralement opposés de l'hodoscope. On entend ici par quadrant le OU logique des lattes verticales et horizontales composant un quart de l'hodoscope, élargi de deux lattes pour éviter des effets de bords.

Ce signal, dénoté Q_X , déclenche donc sur tout événement à deux particules sans impulsion manquante, en particulier sur $\pi^+ \pi^-$. Il rejette une fraction des événements de bruit de fond $K_L \rightarrow \pi e \nu$ et $\pi \mu \nu$.

2.3.3 Le calorimètre hadronique

Un calorimètre à échantillonnage nous fournit une mesure de la position et de l'énergie des hadrons. Sa surface est de $2,7 \text{ m} \times 2,7 \text{ m}$ et il se compose de plans alternés de fer et de scintillateurs (voir figure 2.10). Il compte 48 plans pour une épaisseur totale de 1,2 m, correspondant à 7,2 longueurs d'interaction, assurant ainsi une absorption totale des gerbes hadroniques. Les lattes de scintillateurs, d'une épaisseur de 4,5 mm, viennent se loger entre les plans de fer.

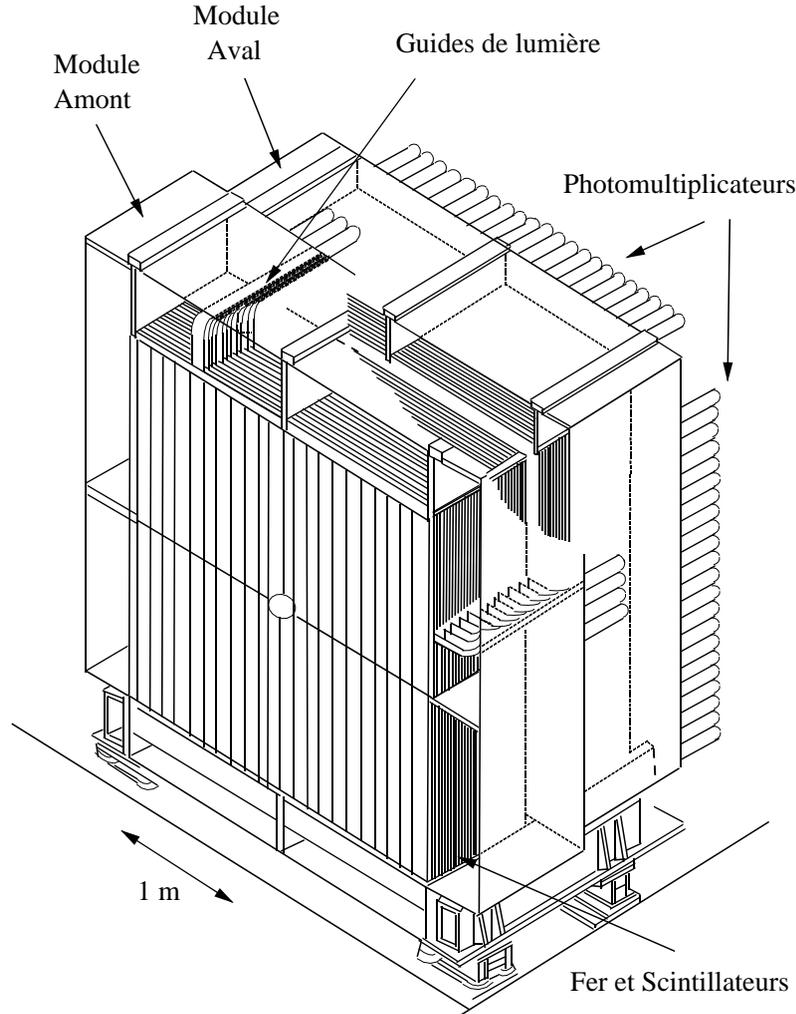


FIG. 2.10 – Le calorimètre hadronique.

La résolution du calorimètre électromagnétique est suffisante pour rejeter les électrons des désintégrations $\pi e \nu$ à un niveau satisfaisant. L'identification des muons des désintégrations $\pi \mu \nu$ est quant à elle assurée par les compteurs de muons. Le calorimètre hadronique n'est donc pas nécessaire pour le rejet des bruits de fond. Il est par contre utilisé dans la chaîne de déclenchement pour le mode chargé.

Le signal E_{tot}

Une condition de dépôt minimal d'énergie hadronique est requise au premier niveau de déclenchement. Ce signal, dénommé E_{tot} , est la somme pondérée des énergies déposées dans les calorimètres hadronique et électromagnétique. Il est efficace pour des événements $\pi^+ \pi^-$ pour lesquels l'énergie des pions est déposée dans sa quasi-totalité dans les détecteurs. Il discrimine les désintégrations $\pi \mu \nu$ puisqu'il leur manque l'énergie du neutrino et que le muon ne dépose que très peu d'énergie dans les deux calorimètres.

2.3.4 Les compteurs de muons

En aval de tous les autres détecteurs sont disposés trois murs de fer de 80 cm, suivi chacun par un plan de scintillateur. Électrons et hadrons sont absorbés dans les détecteurs précédents ou

le fer, et ces scintillateurs ne reçoivent essentiellement que des muons. La coïncidence temporelle d'une trace reconstruite dans le spectromètre et d'un signal dans les lattes correspondantes signe donc la présence d'un muon et nous permet de rejeter le bruit de fond $K_L \rightarrow \pi \mu \nu$.

La figure 2.11 illustre la disposition des lattes de scintillateurs. Les deux premiers plans sont constitués de onze lattes larges de 25 centimètres, positionnées horizontalement (plan 1) et verticalement (plan 2). Longues de 2,7 mètres, elles sont lues à leurs deux extrémités par des photomultiplicateurs. Au niveau du tube à vide, il s'agit en fait de demi-lattes laissant une ouverture carrée pour son passage. Le dernier plan est horizontal et constitué de six lattes de 44,7 cm de largeur.

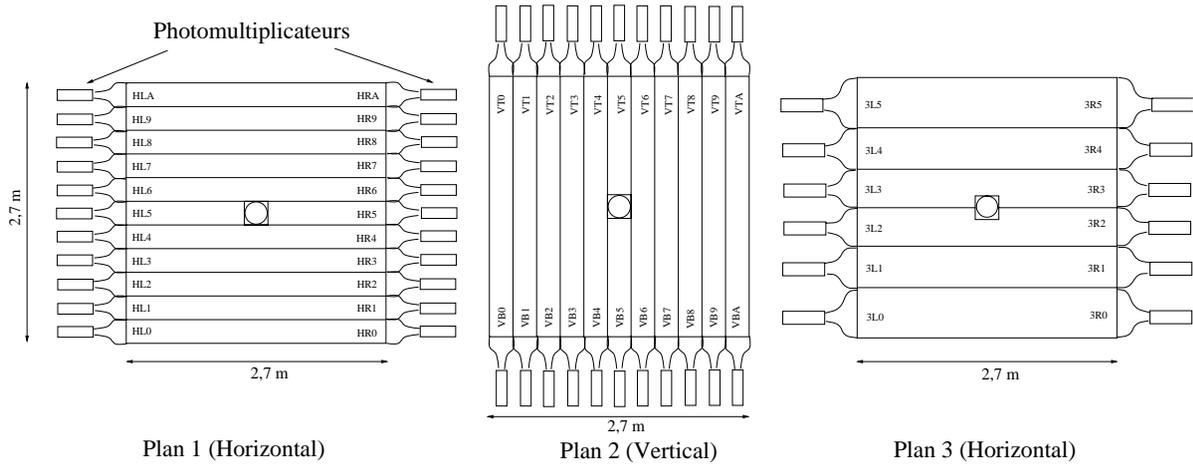


FIG. 2.11 – Les trois plans de scintillateurs pour le veto à muons.

2.4 Détection des désintégrations en $\pi^0 \pi^0$

La détection des photons de désintégration des pions neutres est assurée par un calorimètre au krypton liquide. Dans le volume de krypton sont en fait plongés deux détecteurs distincts :

- Un réseau d'électrodes de lecture d'une granularité de 4 cm^2 pour la mesure précise de l'énergie, du point d'impact et du temps des photons.
- Un hodoscope composé de fibres scintillantes pour une mesure redondante du temps.

2.4.1 Le calorimètre à krypton liquide

Le but de ce détecteur est de détecter les photons de désintégration des pions neutres, ainsi que de mesurer précisément leur énergie, leur position et leur temps de passage. Il sert également à identifier les électrons qui y déposent la quasi-totalité de leur énergie.

Principe [40]

Les photons de haute énergie interagissent principalement avec la matière en créant des paires électron-positron. À leur tour, les électrons et les positrons émettent des photons par *bremsstrahlung* (rayonnement de freinage). Le passage d'un photon ou d'un électron dans la matière se caractérise ainsi par le développement d'une gerbe électromagnétique composée de photons, d'électrons et de positrons.

Électrons et positrons ionisent le liquide qu'ils traversent et les électrons de basse énergie ainsi créés peuvent être récoltés sur des électrodes développant un champ électrique dans lequel ces particules secondaires dérivent.

Le développement longitudinal de la gerbe est caractérisé par la longueur de radiation X_0 du milieu considéré⁶. Son développement latéral est caractérisé par le rayon de Molière R_M et conditionne la résolution spatiale d'un calorimètre, puisqu'une gerbe est contenue à 95 % dans $2R_M$.

Le calorimètre de NA48 [41]

Le choix de NA48 s'est porté sur un calorimètre quasi-homogène à krypton liquide. Les liquides nobles tels que l'argon, le krypton ou le xénon fournissent une réponse linéaire et ne souffrent pas de vieillissement du milieu actif. L'uniformité du milieu sur l'ensemble du calorimètre permet de réaliser des électrodes de forme variée. La réponse est également rapide et offre une bonne résolution temporelle, utile pour l'étiquetage et la séparation des événements.

Le rayon de Molière du krypton liquide (6,1 cm) permet d'obtenir une bonne résolution spatiale.

Géométrie des cellules : le calorimètre a été conçu pour offrir un échantillonnage complet de la gerbe. Sa profondeur correspond à 27 longueurs de radiation du krypton liquide ($X_0 = 4,7$ cm), soit 1,25 mètre environ.

La surface utile du calorimètre (5,3 m²) est divisée en 13 248 cellules de 2 cm × 2 cm. Chaque cellule est composée d'une anode centrale intercalée entre deux cathodes distantes de 2 cm, comme l'illustre la figure 2.12.

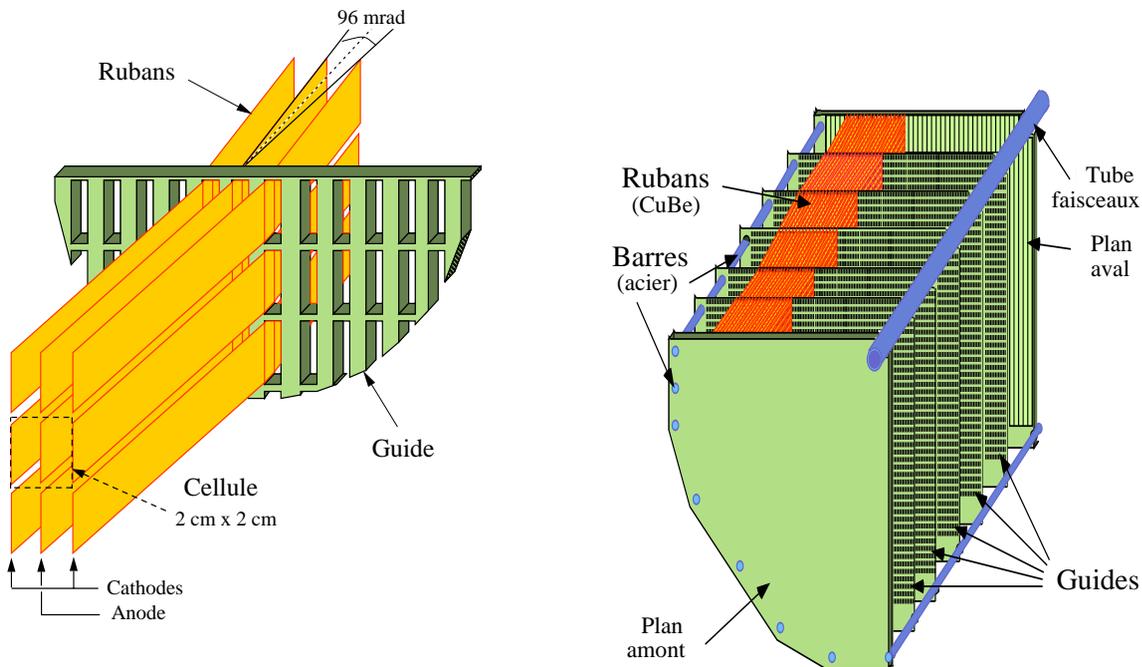


FIG. 2.12 – Gauche : détail de la structure des rubans au passage d'un guide. Une cellule est composée de deux rubans cathodiques entourant une anode. Droite : quart inférieur gauche du calorimètre. Les rubans suivent un zigzag imposé par cinq guides.

⁶Une gerbe électromagnétique de 50 GeV dépose 95 % de son énergie dans $24 X_0$

Les électrodes sont des rubans en alliage de cuivre (98 %) et de béryllium (2 %) de $40 \mu\text{m}$ d'épaisseur. Chaque cellule s'étend sur toute la longueur du calorimètre et intègre sur $1,25 \text{ m}$ l'énergie déposée dans ses 4 cm^2 .

Positionnement : le courant induit par une charge qui dérive entre deux électrodes étant inversement proportionnel à leur distance [40], un positionnement précis des rubans est indispensable pour obtenir une réponse uniforme et une bonne résolution sur l'énergie.

Les électrodes sont tendues entre deux plans en fibre de verre maintenus à une distance de 125 cm par trente barres d'acier, comme on le voit sur la figure 2.12. Cinq plans supplémentaires sont échelonnés dans cet espace et guident les rubans par des fentes de cinq millimètres précisément usinées ; la tolérance sur le bord contre lequel l'électrode repose est de $\pm 20 \mu\text{m}$.

L'ensemble de la géométrie des cellules est dilatée de $1,1 \%$ sur les 1268 mm des électrodes, imposant ainsi une **projectivité** du calorimètre à 115 mètres en aval de sa face d'entrée, c'est-à-dire au milieu de notre zone de désintégration. L'objectif de cette inclinaison est de diminuer la sensibilité de la mesure de la position latérale de la gerbe aux fluctuations de sa profondeur. Quel que soit le point d'amorce de la gerbe — il est typiquement d'une longueur de radiation — le barycentre énergétique au niveau de la face d'entrée du calorimètre est une bonne approximation de la position latérale de la gerbe, comme l'illustre la figure 2.13.

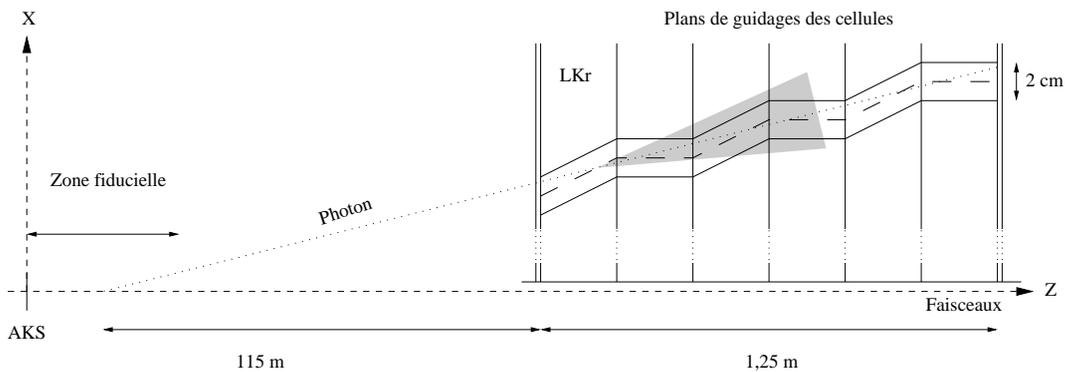


FIG. 2.13 – Schéma illustrant la structure projective des cellules du calorimètre et le zigzag autour de la direction de projection.

La réponse du calorimètre à des particules passant à proximité des électrodes est atténuée pour deux raisons : l'inactivité du matériau constituant les électrodes et surtout le temps fini d'intégration du signal.

La méthode de lecture utilisée est la technique dite *du courant initial*. Le temps d'intégration du signal est court ($\Delta t = 150 \text{ ns}$) devant le temps de dérive des électrons (inférieur à $4 \mu\text{s}$ pour 1 cm). La méthode minimise les fluctuations, rendant le courant directement proportionnel à la charge déposée ($Q = C \cdot \Delta t$).

Mais si le temps de dérive t_d est inférieur au temps d'intégration Δt , le courant estimé ($C \cdot \Delta t$) est inférieur au courant effectivement déposé $C \cdot t_d$ et l'énergie est sous-estimée.

Outre la précision du positionnement, les guides ont pour rôle d'imposer un **zigzag** de $\pm 48 \text{ mrad}$ aux électrodes. Cette structure minimise l'effet précédemment évoqué puisque la cellule se déplace de $\pm 1 \text{ cm}$, soit une demi-cellule, autour de la direction de projection, évitant ainsi que la gerbe se développe parallèlement à une électrode (voir figure 2.13).

Cryogénie : la température d'ébullition du krypton liquide étant de 120 K , l'ensemble du calorimètre doit être plongé dans un système cryogénique adéquat. Outre la structure même du calorimètre, le cryostat contient 24 tonnes de krypton (9 m^3). Le krypton qui s'évapore est filtré,

liquéfié et réintroduit dans le cryostat, maintenant ainsi sa température et sa pureté, et donc ses propriétés physiques.

Haute Tension : le champ de dérive est créé en portant les cathodes à la masse et les anodes à une haute tension positive. Le prototype du calorimètre [41] a été testé jusqu'à des tensions de 10 kV correspondant à une vitesse de dérive de 3,8 mm/ μ s. En 1997 une tension de 1,5 kV ($v_d = 2,7$ mm/ μ s) a été appliquée en raison du claquage de certains des condensateurs de blocage⁷.

Il en résulte une perte de signal d'environ 20 % et une augmentation de l'effet de charge d'espace[42]. Cet effet réside dans l'accumulation des ions au cours du déversement. Une correction dépendante du temps et du rayon — le centre est plus illuminé — est appliquée et l'effet résiduel est négligeable [43].

La colonne « morte » : en 1997 une colonne verticale de 4 cm de large s'est trouvée déconnectée de la haute tension une fois plongée dans le krypton liquide. Pour l'analyse, des critères d'acceptance sont appliqués pour éviter que l'énergie reconstruite des photons soit incomplète, ou qu'un électron ne soit pas identifié car pointant vers cette colonne. La perte d'événements $\pi^0 \pi^0$ est d'environ 20 %.

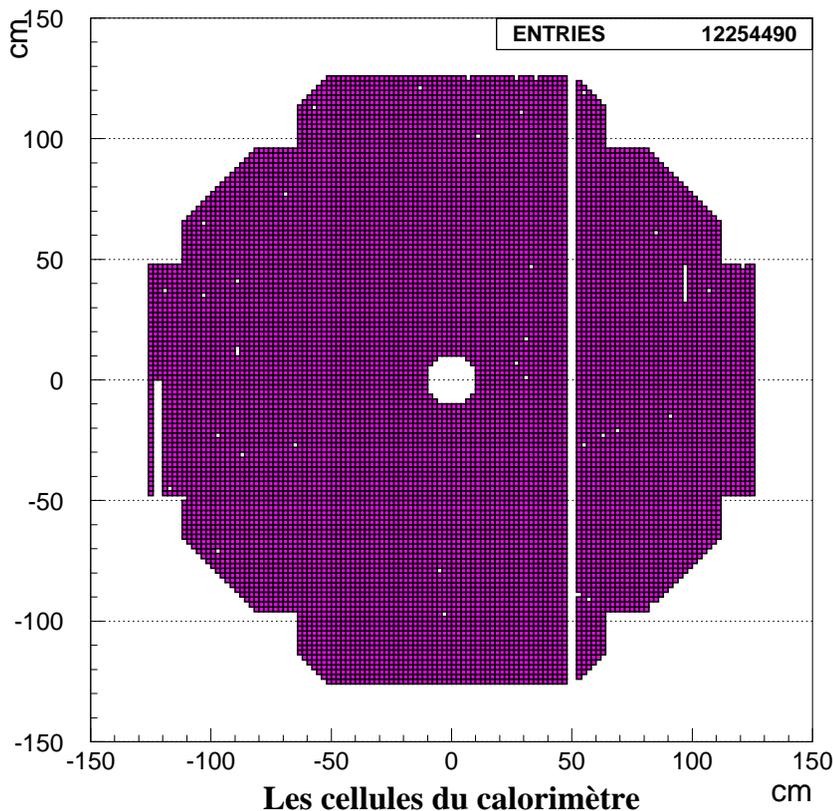


FIG. 2.14 – Les 13 248 cellules du calorimètre. La colonne et des cellules mortes apparaissent en blanc.

⁷En 1998, ce problème fut réglé par le remplacement de tous les condensateurs et le calorimètre opéré à une tension de 3,0 kV.

La figure 2.14 montre la disposition des cellules du calorimètre autour du tube à vide des faisceaux, ainsi que l'emplacement de la colonne et des cellules mortes, environ 40 sur 13 000.

Électronique [44]

La chaîne électronique de traitement du signal récolté sur une anode se divise en trois étages successifs :

- Le premier étage est constitué de préamplificateurs montés directement sur la face arrière du calorimètre, dans le krypton liquide, ce qui présente l'avantage d'amplifier le signal avant qu'il ne se détériore par son transport dans des câbles.
- Le deuxième étage se situe en sortie du calorimètre. Il est composé de *transceivers* dont le rôle est de restaurer la forme triangulaire du signal original et de l'amplifier encore.
- Le dernier étage est composé de C.P.D. (*Calorimeter Pipelined Digitizer*) qui mettent en forme le signal, choisissent dynamiquement un des quatre gains à lui appliquer, l'amplifient selon ces gains et mesurent son intensité. Ces opérations ont lieu toutes les 25 ns et un ajustement du maximum de la distribution temporelle permet de reconstruire le temps de l'événement. Une intégration du signal pondéré par les gains donne une mesure de l'énergie déposée dans la cellule considérée.

Calibration

La calibration se fait en deux étapes :

- **En ligne**, des signaux de calibration sont injectés à l'entrée des préamplificateurs. Ces événements de calibration sont enregistrés de manière continue durant la prise de données. Différents schémas sont utilisés pour injecter différentes amplitudes de signal dans chaque cellule. L'analyse de la réponse du calorimètre à ces événements artificiels et connus permet de modifier, si besoin est, les constantes de calibration des cellules. Cette opération permet de conserver une stabilité de la calibration au cours du temps meilleure que 1 %.
- Une correction est ensuite appliquée pour ajuster la calibration absolue de chaque cellule. Cette tâche est effectuée grâce aux électrons des désintégrations $K_L \rightarrow \pi e \nu$, par comparaison statistique des énergies mesurées par le calorimètre aux impulsions mesurées par le spectromètre. Une constante de calibration par cellule est ainsi calculée et appliquée[43].

Reconstruction

Un algorithme de recherche d'amas d'énergie est utilisé pour regrouper les cellules appartenant à une même gerbe. Les gerbes d'un événement sont combinées quatre à quatre pour tester l'hypothèse de la désintégration d'un kaon en deux pions se désintégrant chacun en deux photons. L'ensemble des critères permettant de distinguer un événement $\pi^0\pi^0$ d'un événement $3\pi^0$ seront décrits au paragraphe 3.2.

Les paragraphes suivants décrivent les résolutions obtenues par le calorimètre électromagnétique. Le lecteur pourra trouver une étude détaillée de ses performances dans la thèse de José Ocariz [43].

Point d'impact : la résolution spatiale d'une gerbe d'électrons est obtenue en comparant le barycentre des cellules composant une gerbe à l'extrapolation de la trace d'un électron vu par le spectromètre. Elle est meilleure que 1 mm à partir de 25 GeV, et peut être paramétrée ainsi : $\sigma_{x,y} = (4, 2/\sqrt{E(\text{GeV})} \oplus 0, 6)$ mm.

Résolution temporelle : La résolution sur la différence de deux amas calorimétriques issus d'un même événement est de 530 ps, soit 375 ps par amas. La mesure de temps que l'on en déduit pour des événements $\pi^0\pi^0$ est suffisamment précise pour être utilisée pour identifier les K_S , par comparaison avec le temps des protons mesuré par la station d'étiquetage.

Mesure d'énergie : sa résolution, cruciale pour notre expérience, s'obtient en la comparant à l'impulsion d'électrons mesurée par le spectromètre, dans des événements $\pi e\nu$ ou en faisceau d'électrons monocinétiques. Une fois la résolution du spectromètre (équation 2.3) déconvoluée, on obtient :

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{0,125}{E(\text{GeV})} \oplus \frac{3.2\%}{\sqrt{E(\text{GeV})}} \oplus 0.5\%. \quad (2.5)$$

La résolution de notre calorimètre est ainsi meilleure que 1 % au dessus de 20 GeV. Les trois termes ci-dessus ont des origines distinctes :

- Le premier terme rend compte des phénomènes qui ne dépendent pas de l'énergie de la particule — $\sigma(E)$ est constant — tels que le bruit électronique ou la radioactivité du milieu.
- Le deuxième terme en $1/\sqrt{E}$ est caractéristique des fluctuations des phénomènes produisant la gerbe.
- Le troisième terme ($\sigma(E) \propto E$) est produit par les erreurs d'intercalibration ou la présence de matériel absorbant.

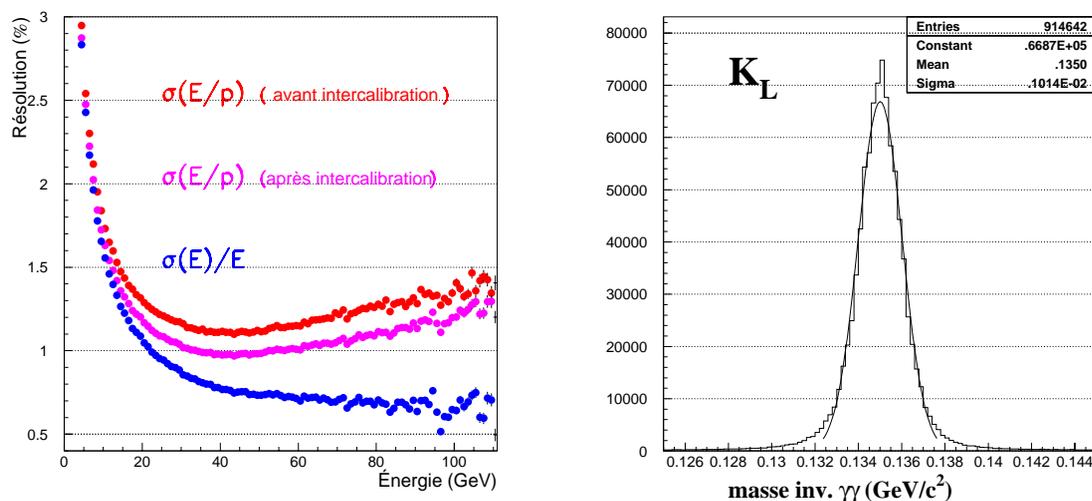


FIG. 2.15 – Gauche : résolution en énergie. Droite : masse invariante photon-photon reconstruite pour des événements $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0$.

Vertex reconstruit : la résolution sur la position longitudinale du vertex est directement liée aux résolutions spatiale et en énergie. Elle vaut 50 cm environ, comme pour le mode chargé.

Résolution sur la masse invariante des π^0 : la résolution sur la masse invariante des π^0 dépend à la fois de la résolution spatiale et en énergie. Après sélection des événements $\pi^0\pi^0$, on obtient une résolution de 1,0 MeV/c^2 , comme l'illustre la figure 2.15.

2.4.2 Les fibres scintillantes

En plus des électrodes de mesure du courant induit par une gerbe électromagnétique, le krypton liquide accueille un second détecteur : un réseau de fibres scintillantes situé au niveau du deuxième guide. Ces 10 080 fibres sont regroupées par 20 en 504 faisceaux qui sont glissés le long des zones pleines du deuxième plan de guidage, entre les rubans.

Ce placement correspond à environ $9 X_0$, soit l'endroit où le dépôt d'énergie est maximal. L'intérêt de ce détecteur est double :

Résolution temporelle

Cet *hodoscope neutre* fournit une seconde mesure du temps d'un événement $\pi^0\pi^0$, indépendante de celle du calorimètre, avec une résolution comparable de 250 ps.

Déclenchement

Le déclenchement pour le mode $\pi^0\pi^0$ est fourni par une analyse en ligne des cellules du calorimètre; l'hodoscope neutre fournit un second déclenchement, décorrélé, permettant d'en mesurer l'efficacité.

2.5 L'étiquetage des KS

Principe

Comme nous l'avons vu sur la figure 2.8, la résolution spatiale du spectromètre magnétique dans la direction verticale permet de séparer les deux faisceaux. Il est ainsi possible de connaître la provenance des événements $\pi^+\pi^-$. Cela ne peut être obtenu pour les événements $\pi^0\pi^0$, puisque le calorimètre ne mesure pas la direction des particules et que les faisceaux convergent à son niveau.

Pour distinguer les $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0$ des $K_S \rightarrow \pi^0\pi^0$ nous comparons l'instant de l'événement, donné par le calorimètre électromagnétique et/ou l'hodoscope neutre, au temps des protons voyageant vers la cible K_S . Si coïncidence il y a, l'événement est considéré comme K_S . Une étude détaillée des mesures de temps et des performances de l'étiquetage peut être trouvée dans la thèse de Sabine Crépey [44].

Pour le mode chargé, on utilise la même technique pour minimiser les biais de la méthode. L'instant de l'événement est alors fourni par l'hodoscope chargé. La capacité de séparation des faisceaux par le spectromètre reste cruciale car c'est elle qui nous permettra de corriger les effets d'étiquetage accidentel.

La station d'étiquetage [36]

La station de détection des protons se situe à environ 25 mètres de la cible K_L , avant qu'ils ne rejoignent l'axe principal pour être convoyés jusqu'à la cible K_S où ils produisent éventuellement un kaon. Ce détecteur voit ainsi un flux intense de $3,4 \cdot 10^7$ protons toutes les 2,4 secondes, soit un taux moyen de 14 MHz.

Pour répartir ce flux, trop important pour être détecté par un unique scintillateur, la station se compose de 2×12 lamelles scintillantes qui ne couvrent chacune qu'une petite partie du faisceau. Le flux vu par une lamelle n'est alors plus que 1 à 2 MHz.

Les douze lamelles horizontales et les douze lamelles verticales sont alternativement disposées sur un support en fibres de carbone (voir figure 2.16). Chaque scintillateur est équipé d'un guide de lumière en plexiglas et d'un photomultiplicateur.

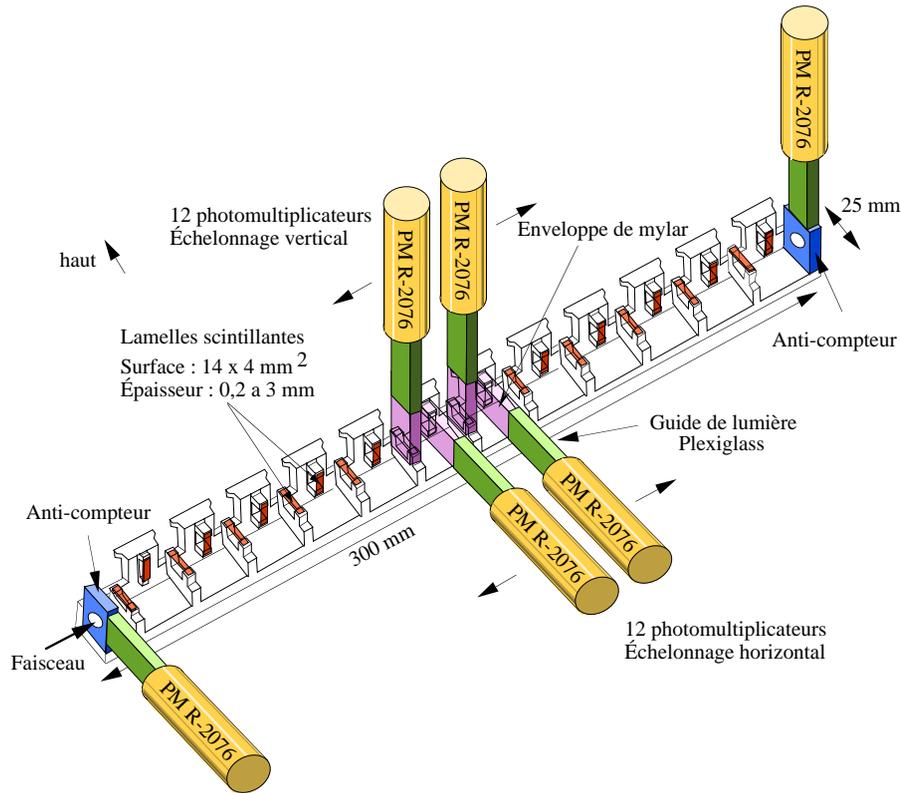


FIG. 2.16 – La station d'étiquetage des protons.

Les douze lamelles (verticales ou horizontales) sont décalées de manière à se partager l'intensité du faisceau, comme l'illustre la figure 2.17. Un recouvrement de 50 micromètres entre deux lamelles successives a été prévu pour minimiser les zones mortes et les inefficacités. À ce recouvrement près, chaque proton sera vu par deux lamelles, une horizontale et une verticale, ce qui minimise les inefficacités de la détection.

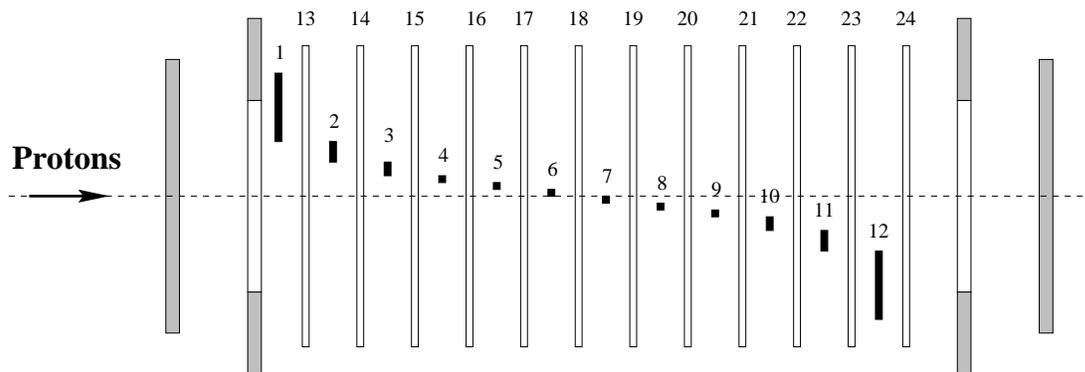


FIG. 2.17 – Répartition spatiale des lamelles scintillantes (vue de côté). Les scintillateurs numérotés de 1 à 12 sont horizontaux; les 13 à 24 sont verticaux. Un moniteur et un anti-compteur sont disposés à chaque extrémité.

Cette même figure 2.17 montre également que la largeur des lamelles n'est pas constante, allant de 0,2 à 3 mm, du milieu aux bords. L'intensité du faisceau affecte un profil essentiellement gaussien et la taille décroissante des lamelles vers le centre équilibre le flux reçu par chacune d'elles.

Les photomultiplicateurs sont lus par deux convertisseurs analogique/numérique rapides (FADC) fonctionnant à 500 MHz. En les décalant d'une demi-période, on obtient un échantillonnage du signal à 1 GHz (960 MHz exactement) [45].

Performances

L'électronique rapide permet une séparation de deux signaux proches de 4 ns, soit un temps mort de quelques pour mille par lamelles. De plus, la faible probabilité pour qu'un proton suivant un autre proton à moins de 4 ns passe par les deux mêmes lamelles, réduit sensiblement ce temps mort.

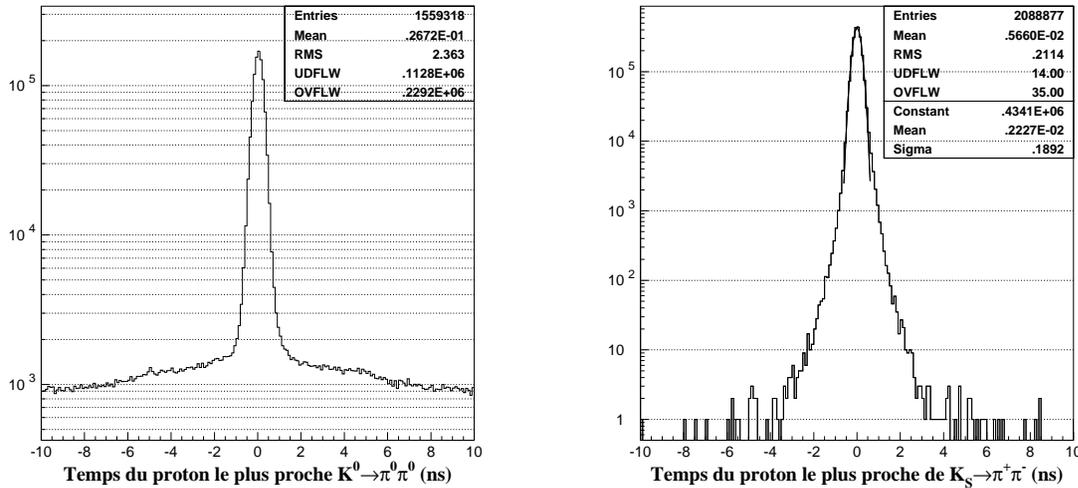


FIG. 2.18 – Différence du temps de l'événement et du temps du proton le plus proche. Gauche : pour des événements $\pi^0 \pi^0$ (K_S et K_L). Droite : pour des événements $K_S \rightarrow \pi^+ \pi^-$ identifiés par la position de leur vertex.

La figure 2.18 montre la distribution de la différence du temps des événements au temps du proton le plus proche. Pour les événements $\pi^0 \pi^0$ (à gauche) se superposent la distribution des K_S piquée à zéro et celle des K_L , uniforme. Pour des événements $K_S \rightarrow \pi^+ \pi^-$ identifiés par la position du vertex reconstruit par le spectromètre, on obtient (à droite) la distribution caractéristique des K_S . Le niveau des queues de distribution est très faible et la résolution est de 190 ps.

L'inefficacité de l'étiquetage peut-être mesurée grâce à la distribution des $K_S \rightarrow \pi^+ \pi^-$. Pour une fenêtre de ± 2 ns, on obtient $(1,5 \pm 0,1) \cdot 10^{-4}$. Ce nombre est obtenu grâce aux événements chargés identifiables par le vertex. Nous verrons au chapitre 5.1 comment on l'estime dans le mode neutre, ainsi que le biais sur la mesure du double rapport R que peut engendrer une différence d'inefficacité entre événements chargés et neutres.

2.6 Le déclenchement et l'acquisition

Dans le faisceau K_L , les désintégrations en deux pions s'accompagnent de désintégrations en trois corps ($3\pi^0$, $\pi^+\pi^-\pi^0$, $\pi e\nu$, $\pi\mu\nu$) typiquement 300 fois plus fréquentes. Le système de déclenchement doit donc être particulièrement **sélectif** pour que l'acquisition puisse fonctionner à l'intensité nécessaire pour collecter une statistique suffisante. Il doit également être **efficace** et avoir un temps mort aussi faible que possible, de manière à ne pas biaiser le rapport K_S/K_L dans un mode donné.

2.6.1 Horloge et mémoire

Nous utilisons deux systèmes principaux de déclenchement, pour les modes neutres et pour les modes chargés. Ils font appel à l'information de plusieurs détecteurs et une bonne synchronisation de l'ensemble est indispensable. Le temps que prennent ces systèmes pour rendre leur verdict est fixe pour le cas neutre et variable pour le cas chargé, limité à 130 μs . Une décision d'acquisition donnée est donc prise en un temps variable.

Tous les détecteurs doivent donc garder en mémoire l'information qu'ils ont reçue. Dans NA48, la rémanence de ces mémoires est de 204,8 μs . Ce sont des mémoires à accès aléatoire (RAM), d'adressage circulaire : l'information la plus ancienne — elle est vieille de 204,8 μs — est remplacée par l'information actuelle.

Pour que les différents systèmes puissent communiquer, ils utilisent une référence temporelle commune [46]. Un signal périodique de 40 MHz, créé par un générateur d'impulsion est distribué à tous les détecteurs, ainsi qu'aux systèmes de déclenchement et d'acquisition.

Ainsi, un événement peut être repéré de tous les systèmes, par le nombre de pulsations d'horloge écoulées depuis le début du déversement. L'unité de cet étiquetage vaut donc 25 ns. Certains détecteurs ont besoin d'un échantillonnage plus fin pour atteindre des résolutions temporelles meilleures. Ils sont obtenus par déphasage et recombinaison du signal de l'horloge, comme les sont par exemple les unités de 25/16 ns déjà évoquées pour les chambres à dérive.

Un système de déclenchement envoie l'*étiquette temporelle* des événements sélectionnés au système d'acquisition qui requiert l'information de tous les détecteurs autour de cette étiquette, pour la sauvegarder sur bandes magnétiques.

2.6.2 Déclenchement sur les désintégrations en $\pi^0 \pi^0$

Le système de déclenchement neutre [47] utilise l'information du calorimètre à krypton liquide pour calculer certaines quantités physiques et appliquer des critères discriminants en ligne.

Son fonctionnement peut être divisé en quatre étapes :

- Les 13 248 cellules du calorimètre sont sommées en sur-cellules de 2×8 et 8×2 cellules, verticalement et horizontalement. Leurs signaux sont numérisés par des convertisseurs analogique/numérique rapides (FADC) cadencés à 40 MHz. Cette étape est assurée par des circuits des CPD du calorimètre.
- Les sur-cellules sont ensuite sommées en 64 lignes et 64 colonnes du calorimètre, d'une largeur de deux cellules. On obtient ainsi les projections horizontale et verticale de l'énergie déposée dans le calorimètre, échantillonnée toutes les 25 ns.
- À partir de ces sommes, un circuit calcule le nombre de pics, l'énergie totale, ainsi que les premier et second moments d'énergie ($M_1^x = \sum x_i E_i$ et $M_2^x = \sum x_i^2 E_i$) dans les projection x et y .

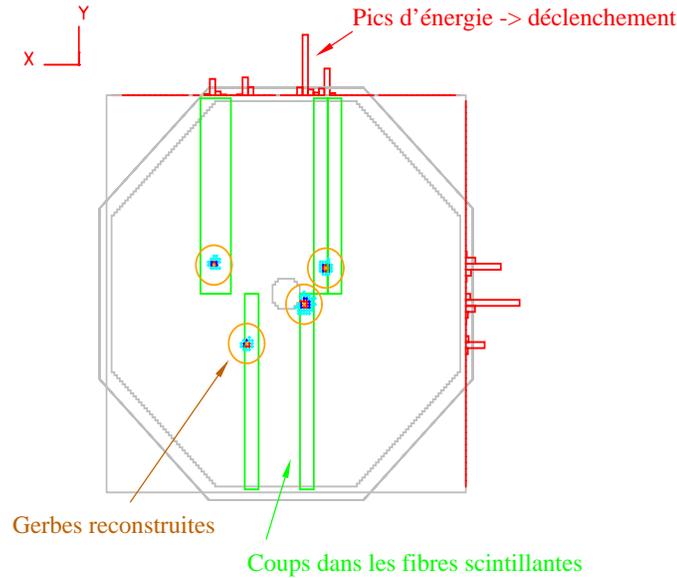


FIG. 2.19 – Exemple d'événement $\pi^0 \pi^0$ vu par le calorimètre (gerbes), le système de déclenchement neutre (pics d'énergie en projection) et l'hodoscope neutre (fibres scintillantes).

- La dernière étape est constituée de tables de conversion qui calculent les quantités physiques :
 - l'énergie E : moyenne des énergies par projection.
 - le barycentre : $\sqrt{(M_1^x)^2 + (M_1^y)^2}/E$
 - le vertex longitudinal : $\sqrt{E(M_2^x + M_2^y) - (M_1^x)^2 - (M_1^y)^2}/m_K$

Une décision de déclenchement est prise toutes les 25 ns, à partir des quantités ci-dessus. Le temps total nécessaire à la décision est fixe et vaut 3 μ s. Les critères appliqués en 1997 sont résumés dans le tableau 2.2.

Quantité	coupure
Énergie	> 50 GeV
Barycentre	< 15 cm
Temps de vie	< 5,5 τ_S
Nombre de pics (par projection)	< 6

TAB. 2.2 – Sélection appliquée par le déclenchement en mode neutre en 1997.

L'énergie doit être suffisante pour entrer dans notre zone d'intérêt. Si tous les photons d'événements $2\pi^0$ ou $3\pi^0$ sont entrés dans l'acceptance du détecteur, leur barycentre énergétique doit être proche de l'axe du faisceau. Le nombre de pics par projections d'un événement $3\pi^0$ peut dépasser le maximum de quatre pour un événement $2\pi^0$, et on peut ainsi le discriminer. Enfin, la position longitudinale du vertex — ce qui revient à sa durée de vie puisque son énergie est connue — doit être dans notre région d'intérêt. Ce critère est discriminant pour les événements $3\pi^0$ qui possèdent moins de 6 gerbes reconstruites puisqu'il manque alors de l'énergie et la position reconstruite du vertex est plus proche que sa véritable position.

Contrôle d'efficacité : pour mesurer l'efficacité du système de déclenchement neutre, nous déclenchons sur une fraction des événements vus par l'hodoscope neutre, indépendamment du calorimètre. L'efficacité mesurée sur cet échantillon de contrôle est $99,88 \pm 0,04$ %. La figure 2.19 représente un événement $\pi^0 \pi^0$ vu par les différents systèmes.

2.6.3 Déclenchement sur les désintégrations en $\pi^+ \pi^-$

Ce déclenchement se fait en plusieurs niveaux, traités par des systèmes électroniques distincts. Les efficacités de ces systèmes sont étudiées dans le chapitre 4.

Niveau 1

Un premier niveau de déclenchement permet d'effectuer une présélection rapide d'événements possédant les caractéristiques grossières d'un $\pi^+ \pi^-$. Le signal de niveau 1 est engendré comme suit :

Q_X : ce signal provient de l'hodoscope chargé et a été décrit dans le paragraphe 2.3.2. Il s'agit d'une coïncidence de signaux dans des quadrants diamétralement opposés, propre aux désintégrations à deux corps.

La présélection : on applique au signal Q_X une présélection⁸ pour réduire le taux d'entrée au niveau 2. Un module électronique supprime une impulsion sur deux du signal Q_X , qui devient ce que l'on dénote par $Q_X/2$. Cette opération divise bien sûr par deux le nombre d'événements chargés acquis par NA48, mais la puissance statistique reste limitée par les modes neutres, comme nous pouvons le déduire du tableau 2.1.

E_{tot} : le signal E_{tot} est élaboré par le système de déclenchement neutre, à partir des énergies mesurées dans les calorimètres électromagnétique et hadronique. Les énergies sont pondérées et sommées pour rendre compte du fait qu'un pion chargé dépose moins d'énergie « électromagnétique » que d'énergie « hadronique » : $E_{tot} = 1,7.E_{elec} + E_{hadr}$. Si le signal dépasse un seuil équivalent à 30 GeV, une condition de déclenchement est formée. Elle est efficace pour des événements $\pi^+ \pi^-$, mais pas pour les $\pi\mu\nu$, pour lesquelles il manque l'énergie du neutrino et du muon.

La coïncidence $\frac{Q_X}{2} \times E_{tot}$: la coïncidence entre les signaux $Q_X/2$ et E_{tot} est effectuée par le **superviseur de niveau 1** (L1TS) qui envoie cette décision au système de déclenchement chargé de niveau 2.

Niveau 2 [48]

Le système de niveau 2 est activé par le superviseur de niveau 1. À chaque signal $\frac{Q_X}{2} \times E_{tot}$, une étiquette temporelle (en unité de 25 ns) est envoyée au système de lecture du spectromètre pour signaler un événement sélectionné par la logique de niveau 1. Les données des chambres à dérive sont extraites des mémoires dans une fenêtre temporelle autour cette étiquette, puis analysées en ligne selon les étapes suivantes, dont on peut trouver une description détaillée dans la thèse de Stéphane Schanne [49] :

⁸Cette présélection n'est plus appliquée depuis 1998, les processeurs du système de niveau 2 ayant été remplacés par des processeurs plus rapides pouvant accepter l'intégralité du taux de niveau 1.

Associations A&B : dans chaque vue (X, Y, U et V) des chambres 1, 2 et 4, le passage d'une particule se traduit, hors inefficacité, par un coup sur chaque plan (A et B) comme nous l'avons vu sur la figure 2.6. Le temps de dérive vers chacun des fils est donné par la distance entre la trace et le fil. Il existe donc une relation entre les deux temps de dérive ; grossièrement, leur somme est constante et correspond à 5 mm de dérive.

La première étape de la reconstruction en ligne consiste à associer les coups vus sur des fils voisins pour vérifier cette relation. Le temps de référence utilisé est un *temps fin*, fourni en unité de $25/4$ de ns par l'hodoscope. Cette procédure est effectuée par des cartes électroniques en adressant des tables de conversion. Si la relation est satisfaite, la coordonnée (X, Y, U ou V) est conservée et transmise à l'étape suivante.

Assemblage et distribution des événements : un processeur central rassemble l'information des 12 cartes d'association A&B. Il distribue ensuite l'événement complet à un *processeur d'événement*. Le système dispose d'une ferme de tels processeurs pouvant calculer en parallèle plusieurs événements. Chaque processeur⁹ effectue les tâches suivantes, événement après événement.

Élaboration des coordonnées : à partir des quatre vues d'une chambre, les processeurs associent les coordonnées X, Y, U et V. Deux coordonnées (par exemple X et Y) suffisent à donner un point, mais avec deux particules il y a en fait quatre façons de combiner les deux coordonnées en X et les deux coordonnées en Y. L'utilisation des autres vues (U et V) lève cette ambiguïté. Trois coordonnées sont exigées pour former un point, qui est alors transmis à l'étape suivante.

Reconstruction des événements : les processeurs d'événement effectuent les calculs cinématiques suivants :

- Les segments composés d'un point dans les chambres 1 et 2 sont combinées pour reconstruire un vertex. Une **distance minimale d'approche** est calculée et testée.
- Si elle est suffisamment petite, une coupure en **position longitudinale** du vertex est également appliquée, plus large que notre zone fiducielle finale.
- L'**angle d'ouverture** des deux traces est ensuite calculé. Pour une désintégration en deux corps, cet angle est fortement corrélé à l'**impulsion** de la particule mère. L'événement est rejeté si son angle d'ouverture est trop grand, c'est-à-dire si son énergie est trop faible.
- Les traces retenues sont associées aux points de la chambre 4, ce qui permet d'estimer leur impulsion. À partir des tri-vecteurs obtenus, la **masse invariante** $\pi^+ \pi^-$ est calculée et comparée à la masse du kaon. Si la masse obtenue est trop faible, l'événement est rejeté.
- Enfin, le **temps propre de vol** de la particule mère depuis le début de la zone de désintégration est calculé.

L'ensemble de ces coupures sélectionne efficacement des événements $\pi^+ \pi^-$ et rejette une grande partie des événements de bruits de fond $\pi e \nu$ et $\pi \mu \nu$. Le taux de déclenchement est réduit d'un facteur 60 et les événements répondant aux critères¹⁰ du tableau 2.3 sont enregistrés.

⁹En 1997 les processeurs d'événement étaient eux-mêmes des fermes de quatre processeurs à 40 MHz et l'algorithme était parallèle. En 1998 (puis 1999), ils ont été remplacés par des monoprocesseurs à 200 (puis 300) MHz. Le nombre de processeurs utilisés est de huit.

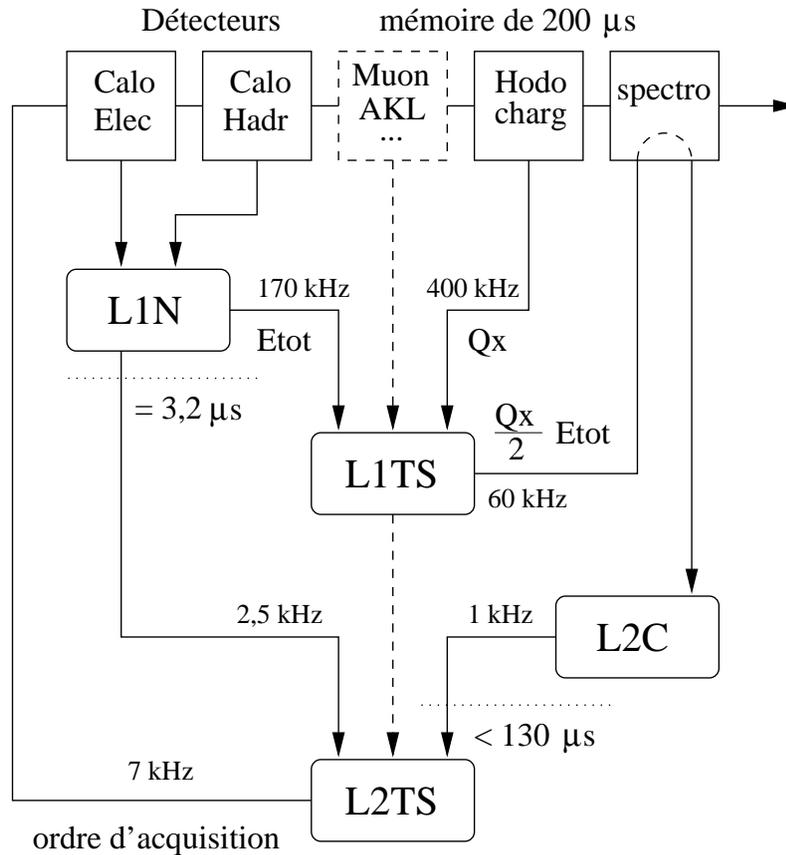
¹⁰Les coupures en vertex et en temps de vie ont été élargies à la fin de la prise de données 1997, à $48 \text{ m et } 4,5 \tau_S$.

Quantité	coupure
Distance d'approche	< 5 cm
Vertex longitudinal	$\subset [1 ; 42,6]$ m
Angle d'ouverture	< 15 mrad ($\simeq 50$ GeV/c)
Masse invariante	$> 0,95 m_K$
Temps de vie	$< 4 \tau_S$

TAB. 2.3 – Coupures appliquées par le système de déclenchement chargé de niveau 2 en 1997.

Contrôle d'efficacité : pour vérifier l'efficacité du système de niveau 2, une fraction des événements de niveau 1 ($\frac{Q_x}{2} \times E_{tot}$) est également enregistrée.

La figure 2.20 résume les connexions entre les différents systèmes de déclenchement et les détecteurs.


 FIG. 2.20 – Schéma de principe du déclenchement pour les modes $\pi^0 \pi^0$ (gauche) et $\pi^+ \pi^-$ (droite). Les autres signaux de déclenchement ne sont pas détaillés (pointillés).

2.6.4 L'acquisition

La décision finale d'acquisition est prise par le superviseur de niveau 2 [50] à partir des différents éléments du déclenchement. En plus de ceux destinés à la collecte des événements $\pi^0 \pi^0$ et $\pi^+ \pi^-$ pour la mesure de $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$, d'autres signaux de déclenchement sont utilisés.

Certains sont dédiés aux études systématiques pour $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$, comme le contrôle des efficacités de déclenchement déjà évoqué, ou la collecte d'événements « aléatoires » pour l'étude de l'activité accidentelle dans les détecteurs.

D'autres signaux de déclenchement sont destinés à l'étude des modes de désintégrations rares des kaons. Les plans de veto à muons peuvent par exemple être utilisés pour élaborer un système de déclenchement pour $\mu^+ \mu^- \gamma$.

Au total, ce sont environ 13 000 événements par déversement de 2,4 secondes qui sont enregistrés. Un système (le *data merger*) rassemble les données de tous les détecteurs, autour des étiquettes temporelles que lui fournit le superviseur de niveau 2. Les données lui sont transmises par chaque détecteur à travers des fibres optiques de 200 mètres de long.

Les événements transitent par quatre stations de travail¹¹ équipées de processeurs à 275 MHz et de disques durs de 10 gigaoctets, avant d'être envoyés au centre de calcul du CERN où elles sont stockées sur bandes, mais également traitées et filtrées immédiatement, pour une analyse rapide des données.

2.7 Conclusion : autres mesures

Dans ce chapitre, nous avons vu comment l'expérience NA48 a été conçue et réalisée pour la mesure de $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$. Avant de passer à l'analyse du premier lot de données récolté à cet effet en 1997, j'aimerais évoquer les autres mesures qui ont pu être effectuées. Même si les faisceaux et les détecteurs de NA48 sont essentiellement dédiés à la collecte des modes $\pi^0 \pi^0$ et $\pi^+ \pi^-$, certaines désintégrations rares des kaons ont été étudiées.

Dès 1995, avant l'installation du calorimètre électromagnétique, les rapports de branchement du K_L en $\mu^+ \mu^- \gamma$ [49, 51] et $\pi \mu \nu \gamma$ [52] ont été mesurés. Les photons étaient détectés par le calorimètre « hadronique ».

$K_L \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma$: 59 événements ont été observés, pour un bruit de fond estimé à 14 événements. Le rapport de branchement correspondant est de $(3,4 \pm 0,6_{stat} \pm 0,4_{syst}) \cdot 10^{-4}$. En connaissant celui de $K_L \rightarrow \gamma \gamma$, on a accès au paramètre α_K qui traduit la proportion des contributions pseudo-scalaire et vectorielle dans le vertex $K_L \rightarrow \gamma \gamma^*$. La valeur obtenue est $\alpha_K = -0,04_{-0,21}^{+0,24}$.

$K_L \rightarrow \pi \mu \nu \gamma$: il s'agit d'une première observation de ce mode. La quantité mesurée est $\Gamma(K_L \rightarrow \pi \mu \nu \gamma, E_\gamma^* \geq 30 \text{ MeV}) / \Gamma(K_L \rightarrow \pi \mu \nu)$ et la valeur obtenue est $(2,08 \pm 0,17_{-0,21}^{+0,16}) \cdot 10^{-3}$.

En 1997, première année de prise de données pour la mesure de $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$, le calorimètre électromagnétique était installé. Les résultats suivants ont été obtenus :

$K_L \rightarrow e^+ e^- \gamma$: le rapport de branchement a été mesuré avec 6 864 événements[53]. Le bruit de fond estimé n'est que de 10 événements et la mesure obtenue est $(1,06 \pm 0,02_{stat} \pm 0,02_{syst} \pm 0,04_{br}) \cdot 10^{-5}$. La troisième erreur provient de l'incertitude sur d'autres rapports de branchement. Cette désintégration permet, comme pour $\mu^+ \mu^- \gamma$, de calculer le paramètre α_K et on obtient : $-0,36 \pm 0,06_{stat} \pm 0,02_{syst}$.

¹¹en 1998, le *data merger* et les stations ont été remplacés par une ferme de processeurs PC.

$K_L \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma$: ce mode constitue le bruit de fond principal à la désintégration très rare — la limite actuelle est de $4,3 \cdot 10^{-9}$ — $K_L \rightarrow e^+e^-\pi^0$. Cette dernière est fort intéressante car elle devrait être dominée par la violation directe de \mathcal{CP} . Nous obtenons un rapport de branchement de $(5,82 \pm 0,27_{stat} \pm 0,45_{syst} \pm 0,16_{br}) \cdot 10^{-7}$.

$R^0 \rightarrow \eta \tilde{g} \rightarrow 3\pi^0 \tilde{g}$: NA48 a aussi effectué une recherche de particules supersymétriques. L'apparition de l'hypothétique hadron R^0 (état lié gluon-gluino) dans la collision proton-cible a été envisagée[54]. L'état final étudié est constitué de $3\pi^0$ en présence d'impulsion transverse correspondant à un gluino émis. Deux événements ont été observés, un étiqueté comme K_S et l'autre comme K_L . Le bruit de fond principal est constitué de η produits par interaction de neutrons dans le faisceau K_L . La probabilité de voir un tel événement est de 40 %. En la combinant à la probabilité (environ 10 %) d'identifier un K_L comme K_S , on obtient une probabilité de 1,2 % que les deux événements observés proviennent de neutrons. Il est alors impossible de conclure autrement que par des limites dans l'espace des paramètres libres (masses du R^0 et du \tilde{g} , rapport des flux R_0 et K_L , temps de vie du R_0 .) Les données 1998, n'ont pas fourni de nouveaux événements, suggérant que les deux événements de 1997 appartiennent bien au bruit de fond.

En 1998, un nouvel algorithme a pu être implanté dans le système de déclenchement chargé, grâce aux nouveaux processeurs, plus rapide qu'en 1997. Cet algorithme permet la recherche d'événements possédant quatre traces issues d'un même vertex.

$K_L \rightarrow \pi^+\pi^-e^+e^-$: 240 événements ont été observés[8]. Le rapport de branchement préliminaire est de $(3,13 \pm 0,23) \cdot 10^{-7}$. De plus, cette désintégration donne accès à une observable violant \mathcal{CP} et \mathcal{T} , une asymétrie dans la distribution de l'angle entre les plans de désintégrations $\pi^+\pi^-$ et e^-e^+ . L'asymétrie observée par NA48 n'a pas encore été publiée.

Cette liste n'est pas exhaustive. Deux autres désintégrations du K_L en quatre particules chargées sont étudiées : $e^+e^-e^+e^-$ et $\mu^+\mu^-e^+e^-$. Des mesures peuvent également être effectuées sur les hypérons contenus dans les faisceaux de NA48, comme la mesure de la polarisation transverse du Λ [55], ou de la masse du Ξ^0 [56].

Chapitre 3

Sélection des événements

Ce chapitre décrit l'ensemble des critères qui permettent de sélectionner les événements des quatre modes de désintégration pour la mesure de $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$. Les deux premiers paragraphes sont consacrés à l'identification des événements $\pi^+\pi^-$ et $\pi^0\pi^0$, ainsi qu'à la réduction de leurs bruits de fond. Je décris ensuite la procédure d'étiquetage qui permet de séparer les désintégrations des K_S et des K_L . Dans la section suivante, une attention particulière est apportée à la définition de la zone fiducielle. Le dernier paragraphe est consacré à quelques critères de sélection destinés à assurer que les quatre modes ont bien été enregistrés simultanément. En conclusion de ce chapitre, j'appliquerai l'ensemble de ces critères au lot de données que NA48 a acquis en 1997 et j'en déduirai l'erreur statistique sur la mesure du double rapport R et de $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$.

3.1 Événements $\pi^+\pi^-$

Le détecteur essentiel pour la sélection des événements chargés est le spectromètre magnétique. Il a été décrit au chapitre 2.3.1 et quelques-unes de ses performances ont été données. Les paragraphes suivants décrivent les critères qui sont appliqués pour sélectionner les événements $\pi^+\pi^-$. En conclusion, un tableau résume les critères utilisés et leurs effets sur les lots d'événements K_L et K_S .

3.1.1 Traces et vertex

Les traces

Les coordonnées mesurées dans les quatre chambres à dérive de NA48 sont combinées pour reconstruire la trajectoire des particules chargées. Les paramètres d'une **trace** sont au nombre de six :

- Les deux coordonnées (x,y) de passage dans un plan de référence, par exemple le premier plan de la chambre 1.
- Les deux inclinaisons $(dx/dz, dy/dz)$ dans ce même plan.
- L'impulsion de la particule obtenue grâce à une connaissance détaillée du champ magnétique.
- Le temps de passage de la particule par rapport à l'étiquette temporelle de l'événement.

Avant tout, des critères de qualité sont requis pour chaque trace. Leur temps doit être obtenu avec plus de 70 % des coups disponibles, et elles doivent correspondre à une impulsion supérieure à 10 GeV/ c .

Les vertex

Les traces de particules de charges opposées sont ensuite combinées pour former un **vertex** en amont du spectromètre, dans la zone de désintégration. La **distance minimale d'approche** des deux traces est calculée. Si cette distance est inférieure à 3 cm, on considère que les deux traces proviennent d'un même point, un vertex que l'on définit comme le milieu du segment d'approche minimal.

La **cohérence temporelle** des deux traces est également testée et le vertex est rejeté si elle n'est pas meilleure que 6 ns.

Une fois un bon vertex sélectionné, toute la cinématique de l'événement $\pi^+\pi^-$ présumé peut être étudiée.

3.1.2 Réduction des bruits de fonds

Dans le faisceau K_L , trois types de désintégration peuvent être confondus avec le mode $\pi^+\pi^-$: $\pi e\nu$, $\pi\mu\nu$ et $\pi^+\pi^-\pi^0$, qui contiennent tous trois deux particules chargées identifiées par le spectromètre. La somme de leur rapport de branchement (voir tableau 1.3) est 400 fois supérieure à celui de $\pi^+\pi^-$. Deux techniques sont employées pour réduire ces bruits de fond :

- A. Utilisation de **variables cinématiques discriminantes** pour distinguer le signal des bruits de fond.
- B. **Identification** des particules chargées à l'aide des autres détecteurs.

A. Cinématique

Deux variables cruciales caractérisent la topologie de l'événement $\pi^+\pi^-$ et le distinguent de ces bruits de fonds $\pi^+\pi^-\pi^0$, $\pi e\nu$ et $\pi\mu\nu$: la masse invariante du système $\pi^+\pi^-$ et l'impulsion transverse.

1) **La masse invariante** $\pi^+\pi^-$ ($m_{\pi\pi}$) est la masse obtenue en supposant que les deux traces appartiennent à des pions chargés. Sa formule a été donnée par l'équation 2.4 et nous avons vu sur la figure 2.8 que la résolution obtenue est de 2,5 MeV/ c^2 . Les graphes des figures 3.1 représentent les masses obtenues pour des événements K_S et K_L . Le bruit de fond se distingue sous la distribution des événements $\pi^+\pi^-$, dans le faisceau K_L .

Pour rejeter ce bruit de fond, on requiert que la masse coïncide avec celle du kaon à mieux que trois fois la résolution. On utilise une paramétrisation de la résolution, dépendante de l'énergie :

$$\sigma_m(E) = (1,75 + 0,737 \times E(\text{GeV})/100) \text{ MeV}/c^2 \quad (3.1)$$

Cette coupure réduit les bruits de fond $\pi e\nu$ et $\pi\mu\nu$, et élimine complètement le bruit de fond $\pi^+\pi^-\pi^0$. Dans ce cas, la masse invariante du système $\pi^+\pi^-$ est en effet donnée par l'équation :

$$\begin{aligned} m_{\pi\pi} &= \sqrt{m_K^2 + m_{\pi^0}^2 - 2 \times m_K E_0} \\ &< m_K - m_{\pi^0} = m_K - 135,0 \text{ MeV}/c^2 \end{aligned} \quad (3.2)$$

où E_0 est l'énergie du π^0 , au moins égale à sa masse.

Le critère de sélection étant que $|m_{\pi\pi} - m_K|$ est inférieur à 7,5 MeV/ c^2 en moyenne — à 9,0 MeV/ c^2 au plus — le bruit de fond $\pi^+\pi^-\pi^0$ se trouve supprimé par ce seul critère cinématique.

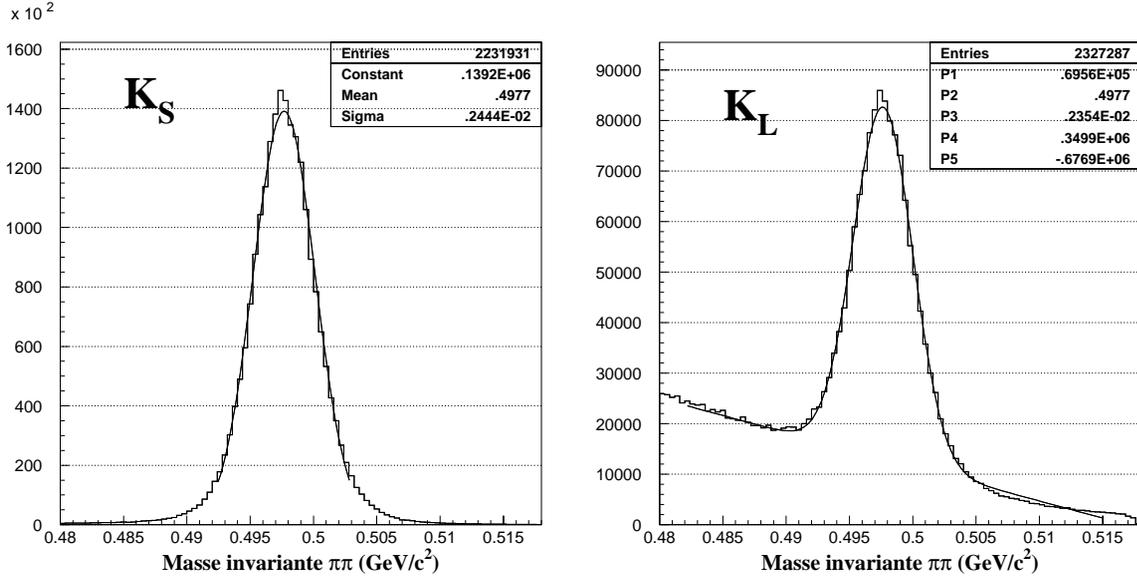


FIG. 3.1 – Distribution de la masse invariante $\pi^+\pi^-$ pour des événements K_S (gauche) et K_L (droite). Les critères de réduction des bruits de fond ne sont pas encore appliqués et on les distingue nettement sous la distribution des $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-$.

2) L'impulsion transverse caractérise la présence d'une troisième particule dans la désintégration du kaon. Dans ce cas, l'impulsion du kaon ne coïncide pas avec la somme des impulsions des deux particules observées. Il s'agit donc de comparer la direction de l'impulsion mesurée (\vec{p}_K) avec la direction de la droite reliant la cible au vertex reconstruit. Classiquement, on définit l'impulsion transverse comme la composante de l'impulsion orthogonale à la direction de propagation :

$$p_{\perp} = p_K \cdot \sin \theta \quad (3.3)$$

où \vec{p}_K est la résultante des deux impulsions mesurées ($\vec{p}_K = \vec{p}_+ + \vec{p}_-$) et θ l'angle formé par l'axe cible-vertex et la direction de \vec{p}_K , comme l'illustre la figure 3.2.

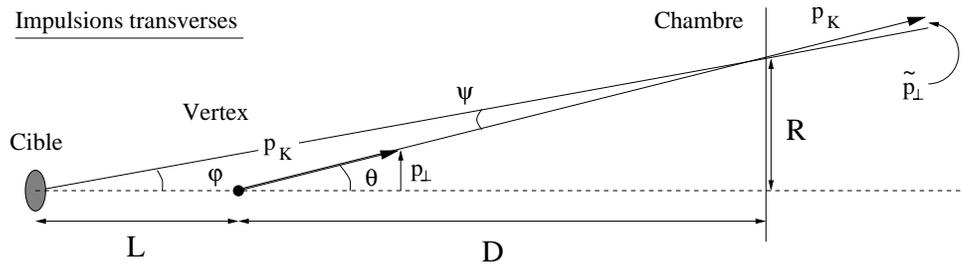


FIG. 3.2 – Représentation dans le plan cible-vertex-impulsion du kaon des impulsions transverse p_{\perp} et \tilde{p}_{\perp} .

Un critère de sélection sur l'impulsion transverse est susceptible de rejeter le bruit de fond $\pi e \nu$ et $\pi \mu \nu$ de l'échantillon d'événements K_L . Il rejette également une fraction du signal $\pi^+\pi^-$ dont il faut tenir compte, par exemple en appliquant le critère aux événements K_S . Or, sur la figure 3.3 de gauche, on constate que la résolution sur p_{\perp} est très différente pour les K_L et les K_S , rendant impossible des pertes de signal égales entre les deux faisceaux.

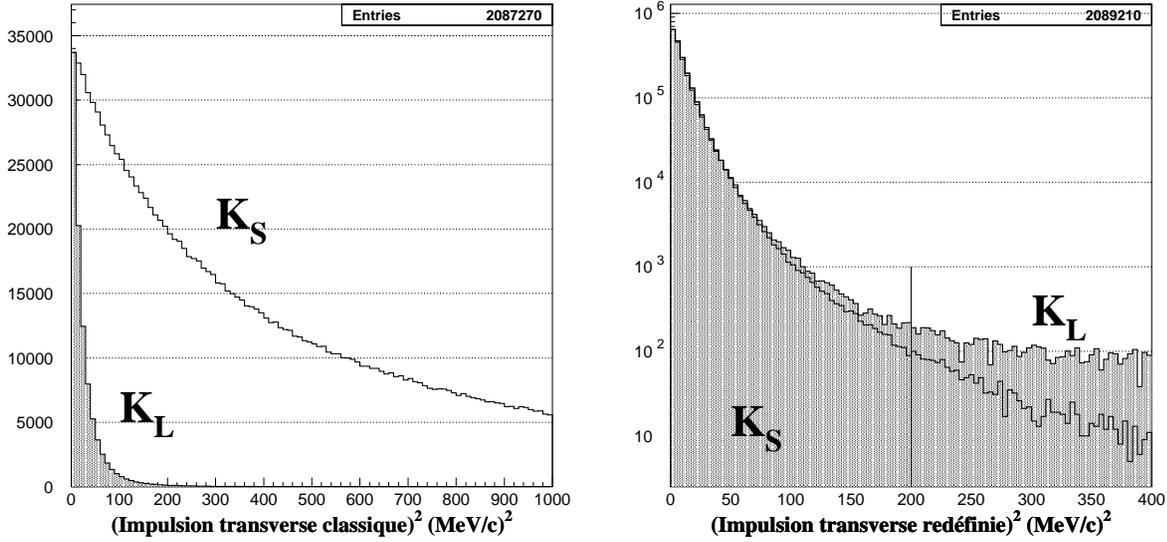


FIG. 3.3 – Distributions des impulsions transverses p_{\perp}^2 (gauche) et \tilde{p}_{\perp}^2 (droite), pour des événements K_S et des événements K_L (grisés). Tous les autres critères de sélections sont appliqués. Les distributions K_L sont normalisées pour se confondre avec celles des K_S à l'origine.

Cette différence de résolution est due aux distances très différentes des deux cibles aux détecteurs. En effet, la distance cible-vertex (L sur la figure 3.2) varie de 6 à 40 mètres environ pour les événements K_S . Pour les K_L , elle est majorée de 120 mètres. La mesure de la direction cible-vertex est donc beaucoup plus sensible à la résolution transverse du spectromètre pour le faisceau K_S que pour le faisceau K_L .

Cette résolution vaut environ 2 mm. Pour des vertex K_S situés typiquement à 10 mètres de la cible, l'incertitude sur l'angle θ vaut $2 \cdot 10^{-4}$, ce qui se traduit sur l'impulsion transverse d'un kaon de 100 GeV/c par une incertitude de 20 MeV/c, d'après la formule 3.3. On retrouve l'ordre de grandeur de la figure 3.3 de quelques centaines de $(\text{MeV}/c)^2$ sur p_{\perp}^2 .

La taille transverse des cibles joue un rôle similaire sur la résolution en p_{\perp}^2 puisque leur diamètre est de 2 mm. Cet effet constitue une limitation intrinsèque à la résolution de p_{\perp} et contribue à la différencier entre K_S et K_L .

Les taux de rejet d'une coupure sur p_{\perp} sont ainsi très différents dans les modes K_S et K_L (voir figure 3.3) et ne s'éliminent pas dans le double rapport. Une première solution à ce problème serait de corriger par le résultat d'une étude par simulation. On peut également trouver une autre variable cinématique, moins sensible à la résolution transverse et à la taille de la cible.

Sur la figure 3.2, on remarque que $\theta = \phi + \psi$. La mesure de l'angle ϕ est plus sensible à l'extension spatiale de la cible que la mesure de l'angle ψ , dans la mesure où la distance L est relativement petite. On peut alors définir une nouvelle impulsion transverse par :

$$\tilde{p}_{\perp} = p_K \cdot \sin \psi. \quad (3.4)$$

La quantité \tilde{p}_{\perp} représente l'impulsion du kaon orthogonale à l'axe reliant son impact dans les chambres à dérive à sa cible de production. C'est donc bien une mesure de l'impulsion transverse qui discrimine les désintégrations à trois corps. La figure 3.4 illustre en trois dimensions la définition de cette nouvelle quantité.

Dans l'hypothèse où ils sont petits, les trois angles mentionnés s'expriment en fonction des distances D , L et R de la figure 3.2 : $\theta = R/D$, $\phi = R/(D + L)$ et $\psi = RL/D(D + L)$. On en

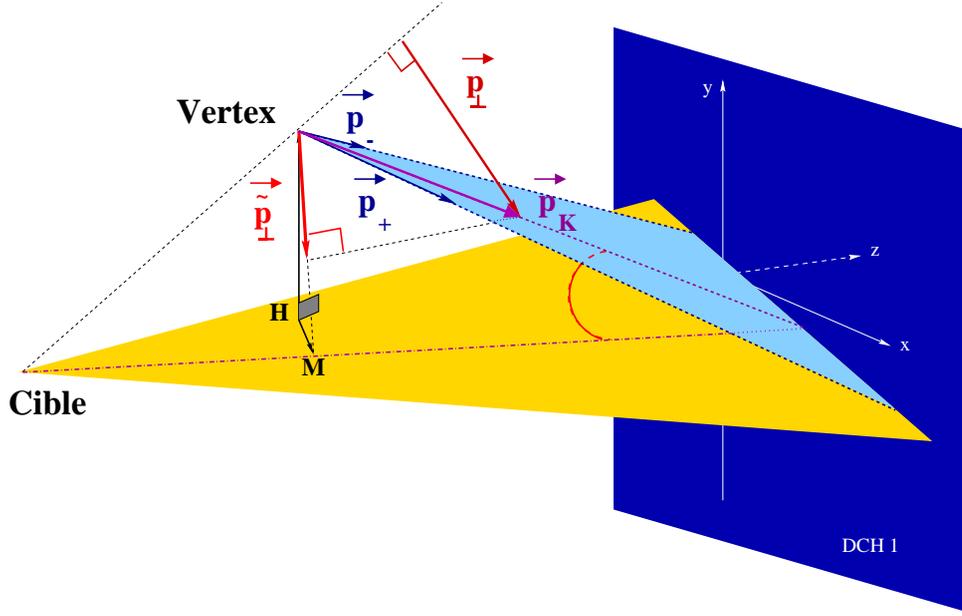


FIG. 3.4 – Représentation tridimensionnelle des impulsions transverses p_{\perp} et \tilde{p}_{\perp} .

déduit la relation entre p_{\perp} et \tilde{p}_{\perp} :

$$\tilde{p}_{\perp} = p_{\perp} \times \frac{L}{L + D} \quad (3.5)$$

La figure 3.3 de droite montre la résolution de cette nouvelle impulsion transverse, essentiellement symétrique en K_S et K_L . Plus précisément, l'effet de la résolution sur la position du vertex est exactement symétrique entre K_S et K_L . L'effet de la taille des cibles subsiste, mais il devient négligeable avec l'utilisation de la nouvelle variable d'impulsion transverse.

Le critère de sélection appliqué est $\tilde{p}_{\perp}^2 < 200 \text{ (MeV}/c)^2$. Nous verrons au chapitre 5.2.1 que l'ensemble des critères de sélection permet de réduire les bruits de fond à environ deux pour mille. Le rôle de la coupure en \tilde{p}_{\perp} est illustré par la figure 3.3 de droite : la différence que l'on observe entre K_S et K_L à grande impulsion transverse est justement constituée de ces bruits de fond.

Remarque sur le bruit de fond $\pi^+\pi^-\gamma$: cette désintégration peut également être confondue avec le mode $\pi^+\pi^-$, mais les critères cinématiques nous en affranchissent complètement. Ce mode se compose de deux contributions. La première, dite d'*émission directe* concerne uniquement les K_L . Son rapport de branchement est faible ($\sim 3 \cdot 10^{-5}$) et le photon émis est énergétique — son énergie est typiquement supérieure à 20 GeV — si bien que la coupure sur la masse invariante l'élimine efficacement. La seconde contribution consiste en un *bremsstrahlung interne* et est donc proportionnelle au rapport de branchement du K_S et du K_L en $\pi^+\pi^-$. L'effet est donc identique pour les deux faisceaux. Néanmoins, la coupure en impulsion transverse redéfinie peut avoir un effet non symétrique. On peut en effet calculer que ce critère rejette des photons d'énergie supérieure à 23 MeV pour le faisceau K_L , et à 100 MeV pour le faisceau K_S . La coupure en masse invariante possède en revanche un pouvoir de rejet identique en K_S et K_L . Elle est plus restrictive (9 MeV) que celle en impulsion transverse, si bien que la contamination de *bremsstrahlung interne* est finalement identique pour les deux faisceaux.

3) Le barycentre énergétique au calorimètre est défini par la formule :

$$\vec{g} = \frac{p_+ \cdot \vec{d}_+ + p_- \cdot \vec{d}_-}{p_+ + p_-} \quad (3.6)$$

où \vec{d}_+ et \vec{d}_- sont les vecteurs de position (x, y) de l'extrapolation des traces du spectromètre au niveau de la face d'entrée du calorimètre. Pour un événement à deux traces, \vec{g} donne le point d'impact — s'il y était parvenu — du kaon sur le calorimètre. Puisque les deux faisceaux y convergent, la distribution des vecteurs \vec{g} est centrée à 0 et limitée par l'extension spatiale des faisceaux. La figure 3.5 de gauche montre la norme de \vec{g} pour les faisceaux K_L et K_S .

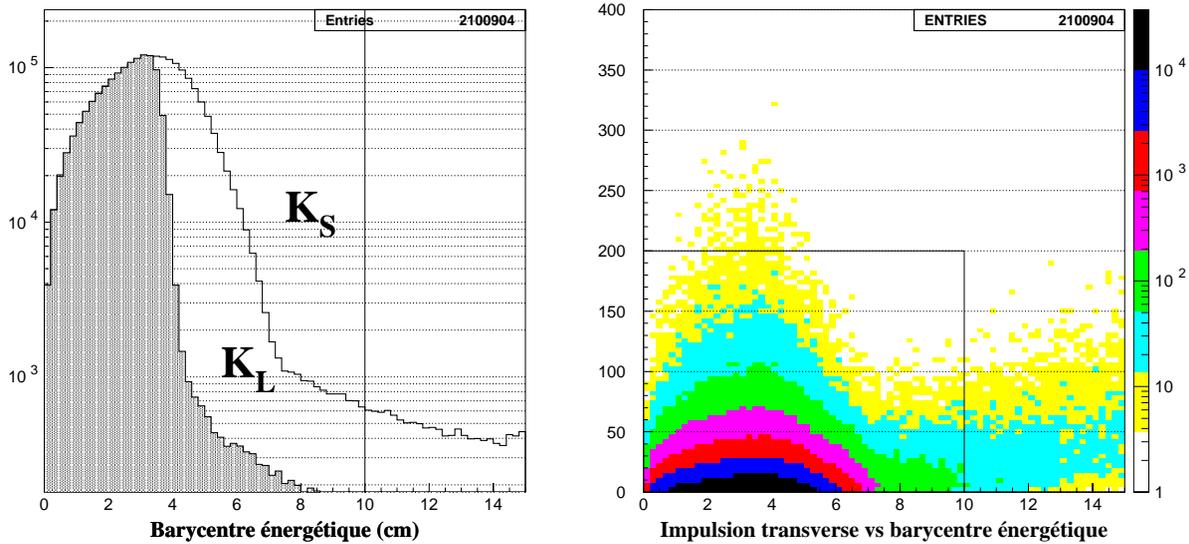


FIG. 3.5 – Gauche : barycentre énergétique des faisceaux K_S et K_L (grisé). Droite : relation entre ce barycentre et l'impulsion transverse \tilde{p}_\perp (en $(\text{MeV}/c)^2$) pour des événements K_S .

Deux points importants peuvent être observés sur ces histogrammes :

- Les deux faisceaux n'ont pas le même rayon au calorimètre, comme nous l'avons déjà vu dans le tableau 2.1.
- Le faisceau K_S possède un halo relativement important. Ceci est essentiellement dû aux inévitables interactions dans l'AKS et le collimateur de définition du faisceau.

Sélectionner les événements dont le barycentre est proche du centre du calorimètre a donc un intérêt double. Ceci permet d'éliminer les bruits de fond $\pi e \nu$ et $\pi \mu \nu$ dans les événements K_L , au même titre que le critère sur \tilde{p}_\perp . Il permet surtout d'éliminer le halo du faisceau K_S , ce que ne parvient pas à faire le critère en \tilde{p}_\perp comme l'illustre la figure 3.5 de droite.

L'application d'un critère de sélection sur le barycentre énergétique n'aura pas le même effet sur les événements K_S et K_L , puisque les extensions spatiales des deux faisceaux sont très différentes (figure 3.5 gauche). Cette différence pourrait constituer un biais dans le double rapport R . Mais pour éliminer le halo dans les événements $\pi^0 \pi^0$, un critère identique est appliqué, si bien que les taux de rejet des coupures s'éliminent dans le double rapport R , entre événements neutres et chargés. De plus, on choisit une valeur de coupure relativement éloignée de la distribution principale : 10 cm.

Avant d'étudier l'identification des particules comme second critère de réduction des bruits de fond $\pi e \nu$ et $\pi \mu \nu$, une autre source de bruit de fond que les désintégrations des kaons doit être considérée.

4) **Élimination de $\Lambda \rightarrow p\pi$** : des hyperons sont créés sur les cibles de beryllium, au même titre que les kaons. Les Λ^0 (et $\bar{\Lambda}^0$) se désintègrent à 64 % en proton- π^- ($\bar{p}\pi^+$) susceptibles de simuler accidentellement une désintégration du kaon en $\pi^+\pi^-$. Pour s'assurer que de tels événements ne contaminent pas l'échantillon, la masse invariante $p\pi^-$ (et $\bar{p}\pi^+$) est calculée et un événement est rejeté si elle est compatible avec la masse de l'hyperon ($1,1157 \text{ GeV}/c^2$) à $5 \text{ MeV}/c^2$ près.

Les figures 3.6 montrent les masses invariantes $p\pi^-$ (Λ^0) et $\bar{p}\pi^+$ ($\bar{\Lambda}^0$) et mettent en évidence la présence de ces hyperons dans le faisceau K_S . Dans le faisceau K_L , ils se sont essentiellement désintégrés en amont de la zone fiducielle. La durée de vie des Λ^0 est en effet comparable à celle des K_S .

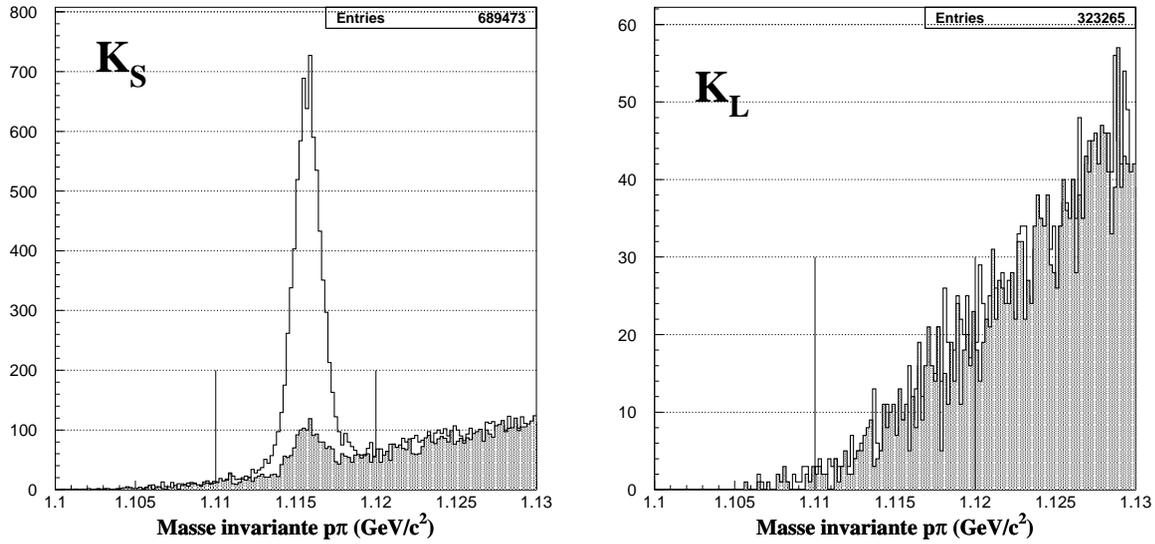


FIG. 3.6 – Masses invariantes $p\pi^-$ et $\bar{p}\pi^+$ (grisé) mettant en évidence la présence de Λ^0 et de $\bar{\Lambda}^0$ dans le faisceau K_S (gauche) et pas dans le faisceau K_L (droite).

B. Identification

Afin de réduire fortement les bruits de fond, on utilise également l'information des détecteurs pour identifier les particules. Nous avons vu que les désintégrations en $\pi^+\pi^-\pi^0$ étaient supprimées par le critère de masse invariante. Ce n'est pas le cas de tous les événements $\pi e \nu$ ou $\pi \mu \nu$, pour lesquels la troisième particule est un neutrino de masse nulle (ou négligeable). Ces événements sont fortement supprimés par le critère d'impulsion transverse, mais des événements dans lesquels le neutrino emporte une impulsion faible ou vers l'avant peuvent survivre à la coupure. La discrimination de tels événements repose sur la distinction entre pions, électrons et muons.

1) **Les électrons** se caractérisent par le fait qu'ils déposent la majeure partie de leur énergie dans le calorimètre électromagnétique. Leur énergie est donc mesurée deux fois : une fois par le spectromètre magnétique et une fois par le calorimètre électromagnétique. La comparaison de ces deux mesures permet de distinguer un électron d'un pion, qui ne dépose qu'une fraction de son énergie dans le calorimètre électromagnétique.

La figure 3.7 montre la distribution du rapport E_{K_r}/P_{Ch} où E_{K_r} est l'énergie d'un amas calorimétrique associé géométriquement et temporellement à une trace d'impulsion P_{Ch} . On distingue nettement la contribution des électrons piquée à 100 % de celle des pions, étalée autour de 30 %. Le critère de sélection choisi est $E_{K_r}/P_{Ch} < 0,8$. Les pertes d'événements $\pi^+\pi^-$ sont symétriques entre K_S et K_L .

Il est possible qu'un électron ne soit pas identifié parce qu'il a atteint le calorimètre dans une zone inactive, ou proche de celle-ci. Chaque trace est extrapolée au calorimètre et rejetée si elle ne remplit pas les critères d'acceptance associés aux différentes zones mortes, visibles sur la figure 2.14 :

- Les traces doivent viser l'intérieur du calorimètre.
- Une coupure sur les rayons inférieurs à 15 cm permet de s'assurer qu'une gerbe se développant proche du tube à vide est contenue dans le calorimètre.
- La colonne morte est exclue, ainsi que les cellules immédiatement adjacentes.
- Les cellules mortes sont répertoriées et les traces pointant à moins de 2 cm de celles-ci sont rejetées.

2) **Les muons** sont identifiés par la coïncidence spatio-temporelle d'une trace et d'un signal dans les compteurs à muons. La coïncidence temporelle est illustrée par la figure 3.7 et le critère appliqué est de 4 ns.

De même que pour le calorimètre, l'extrapolation des traces doit entrer dans l'acceptance des scintillateurs. Les traces sont rejetées si elles visent les scintillateurs à l'extérieur d'un carré de 270 cm de côté, ou à l'intérieur d'un carré de 25 cm, ce qui définit l'acceptance des plans tels que nous les avons représentés à la figure 2.11.

Ce critère rejette également des désintégrations $\pi \rightarrow \mu\nu$, mais de manière symétrique entre K_S et K_L , une fois que la méthode de pondération que nous verrons au paragraphe 3.4.1 est appliquée.

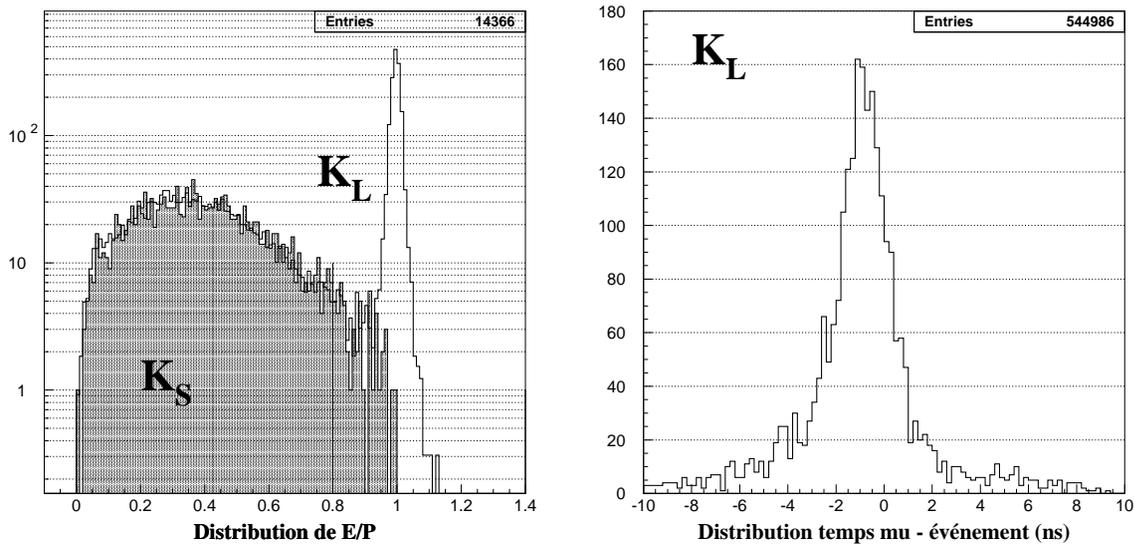


FIG. 3.7 – Identification des électrons par E_{K_r}/P_{Ch} (gauche) et des muons par la présence d'un signal dans les plans de veto (droite).

3.1.3 Minimisation des biais

Certaines variables permettent de discriminer des événements susceptibles d'augmenter des biais systématiques. Les ôter de l'échantillon permet de gagner sur les incertitudes systématiques et *a fortiori* sur l'erreur totale. Rappelons que l'erreur statistique provient principalement du mode $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0$ et une diminution raisonnable des lots de $\pi^+\pi^-$ ne l'affecte pas.

A. Asymétrie des impulsions

Nous avons vu que les faisceaux convergent au niveau du calorimètre. Leur inclinaison relative étant de 0,6 mrad, ils sont distants d'environ 14 mm au niveau de la première chambre à dérive, qui est d'ailleurs centrée entre les deux faisceaux. Cette séparation engendre une différence d'acceptance des événements K_S et K_L de même cinématique (même position longitudinale de désintégration, même énergie, même direction des pions). Nous verrons au paragraphe 3.4 que l'égalisation des acceptances est un point important de l'analyse et qu'une méthode de pondération nous affranchit de la dépendance longitudinale. Diminuer la dépendance transversale se révèle ainsi être utile pour minimiser la correction d'acceptance.

La variable utilisée pour atténuer la sensibilité à cet effet est l'asymétrie des impulsions, définie ainsi :

$$Asp = \frac{|p_+ - p_-|}{p_+ + p_-}. \quad (3.7)$$

En effet, un événement dont les impulsions sont fortement différentes possède une trace de haute énergie susceptible de sortir de l'acceptance du spectromètre par l'intérieur du tube à vide. L'autre trace, de basse énergie, peut également sortir de l'acceptance du spectromètre par ses bords extérieurs. Comme les faisceaux sont décalés, deux événements de cinématique identique ont une probabilité non-nulle d'entrer dans l'acceptance d'un des deux faisceaux, et pas dans l'autre, entraînant un biais qu'on devra corriger par une étude en simulation.

Un critère de sélection sur cette asymétrie diminue cet effet. Le critère utilisé a été déduit d'une étude de simulation Monte-Carlo dans laquelle on a injecté des événements de même cinématique dans les deux faisceaux. Énergie, position du vertex et angle d'émission dans le référentiel du centre de masse sont communs et seule diffère la géométrie des faisceaux. Les critères retenus en fonction de l'énergie du kaon sont :

$$Asp < 0,62 \quad \text{et} \quad Asp < 1,08 - 0,52 \times E/100 \text{ GeV} \quad (3.8)$$

Il est plus sévère à haute énergie car l'effet dominant provient des traces de grande impulsion, proches du tube à vide.

Les figures 3.8 illustrent ce critère en montrant le rapport des événements K_S et K_L pondérés en fonction de la variable d'asymétrie, pour deux intervalles d'énergie différente. L'acceptance relative de ces deux catégories d'événements diverge de sa valeur nominale pour des événements fortement asymétriques.

Ce critère de sélection a d'autres avantages :

- Les efficacités des différents systèmes de déclenchement dépendent également de l'asymétrie et ce critère tend à augmenter l'efficacité pour le lot sélectionné.
- Il rejette également les désintégrations des Λ^0 en pion-proton que nous avons déjà traitées par une coupure sur la masse invariante¹.

¹Le critère de masse invariante fait donc double emploi et pourrait être abandonné, mais on le conserve pour pouvoir varier la coupure sur Asp sans se soucier du bruit de fond des Λ^0 .

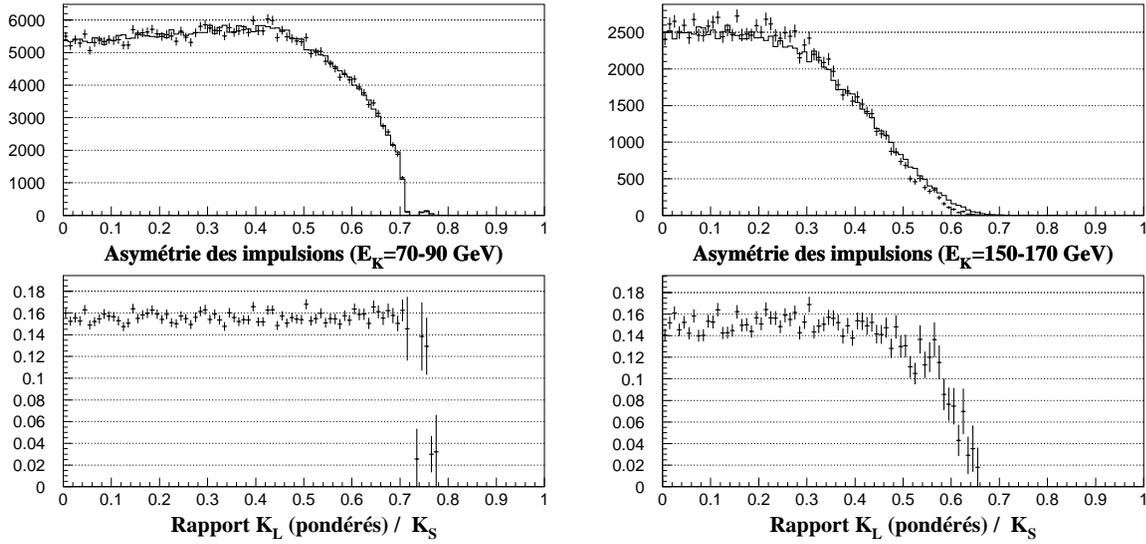


FIG. 3.8 – Haut : Distribution de l’asymétrie des impulsions pour des événements K_S (histogrammes) et K_L pondérés (croix) dans deux intervalles d’énergie : 70-90 GeV à gauche et 150-170 GeV à droite. Bas : rapport K_L/K_S illustrant l’intérêt d’un critère sur l’asymétrie dépendant de l’énergie.

B. Temps du vertex

L’information des détecteurs est extraite sur une fenêtre de quelques centaines de nanosecondes. Si l’événement n’est pas en temps avec le signal de déclenchement — c’est-à-dire s’il est *accidentellement* présent dans la fenêtre d’extraction — il est susceptible d’engendrer un biais, comme nous le discuterons au paragraphe 4.2.3. Un critère de ± 20 ns est appliqué sur la moyenne des temps des traces (par rapport à l’étiquette temporelle du signal de déclenchement) reconstruites dans le spectromètre.

C. Rayon dans les chambres

L’étude des performances du système de déclenchement chargé a également mis en évidence — nous le verrons au paragraphe 4.2.3 — une augmentation de l’inefficacité proche du tube à vide. Le critère appliqué est qu’aucune des deux traces ne doit être à moins de 12 cm de rayon dans les chambres 1 et 4.

D. Choix de la variable d’énergie

Ce paragraphe ne traite pas directement d’un critère de sélection, mais du choix de la variable utilisée pour définir l’énergie du kaon. Plutôt que d’utiliser la somme des impulsions vectorielles mesurées par le spectromètre ($\vec{p}_K = \vec{p}_+ + \vec{p}_-$) pour l’impulsion du kaon, on utilise la variable définie ainsi :

$$E_K = \frac{1}{\theta} \sqrt{R \cdot (m_K^2 - m_\pi^2 \cdot R)} \quad (3.9)$$

où $R = 2 + \frac{p^+}{p^-} + \frac{p^-}{p^+}$

et l'angle θ est l'angle d'ouverture des traces. Cette formule s'obtient par un développement limité de la masse invariante en fonction de l'angle θ petit. La variable E_K est moins sensible que $|\vec{p}_K|$ à la mesure des normes des impulsions — et donc à la connaissance du champ magnétique — puisqu'elles n'interviennent que dans leur rapport. Elle dépend essentiellement de la mesure purement géométrique de l'angle θ .

Ce choix a pour avantage de rendre les échelles d'énergie et de distance similaires entre les événements $\pi^+\pi^-$ et $\pi^0\pi^0$. Celles-ci sont toutes deux données par des critères géométriques, et en particulier par l'échelle transverse des détecteurs (spectromètre et calorimètre) dont on vérifie la similitude.

Le critère d'asymétrie des impulsions contribue à diminuer la sensibilité de E_K dans la mesure des impulsions.

3.1.4 Résumé des critères

Le tableau 3.1 résume les critères qui ont été développés dans les paragraphes précédents. Y sont ajoutés les critères de définition de la zone fiducielle (voir paragraphe 3.4) et la région d'énergie explorée.

Quantité	Critère	K_S	K_L
Qualité et impulsion des traces	$p > 10 \text{ GeV}/c$	-1,9 %	-4,9 %
Définition du vertex			
Distance d'approche minimale	$d < 3 \text{ cm}$	-0,5 %	-0,3 %
Cohérence temporelle	$\Delta t < 6 \text{ ns}$	-0,2 %	-0,2 %
Énergie et zone fiducielle			
Temps de vie propre	$0 < \tau < 3,5 \times \tau_S$	-8,2 %	-24,3 %
Énergie (eq. 3.9)	$70 < E < 170 \text{ GeV}$	-16,8 %	-21,0 %
Réduction des bruits de fond			
Masse invariante $\pi^+\pi^-$	$m_K \pm 3.\sigma_m$ (eq. 3.1)	-8,9 %	-54,5 %
Impulsion transverse	$\tilde{p}_\perp^2 < 200 \text{ (MeV}/c)^2$	-0,4 %	-42,1 %
Barycentre énergétique	$ \vec{g} < 10 \text{ cm}$	-0,3 %	—
Masse invariante $p\pi$	$ m_{p\pi} - m_\Lambda > 5 \text{ MeV}/c^2$	-5,0 %	-1,1 %
Acceptance du calorimètre, colonne et cellules mortes		-14,3 %	-15,1 %
Énergie(Kr) / Impulsion(Ch)	$E_{Kr}/P_{Ch} < 0,8$	-4,3 %	-4,1 %
Acceptance du veto à muons		-0,8 %	-0,8 %
Identification d'un muon	$ t_{tr} - t_\mu < 4 \text{ ns}$	-2,2 %	-38,4 %
Minimisation des biais systématiques			
Asymétrie des impulsions	$Asp < \text{(eq. 3.8)}$	-20,6 %	-18,3 %
Temps du vertex	$-20 \text{ ns} < t < +20 \text{ ns}$	-1,7 %	-1,8 %
Acceptance des chambres	$R_{CH1,4} > 12 \text{ cm}$	-0,06 %	-0,21 %

TAB. 3.1 – Résumé des critères de sélection pour les lots d'événements $\pi^+ \pi^-$.

Les pourcentages de réduction des lots K_S et K_L sont indiqués, les critères étant appliqués successivement, dans l'ordre du tableau.

Les lots de départ sont définis par la sélection due au déclenchement (qui a été résumée dans le tableau 2.3) et par un premier filtrage des données dont les critères² sont les suivants :

- Distance d'approche minimale < 5 cm,
- Barycentre énergétique < 12 cm,
- Masse invariante $\pi^+\pi^- = m_K \pm 20$ MeV/ c^2 ,
- Temps de vie propre $< 5 \times \tau_S$,
- Rejet des électrons : $E_{Kr}/P_{Ch} < 0,95$ si une gerbe est associée à la trace à 5 cm près. Ceci explique le faible taux de rejet de la coupure en E_{Kr}/P_{Ch} dans le tableau 3.1, une grande partie du bruit de fond ayant déjà été rejetée³.

Les pourcentages portés au tableau 3.1 concernent les lots ainsi définis.

3.2 Événements $\pi^0\pi^0$

Le détecteur qui permet d'analyser les désintégrations $\pi^0\pi^0$ est le calorimètre électromagnétique au krypton liquide, qui a été décrit au chapitre 2.4.1.

3.2.1 Gerbes électromagnétiques

Caractéristiques

Le programme de reconstruction regroupe les cellules proches qui contiennent de l'énergie, et fournit les caractéristiques du passage d'une particule dans le calorimètre. Les variables qui caractérisent une telle gerbe électromagnétique sont :

- L'énergie qu'elle a déposée dans le calorimètre.
- La position de l'impact (x,y) .
- Le temps de passage de la particule.

Un bon événement $\pi^0\pi^0$ se compose de quatre gerbes dont les propriétés sont compatibles avec la désintégration $K^0 \rightarrow 2 \pi^0 \rightarrow 4 \gamma$. La première étape consiste à sélectionner parmi les gerbes calorimétriques celles qui répondent aux critères suivants :

- L'énergie mesurée doit être comprise entre 3 et 100 GeV.
- Le point d'impact doit être suffisamment éloigné d'une zone morte du calorimètre pour que son énergie soit correctement mesurée. On utilise le même type de condition que pour l'impact des électrons (p. 84) : les gerbes doivent entrer dans les acceptances externe et interne du calorimètre, et être éloignées de la colonne et des cellules mortes de plus de 2 cm. Elles doivent également se situer à un rayon supérieur à 15 cm, soit à plus de 5 cm du tube à vide, pour que la fuite d'énergie à l'intérieur de celui-ci ne soit pas importante.
- Le temps de l'événement — défini comme le temps moyen des quatre gerbes — doit être compatible avec le temps de l'acquisition, dans une fenêtre de 125 ns.

Les gerbes qui passent ces coupures sont combinées quatre par quatre.

²Les événements K_S , définis par une position verticale du vertex supérieure à 3 cm, contiennent très peu de bruit de fond. Ils ne sont en fait pas soumis à ces critères de filtrage, mais pour les besoins du tableau, ils ont tout de même été appliqués.

³Le fait que le critère sur E_{Kr}/P_{Ch} semble rejeter un peu plus de K_S que de K_L est dû au fait que l'échantillon de K_L contient encore environ 40 % de bruit de fond $\pi\mu\nu$, comme l'illustrent les taux de rejet *Identification d'un muon*.

Combinaison

Une distance minimale de 10 cm entre deux gerbes est requise, pour éviter que le recouvrement de l'énergie entre les deux ne soit trop important.

Pour que les quatre gerbes proviennent d'un même événement, on s'assure que leurs temps sont compatibles à 5 ns près.

Toutes les combinaisons de quatre gerbes répondant à ces critères sont considérées comme candidates $K^0 \rightarrow 2\pi^0 \rightarrow 4\gamma$.

3.2.2 Extraction du signal $\pi^0\pi^0$

Le bruit de fond principal à la désintégration en deux pions neutres est constitué des désintégrations en trois pions neutres pour lesquelles quatre des six photons remplissent les conditions précédemment décrites. Le taux de branchement du K_L en $3\pi^0$ est en effet 230 fois plus élevé (voir tableau 1.3) que celui en $2\pi^0$.

Deux critères sont utilisés pour discriminer ce bruit de fond : une coupure cinématique et la détection de photons supplémentaires.

A. Cinématique

Les énergies des quatre gerbes considérées sont combinées sous l'hypothèse qu'elles contribuent à la masse d'un kaon se désintégrant en quatre photons. On obtient la distance D de leur éventuel vertex commun au calorimètre par la relation :

$$D = \frac{1}{M_K} \sqrt{\sum_{i<j}^4 E_i E_j \times (r_{ij})^2}, \quad (3.10)$$

où E_i est l'énergie de la gerbe d'indice i et r_{ij} la distance entre les deux gerbes considérées. Pour la zone fiducielle acceptée, D vaut typiquement 115 mètres. La figure 3.9 illustre ces quantités.

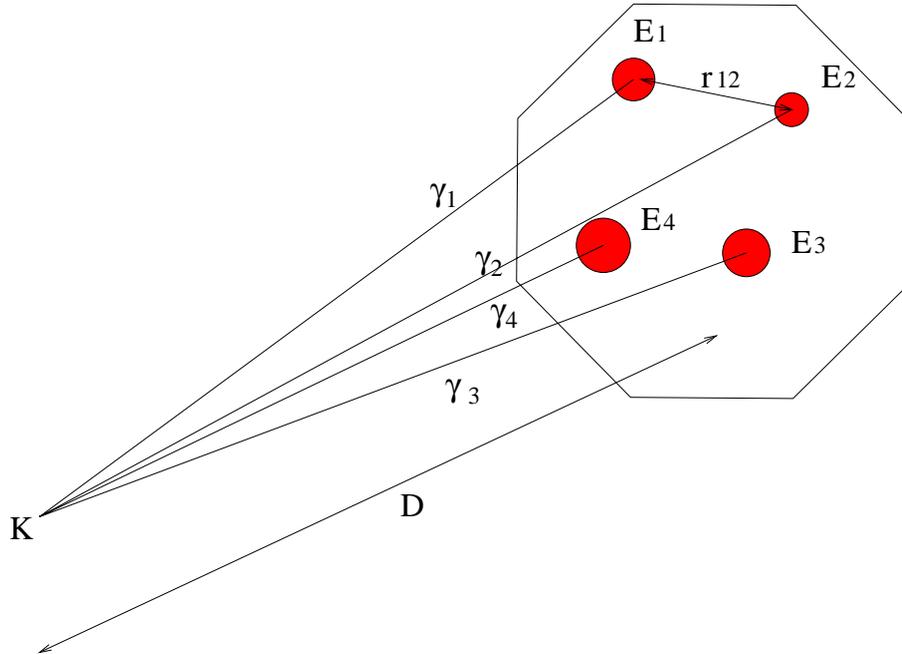


FIG. 3.9 – Topologie d'un événement $K^0 \rightarrow 2\pi^0 \rightarrow 4\gamma$ vu par le calorimètre électromagnétique.

1) Masse invariante photon-photon

La distance D ainsi calculée, les quatre photons sont appariés deux à deux — il existe trois possibilités — pour voir si une des combinaisons fournit deux masses de pions, selon la formule :

$$M_{\pi^0}^{ij} = \frac{r_{ij}}{D} \sqrt{E_i E_j}. \quad (3.11)$$

Pour un événement $2 \pi^0$, une des trois combinaisons donne des masses coïncidant avec celle d'un π^0 , soit $135,0 \text{ MeV}/c^2$. Pour un événement $3 \pi^0$, les masses obtenues avec quatre des six photons ne coïncident pas avec la masse des π^0 car la distance D calculée à l'aide d'une fraction des six photons est erronée. Un critère de sélection sur ces masses permet donc de séparer le bruit de fond du signal.

La figure 3.10 (gauche) montre la relation qui existe entre les deux masses invariantes de la combinaison la plus favorable, pour des événements K_S , dominés par la désintégration en deux pions. On remarque que les déviations par rapport à la masse du π^0 sont anti-corrélées.

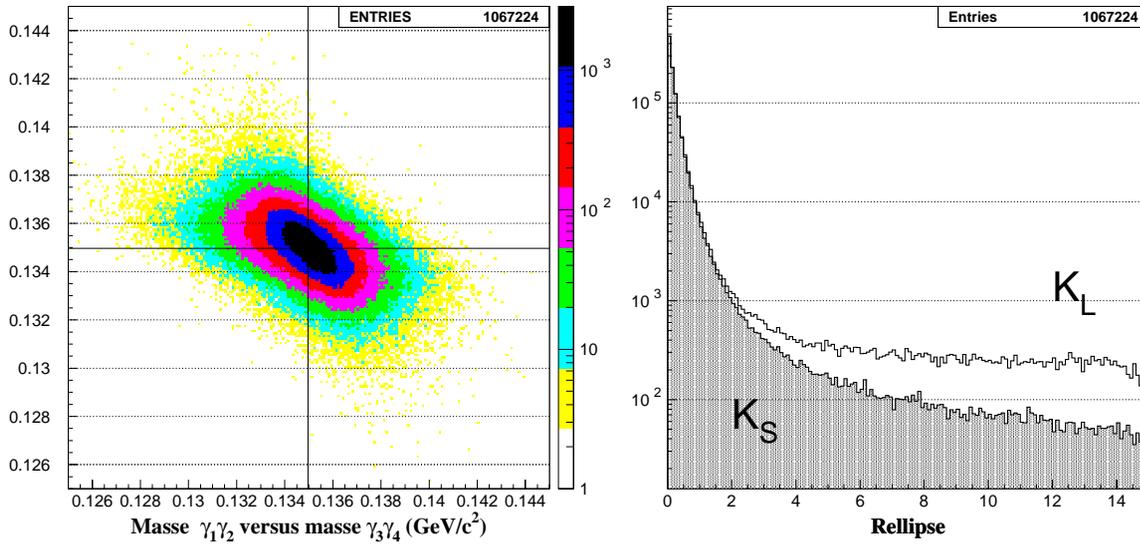


FIG. 3.10 – Gauche : relation entre les masses invariantes $\gamma\gamma$ d'un événement $K_S \rightarrow 2\pi^0 \rightarrow 4\gamma$. Droite : distribution de la variable R_{ell} pour des événements K_S et K_L .

La somme et la différence des masses sont donc des variables quasi indépendantes et il devient intéressant de construire un χ^2 à partir de ces deux variables pour discriminer les événements en $3 \pi^0$:

$$R_{ell} \equiv \frac{1}{9} \cdot \left(\frac{\frac{m_1+m_2}{2} - m_{\pi^0}}{\sigma_+} \right)^2 + \frac{1}{9} \cdot \left(\frac{\frac{m_1-m_2}{2}}{\sigma_-} \right)^2 \quad (3.12)$$

où $\sigma_+ = \sigma\left(\frac{m_1+m_2}{2}\right)$ et $\sigma_- = \sigma\left(\frac{m_1-m_2}{2}\right)$ sont les résolutions sur la somme et la différence des masses invariantes m_1 et m_2 des deux paires de photons. On utilise pour σ_+ et σ_- des paramétrisations en fonction de l'énergie du photon le moins énergétique. Le facteur $\frac{1}{9}$ est totalement arbitraire ; il a été introduit pour que R_{ell} vaille 1 pour une déviation de trois écarts standards.

La distribution de cette variable — nommée R_{ell} pour *ellipse* en raison de la forme du graphe des masses invariantes — est donnée par la figure 3.10 de droite. Le critère de sélection utilisé est $R_{ell} < 1,5$. L'excès d'événements K_L observable à grandes valeurs de R_{ell} correspond au bruit de fond $3\pi^0$. Nous verrons au chapitre 5.2.3 que l'ensemble des critères de sélection nous amène à une proportion de bruit de fond de 0,8 pour mille pour les événements K_L .

2) Barycentre énergétique

Nous avons vu dans la sélection des événements $\pi^+\pi^-$ que le faisceau K_S possède un halo important. Comme pour le mode chargé, on définit un barycentre énergétique par la relation :

$$\vec{g} = \frac{\sum_{i=1}^4 E_i \vec{r}_i}{\sum_{i=1}^4 E_i} \quad (3.13)$$

Pour que les taux de sélection s'éliminent dans le double rapport R , on utilise le même critère que pour le mode chargé : $|\vec{g}| < 10$ cm. Ce critère de sélection est fortement corrélé au critère sur R_{ell} puisqu'un événement pour lequel il manque de l'énergie verra également son barycentre décentré.

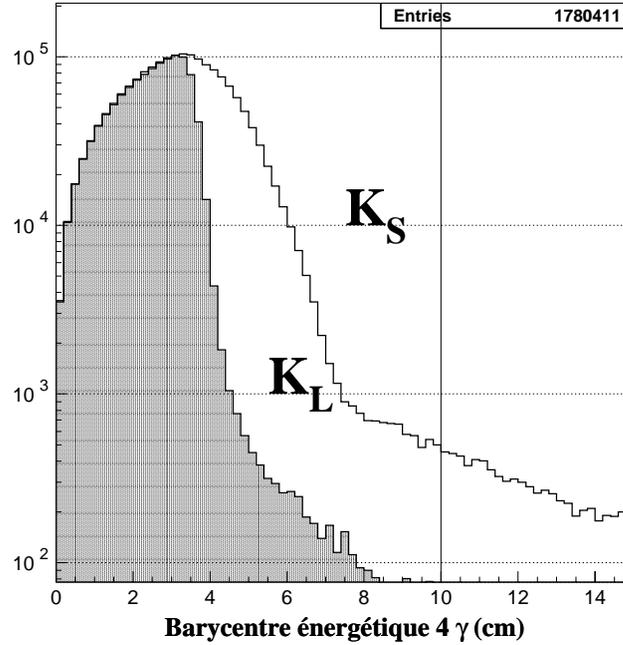


FIG. 3.11 – Barycentre énergétique des quatre photons des événements $\pi^0\pi^0$ (cm).

B. Identification de photons supplémentaires

Pour discriminer encore le bruit de fond, les événements possédant une gerbe supplémentaire dans le calorimètre sont éliminés. Une gerbe en coïncidence temporelle avec un événement considéré comme $2\pi^0$ a en effet une bonne probabilité d'appartenir à un troisième pion.

La coïncidence temporelle exigée est de 3 ns et la gerbe doit avoir une énergie supérieure à 1,5 GeV pour que l'événement soit rejeté. La figure 3.12 montre la distribution du temps des photons supplémentaires par rapport au temps de l'événement.

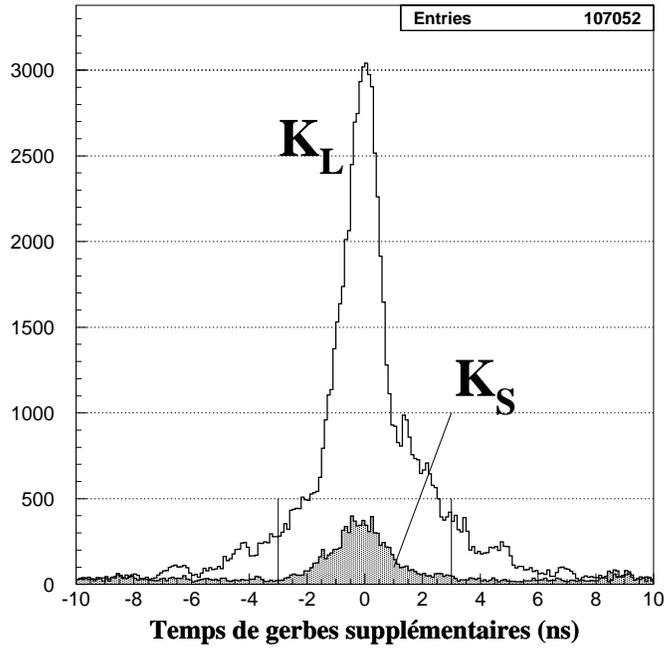


FIG. 3.12 – Distribution des temps de photons supplémentaires par rapport au temps des événements $\pi^0\pi^0$. Les événements K_S et K_L sont identifiés par la station d'étiquetage. L'échantillon de K_S contient une fraction ($\sim 5\%$) d'événements K_L (voir paragraphe 3.3).

3.2.3 Résumé des critères

Le tableau 3.2 résume les critères qui ont été développés dans les paragraphes précédents. Ils se définissent par rapport aux critères appliqués par le système de déclenchement (voir tableau 2.2) et par le filtrage préliminaire des données suivant :

- énergie totale déposée dans le calorimètre > 50 GeV,
- énergie des gerbes considérées > 2 GeV,
- cohérence temporelle de quatre gerbes $< 12,5$ ns,
- variable $R_{ellipse} < 20$,
- barycentre énergétique < 15 cm,
- temps de vie propre $< 6 \times \tau_S$.

L'ordre dans lequel les critères sont appliqués est arbitraire et les pourcentages indiqués sont les taux de rejet successifs. Il est à noter que la distinction des événements K_S et K_L est effectuée par la procédure d'étiquetage (voir le paragraphe suivant 3.3) et qu'elle n'a de sens qu'à partir du moment où un temps de l'événement a été défini.

Les événements de type K_S contiennent donc une fraction d'événements K_L . Environ 11 % des événements K_L sont identifiés comme K_S , ce qui explique que l'échantillon dit de K_S semble également contenir du bruit de fond, comme le suggère les taux de rejet des critères de temps de vie et de $R_{ellipse}$.

Quantité	Critère	K_S	K_L
Gerbes			
Énergie	$3 < E < 100$ GeV	-5,0 %	
Acceptance du calorimètre, colonne et cellules mortes		-7,6 %	
Temps cohérent avec le temps de l'acquisition		-4,3 %	
Distance entre deux gerbes	$d > 10$ cm	-2,7 %	
Cohérence temporelle	$ \Delta t < 5$ ns	-2,6 %	
Séparation K_S/K_L par l'étiquetage		$\rightarrow 18,6$ %	$\rightarrow 81,2$ %
Énergie et zone fiducielle			
Énergie du kaon	$70 < E < 170$ GeV	-9,8 %	-9,8 %
Temps de vie propre	$0 < \tau < 3,5 \times \tau_S$	-50,3 %	-76,6 %
Réduction des bruits de fond			
Ellipse (eq. 3.12)	$R_{ell} < 1,5$	-31,6 %	-85,1 %
Barycentre énergétique	$ \vec{g} < 10$ cm	-0,5 %	-0,2 %
Gerbe supplémentaire	$ \Delta t < 3$ ns (et $E > 1,5$ GeV)	-1,0 %	-10,7 %

 TAB. 3.2 – Résumé des critères de sélections pour $\pi^0\pi^0$.

3.3 Étiquetage

Pour les événements $\pi^+\pi^-$, la position reconstruite du vertex permet de distinguer les deux faisceaux, comme nous l'avons vu sur la figure 2.8. Pour le mode neutre, on fait appel à la station d'étiquetage qui a été décrite au chapitre 2.5. La procédure d'étiquetage consiste à observer la coïncidence d'un proton de la ligne de faisceau K_S avec une désintégration dans les détecteurs.

Un événement en coïncidence avec un proton à mieux que 2 ns est considéré comme un K_S . Si le plus proche proton est à plus de 2 ns, l'événement est pris pour un K_L .

Les figures 3.13 illustrent les distributions de trois types d'événements :

A) Les événements $K_S \rightarrow \pi^+\pi^-$ identifiés par la position de leur vertex ($y > 3,5$ cm).

À l'extérieur de la fenêtre temporelle de ± 2 ns, l'étiquetage est inefficace. L'**inefficacité d'étiquetage** — dénommée α_{SL} car des événements K_S sont pris pour des K_L — mesurée grâce à cette distribution est :

$$\alpha_{SL} = \frac{K_S \rightarrow \pi^+\pi^- |\Delta t| > 2 \text{ ns}}{K_S \rightarrow \pi^+\pi^- \text{ total}} = (1,44 \pm 0,08) \cdot 10^{-4} \quad (3.14)$$

B) Les événements $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-$ identifiés par la position de leur vertex ($y < 3,5$ cm). À l'intérieur de la fenêtre temporelle de ± 2 ns, l'événement est *accidentellement* étiqueté comme un K_S . La probabilité de cet **étiquetage accidentel** est déduite de cette distribution :

$$\alpha_{LS} = \frac{K_L \rightarrow \pi^+\pi^- |\Delta t| < 2 \text{ ns}}{K_L \rightarrow \pi^+\pi^- \text{ total}} = (11,20 \pm 0,03)\% \quad (3.15)$$

C) L'ensemble des événements $\pi^0\pi^0$ (K_S et K_L) pour lesquels l'étiquetage n'est possible que grâce à cette distribution.

Les nombres d'événements N_S^{eti} et N_L^{eti} observés en appliquant cette méthode d'étiquetage s'expriment en fonction des nombres réels de K_S et de K_L par les formules :

$$\begin{aligned} N_S^{eti} &= (1 - \alpha_{SL})N_S + \alpha_{LS}N_L \\ N_L^{eti} &= (1 - \alpha_{LS})N_L + \alpha_{SL}N_S \end{aligned} \quad (3.16)$$

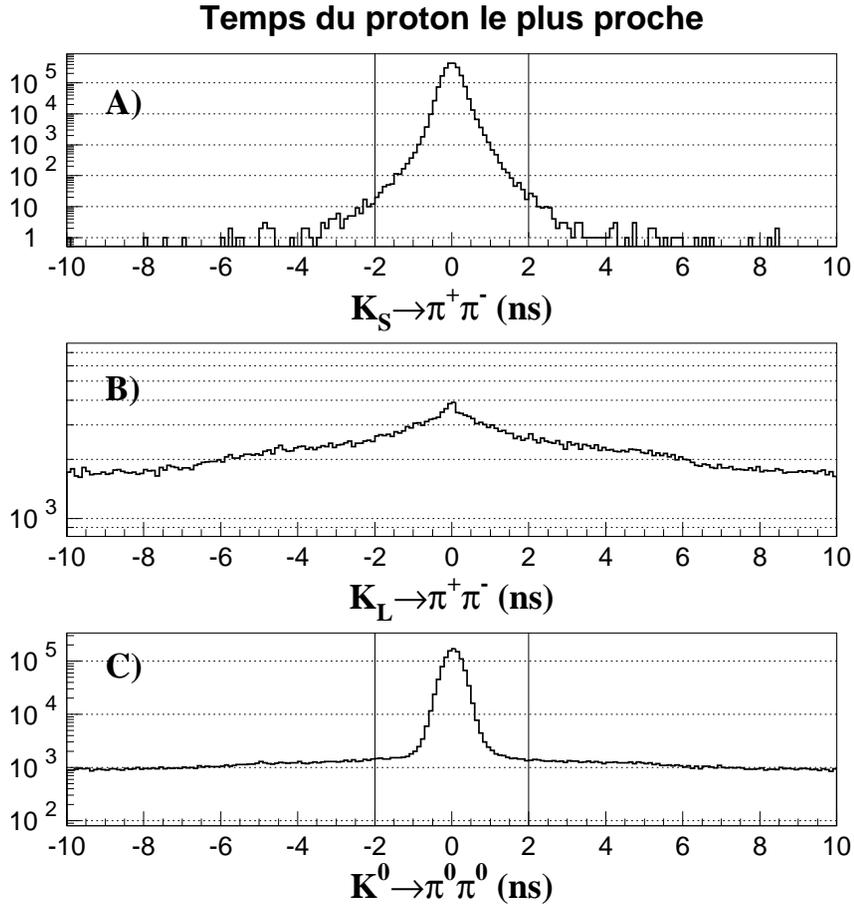


FIG. 3.13 – Distributions du temps du proton le plus proche des événements A) $K_S \rightarrow \pi^+ \pi^-$ identifiés par la position du vertex, B) $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^-$ identifiés par la position du vertex, C) $\pi^0 \pi^0$.

Les lots étiquetés de K_L sont ainsi essentiellement constitués d'événements K_L ($\alpha_{SL} \sim 10^{-4}$) alors que les lots de K_S contiennent 11,2 % d'événements K_L . Pour obtenir les nombres réels d'événements N_S et N_L en fonction des nombres observés, il suffit d'inverser le système d'équations 3.16. On obtient :

$$\begin{aligned}
 N_S &= \frac{(1 - \alpha_{LS})N_S^{eti} - \alpha_{LS}N_L^{eti}}{1 - \alpha_{SL} - \alpha_{LS}} \\
 N_L &= \frac{(1 - \alpha_{SL})N_L^{eti} - \alpha_{SL}N_S^{eti}}{1 - \alpha_{SL} - \alpha_{LS}}
 \end{aligned} \tag{3.17}$$

En appliquant cette méthode aux événements chargés et neutres, la mesure de R n'est alors sensible qu'à d'éventuelles différences entre α_{SL} ou α_{LS} entre les deux modes. Nous verrons au chapitre 5.1 comment ces différences sont estimées et quelles sont les incertitudes sur la mesure du double rapport qui résultent des erreurs d'étiquetage.

Remarque : en appliquant les formules 3.17 pour obtenir un nombre (ou une distribution) d'événements purs, les mêmes critères de sélection doivent être appliqués aux K_S et K_L étiquetés. Pour obtenir une distribution de K_L pondérés, il faut par exemple utiliser une distribution de K_S étiquetés également pondérés.

3.4 Zone fiducielle

La définition d'une région de désintégration commune aux quatre modes permet de minimiser les corrections à appliquer au double rapport R . Le propos de ce paragraphe est d'expliquer la méthode employée pour symétriser les zones fiducielles et les acceptances des quatre modes.

Cette zone est définie par le temps propre des désintégrations observées. Le temps de vol reconstruit s'exprime en fonction de l'énergie E_{rec} et de la position longitudinale z_{rec} reconstruites :

$$\tau = \frac{m_K}{c E_{rec}} (z_{rec} - z_o) \quad (3.18)$$

où z_o est une origine à définir.

On ne conserve que les événements de temps de vie positif — ce qui revient simplement à ne considérer que les désintégrations situées en aval de z_o — et inférieur à 3,5 fois le temps de vie du K_S ($\tau_S = 0,893 \cdot 10^{-10}$ s). La largeur de la zone de désintégration considérée dépend donc de l'énergie. De 70 à 170 GeV, elle croît de 13,1 à 31,8 mètres.

En appliquant ces critères de sélection ($0 < \tau < 3,5 \tau_S$), nous mesurons à **une énergie E donnée** les nombres d'événements suivants :

$$N_{+-}^S = \Gamma_{+-}^S \times F_S \int_0^{3,5\Lambda_S(E)} e^{-z/\Lambda_S(E)} A_{+-}^S(E, z) dz, \quad (3.19.a)$$

$$N_{00}^S = \Gamma_{00}^S \times F_S \int_0^{3,5\Lambda_S(E)} e^{-z/\Lambda_S(E)} A_{00}^S(E, z) dz, \quad (3.19.b)$$

$$N_{+-}^L = \Gamma_{+-}^L \times F_L \int_0^{3,5\Lambda_S(E)} e^{-z/\Lambda_L(E)} A_{+-}^L(E, z) dz, \quad (3.19.c)$$

$$N_{00}^L = \Gamma_{00}^L \times F_L \int_0^{3,5\Lambda_S(E)} e^{-z/\Lambda_L(E)} A_{00}^L(E, z) dz. \quad (3.19.d)$$

où l'origine z_o de la zone de désintégration est ici identique pour les quatre modes et prise égale à zéro. $F_{S,L}$ représentent donc les flux de K_S et de K_L incidents à z_o . $\Lambda_{S,L}(E)$ sont les longueurs de désintégration à l'énergie considérée et les fonctions $A(E, z)$ représentent les acceptances au sens large, c'est-à-dire l'acceptance purement géométrique des détecteurs et l'efficacité des coupures.

Les quantités qui interviennent dans le calcul de $Re(\epsilon'/\epsilon)$ sont bien sûr les taux de désintégration Γ , et non les N . La méthode du double rapport permet d'éliminer les termes de flux F_S et F_L , dès l'instant où les modes chargés et neutres sont acquis simultanément. La stratégie de NA48 est d'utiliser de plus une méthode de pondération pour éliminer également les intégrales.

3.4.1 Pondération

Les faisceaux K_S et K_L étant quasi colinéaires, ils illuminent les détecteurs de la même manière à z et E donnés. Les fonctions d'acceptance sont donc les mêmes pour les deux modes neutres et les deux modes chargés. Ainsi, $A_{+-}^S(E, z) \simeq A_{+-}^L(E, z)$ et $A_{00}^S(E, z) \simeq A_{00}^L(E, z)$ dans les équations 3.19.

Ceci ne suffit pas à égaliser les intégrales intervenant dans N^S et N^L , du fait des termes en $e^{-z/\Lambda_{L,S}(E)}$. Rappelons que le rapport Λ_L/Λ_S vaut environ 580. Pour que les intégrales deviennent identiques, nous pondérons chaque événement K_L par la quantité :

$$\mathcal{P}(E, z) = e^{-z(\frac{1}{\Lambda_S(E)} - \frac{1}{\Lambda_L(E)})} \quad (3.20)$$

Les quantités 3.19.c et 3.19.d deviennent :

$$\begin{aligned}
 P_{+-}^L &= \Gamma_{+-}^L \times F_L \int_0^{3,5\Lambda_S(E)} e^{-z/\Lambda_L(E)} A_{+-}(E, z) \cdot \mathcal{P}(E, z) dz \\
 &= \Gamma_{+-}^L \times F_L \int_0^{3,5\Lambda_S(E)} e^{-z/\Lambda_S(E)} A_{+-}(E, z) dz
 \end{aligned} \tag{3.21}$$

$$\begin{aligned}
 P_{00}^L &= \Gamma_{00}^L \times F_L \int_0^{3,5\Lambda_S(E)} e^{-z/\Lambda_L(E)} A_{00}(E, z) \cdot \mathcal{P}(E, z) dz \\
 &= \Gamma_{00}^L \times F_L \int_0^{3,5\Lambda_S(E)} e^{-z/\Lambda_S(E)} A_{00}(E, z) dz
 \end{aligned} \tag{3.22}$$

On y reconnaît les mêmes intégrales que dans 3.19.a et 3.19.b. Graphiquement, la procédure de pondération est représentée par la figure 3.14 : la distribution longitudinale des K_L épouse la forme de celle des K_S .

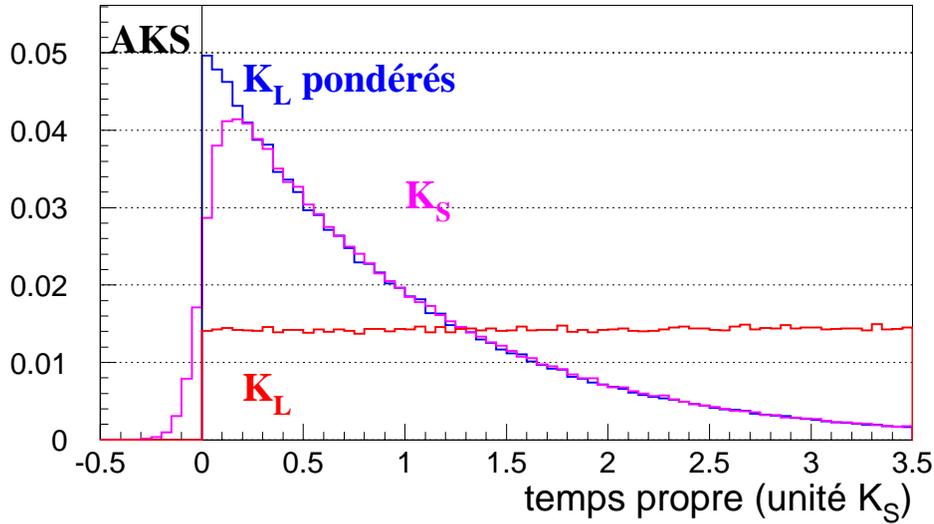


FIG. 3.14 – Distributions longitudinales d'événements K_S , K_L et K_L pondérés (dans le mode $\pi^+\pi^-$).

Dans le double rapport R des quantités mesurées N^S et P^L , les intégrales s'éliminent entre K_S et K_L , les flux F_S et F_L se simplifient dans les simples rapports $\pi^+\pi^-/\pi^0\pi^0$. On obtient donc :

$$\frac{P_{00}^L}{N_{00}^S} \Big/ \frac{P_{+-}^L}{N_{+-}^S} = \frac{\Gamma_{00}^L}{\Gamma_{00}^S} \Big/ \frac{\Gamma_{+-}^L}{\Gamma_{+-}^S} = R(E) \tag{3.23}$$

Cette méthode permet donc d'obtenir R et donc $R\epsilon(\epsilon'/\epsilon)$ directement, sans avoir à connaître les flux des faisceaux et les acceptances des détecteurs. Quels sont les faiblesses de la méthode ?

Coût statistique

L'erreur statistique sur la mesure d'un grand nombre N d'événements vaut \sqrt{N} . En pondérant, on ne mesure plus N mais $P = \sum_1^N \mathcal{P}_i$ où \mathcal{P}_i est le poids donné événement par événement par la formule 3.20. Le carré de l'erreur sur P est donné par la somme des poids au carré. Les

erreurs statistiques sur notre double rapport seront données pour des nombres N simplement comptés et des nombres P pondérés par :

$$\sigma_N = \sqrt{N} \quad \text{et} \quad \sigma_P = \sqrt{\sum_1^N \mathcal{P}_i^2} \quad (3.24)$$

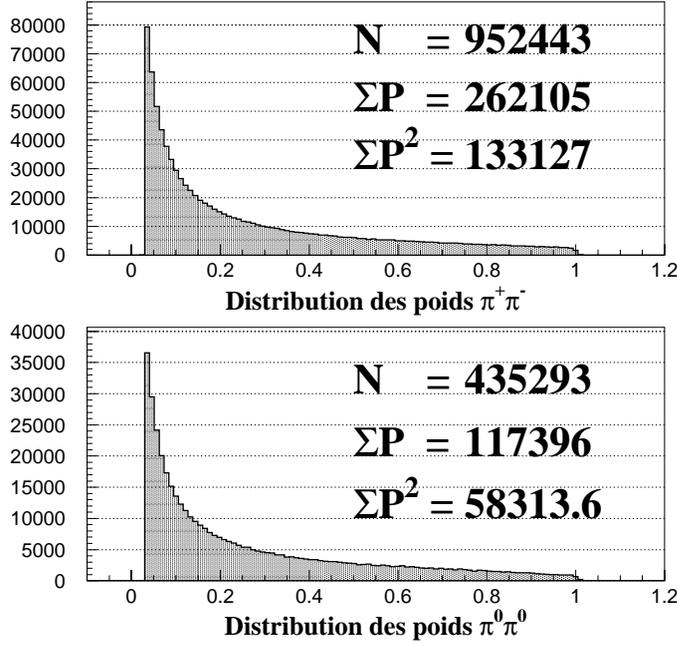


FIG. 3.15 – Distributions des poids appliqués aux événements $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-$ (haut) et $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0$ (bas). Le nombre d'événements, la somme de leur poids et la somme de leur poids au carré sont indiqués.

Étant donnée la distribution des poids que nous appliquons (voir figure 3.15), on obtient une augmentation de l'erreur statistique semblable dans les deux modes :

$$\frac{\sigma_P}{P} \simeq \frac{1,36}{\sqrt{N}} \quad (3.25)$$

De plus, la pondération limite l'intérêt d'élargir la zone de désintégration au delà de 3,5 durées de vie du K_S . Par définition, le flux de K_S est atténué par un facteur $e^{-3,5} = 3\%$ à ce niveau et agrandir la zone fiducielle ne constituerait pas un apport statistique significatif. En revanche, le flux de K_L reste essentiellement constant. Les détecteurs se trouvent à environ 90 mètres de la cible K_S , soit près de 10 longueurs de désintégration du K_S à l'énergie maximale considérée. Il pourrait paraître intéressant d'étendre la zone fiducielle limitée à plus de 3,5 longueurs de désintégration, pour augmenter le nombre d'événements K_L , justement défavorisés.

D'après l'équation 3.20, ces événements K_L à grande durée de vie recevraient un poids \mathcal{P}_i faible. Ils ne contribueraient finalement que très peu à l'erreur statistique. On peut montrer [57] que l'incertitude statistique que l'on peut atteindre admet une valeur asymptotique en fonction de la largeur de la zone fiducielle considérée. Ce point sera en particulier illustré dans

le dernier chapitre de cette thèse, au paragraphe 6.2.2 dans lequel sont montrées les incertitudes statistiques obtenues pour différentes coupures en temps de vie. Pour 3,5 temps de vie des K_S , la valeur asymptotique est quasiment atteinte.

Mais élargir la zone fiducielle permet également de diminuer la sensibilité de la mesure à l'échelle d'énergie. Bien sûr, considérer des zones plus grandes apporterait des contraintes importantes sur la stratégie d'acquisition, les deux systèmes de déclenchement appliquant des critères *en ligne* sur le temps de vie des événements. La valeur de 3,5 τ_S représente un bon compromis entre ces deux derniers points.

Correction d'acceptance

Pour obtenir l'élimination des intégrales des équations 3.19, nous avons fait l'hypothèse que les acceptances étaient égales pour les deux faisceaux. Cette hypothèse repose sur leur colinéarité. Or nous avons vu que les faisceaux formaient un angle de 0,6 mrad, convergeant vers le calorimètre. Il en résulte que A^S et A^L ne sont pas forcément égales.

Pour estimer quel biais peut être causé par ces différences d'acceptance entre les deux faisceaux, nous nous sommes dotés d'une simulation détaillée de l'expérience. Elle nous permet d'estimer les rapports A^L/A^S pour les deux modes et de corriger les nombres d'événements observés à une énergie donnée. Ces corrections seront explicitées au chapitre 5.4, mais on peut d'ores et déjà noter qu'elles ne dépassent pas 2 % par mode, dans aucun intervalle d'énergie.

Sans la méthode de pondération, les corrections qu'il faudrait appliquer peuvent atteindre 15 %. Dans le mode neutre, elles varient de -12 % à +16 %, comme l'illustre la figure 3.16 en haut. L'intérêt de la méthode de pondération est donc de minimiser ces corrections, ce qui les rend plus aisées à estimer à l'aide d'une simulation.

3.4.2 Définition de l'origine

Reste à définir l'origine z_o de la zone de désintégration. Dans le faisceau K_L , cette origine importe peu car le temps de vol est grand devant l'intervalle considéré. Le flux de K_L décroît lentement le long de la ligne de faisceau. La quantité d'événements collectés dépend essentiellement de la largeur de l'intervalle des τ considérés, pas de son origine. On choisira des bornes fiducielles identiques pour les événements K_L et K_S , de manière à obtenir des acceptances similaires.

Dans le faisceau K_S , la décroissance est par contre très brutale. L'origine devra être choisie la plus proche possible de la cible pour augmenter la statistique.

De plus, le positionnement d'un événement par rapport à l'origine dépend uniquement de la mesure de la position longitudinale z_{rec} du vertex. Cette mesure a une résolution finie — de l'ordre de 50 cm en $\pi^+\pi^-$ comme en $\pi^0\pi^0$ — de sorte que le nombre d'événements *mesurés* au-delà de z_o soit en fait égal à :

- N_{vrai} , le nombre de K réellement au-delà de z_o ($z_{vrai} > z_o$),
- augmenté du nombre N^+ de K dont la véritable position de désintégration est inférieure à z_o et qui ont été mesurés supérieurs à z_o ($z_{vrai} < z_o < z_{rec}$),
- diminué du nombre N^- de K dont la véritable position de désintégration est supérieure à z_o et qui ont été mesurés inférieurs à z_o ($z_{rec} < z_o < z_{vrai}$).

Dans le faisceau K_S , du fait du flux exponentiellement décroissant N^+ et N^- différent, même pour des résolutions symétriques.

Dans le faisceau K_L , le flux est essentiellement constant en fonction de z et $N^+ \sim N^-$, de sorte que l'on ne commet pas de biais significatif en rejetant les événements en se fondant sur la position reconstruite.

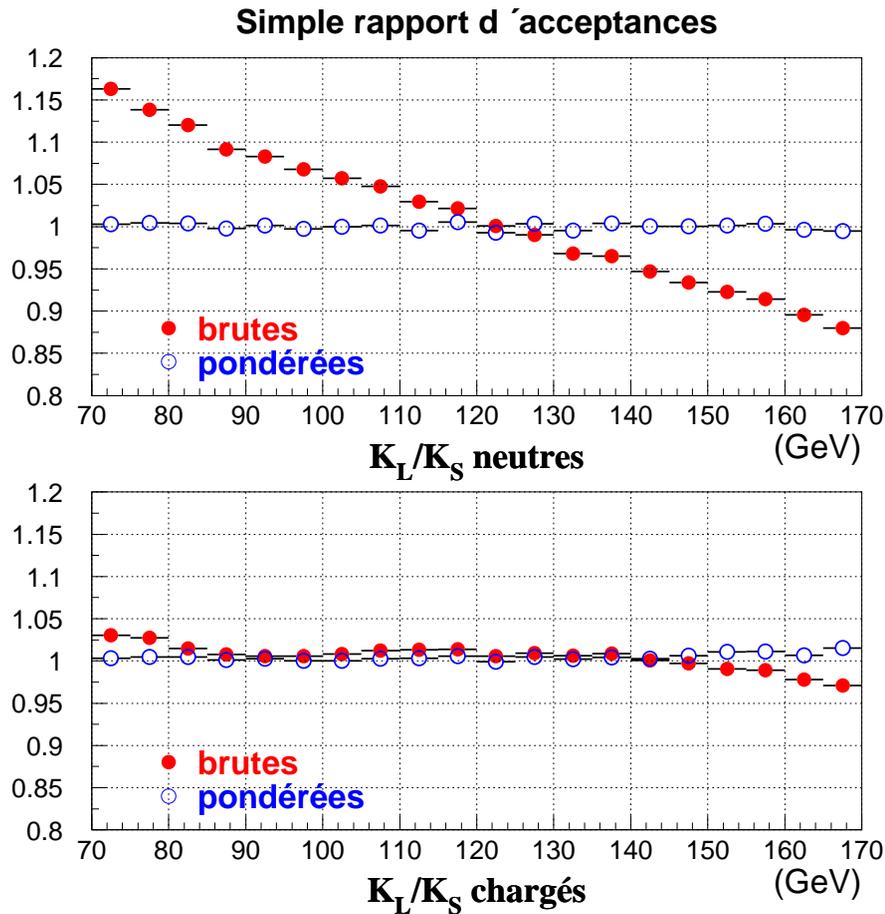


FIG. 3.16 – Rapport des acceptances A^L/A^S en fonction de l'énergie pour le mode neutre (haut) et chargés (bas) des distributions brutes (disques) et pondérées (cercles).

En revanche, pour définir le début de la zone de désintégration des événements K_S , nous avons besoin d'une autre méthode. On utilise l'AKS, un détecteur placé le plus près possible de la cible K_S , et que j'ai décrit au paragraphe 2.2.4. Ce détecteur scintillant détecte toute désintégration se produisant en amont de sa position. Tout événement corrélé à un signal dans l'AKS est ainsi rejeté. Pratiquement, nous ne considérons pas les événements dont le temps est en coïncidence avec un signal dans l'AKS à moins de 3 ns.

En utilisant les mêmes zones fiducielles pour les quatre types d'événements, et grâce à la méthode de pondération des événements K_L , les acceptances s'éliminent ainsi dans le double rapport. Nous verrons au chapitre 5.4 quels sont les biais sur R dus aux différences résiduelles d'acceptance. Les questions de l'inefficacité de l'AKS, de la différence des origines pour les événements neutres et chargés et de la composition des faisceaux en K_S et K_L y seront en particulier abordées.

3.5 Simultanéité

J'ai évoqué dans l'introduction à la méthode de NA48 que la simultanéité de détection des quatre modes était importante. Nous avons vu dans les paragraphes précédents que les flux de kaons devaient s'éliminer dans le double rapport, entre les modes neutres et chargés.

Qu'advient-il alors si les modes neutres ou chargés sont affectés par une inefficacité ou un temps mort η , d'un détecteur ou de l'acquisition ? *A priori*, les flux ne se simplifient plus dans le double rapport. Mais si le rapport des flux est constant, η affecte le faisceau K_S et le faisceau K_L de manière symétrique.

Le rapport des intensités des faisceaux n'est pas parfaitement constant — la figure 2.2 de gauche l'a illustré — et réduire aux maximum les temps morts ou les inefficacités est un point crucial de la mesure de $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$.

Deux méthodes peuvent être employées pour traiter d'éventuelles inefficacités ne concernant que les modes $\pi^+\pi^-$, ou que les modes $\pi^0\pi^0$:

- Les inefficacités peuvent être mesurées *a posteriori*, et le double rapport R corrigé par le rapport des efficacités K_S et K_L . Ce premier point correspond typiquement à une inefficacité de déclenchement et sera illustré au chapitre suivant.
- Lorsque l'inefficacité a une définition temporelle précise, il est possible d'inhiber toute l'acquisition, égalisant ainsi la perte d'événements des quatre modes. Cette opération peut être pratiquée *en ligne*, par exemple quand un détecteur n'envoie plus d'information. Elle peut également être traitée *a posteriori*, si l'information nécessaire a été enregistrée.

Ce dernier cas est représenté par trois types de critères qui sont développés dans les paragraphes suivants.

3.5.1 Temps mort du déclenchement chargé

Le système de déclenchement pour le mode $\pi^+\pi^-$ a été décrit au paragraphe 2.6.3. Il arrive que le flux d'événements envoyé par le déclenchement de niveau 1 à la ferme de processeurs de niveau 2 soit trop important. En ce cas, le processeur de gestion de la ferme envoie un signal en amont pour inhiber toute nouvelle requête. Pendant le laps de temps où ce signal est maintenu, les nouveaux événements $\pi^+\pi^-$ observés par le déclenchement de niveau 1 ne sont plus envoyés au niveau 2 et sont donc perdus.

Le signal de temps mort du niveau 2 est enregistré et peut être appliqué *a posteriori* aux événements $\pi^0\pi^0$. Les pertes, éventuellement différentes en K_S et K_L sont ainsi symétrisées entre modes chargés et neutres. La perte mesurée sur les événements $\pi^0\pi^0$ vaut, après tout autre critère de sélection :

$$d_S = 0,297 \pm 0,005\% \quad d_L = 0,275 \pm 0,008\% \quad (3.26)$$

pour les événements K_S et K_L respectivement.

3.5.2 Dépassement de capacité du système de lecture des chambres

Les mémoires tampons dans lesquelles est conservée l'information des chambres à dérive sont de taille finie. Un événement de haute multiplicité est susceptible de saturer la mémoire allouée à un événement. De nouveaux coups dans les chambres ne sont alors plus acceptés. L'information du spectromètre est ainsi incomplète et un événement $\pi^+\pi^-$ peut-être perdu, là où un événement $\pi^0\pi^0$ n'est pas perturbé. L'occurrence d'un tel dépassement de capacité est enregistrée, et un événement neutre comme chargé est rejeté *a posteriori* si un dépassement est présent dans une fenêtre de $\pm 312,5$ ns autour de l'événement. Cette coupure sera illustrée dans

le chapitre suivant, par une mesure de l'inefficacité du déclenchement pour $\pi^+\pi^-$ — il utilise l'information des chambres — en fonction du temps d'un signal de dépassement. Les taux de rejet pour les quatre modes valent :

$$\begin{aligned} d_S^{00} &= 20,43 \pm 0,04\% & d_L^{00} &= 20,22 \pm 0,05\% \\ d_S^{+-} &= 11,13 \pm 0,02\% & d_L^{+-} &= 11,20 \pm 0,03\% \end{aligned} \quad (3.27)$$

Contrairement au cas précédent, la coupure rejette également des événements $\pi^+\pi^-$. Ces événements ont survécu au problème de dépassement, bien que l'information des chambres soit incomplète. Ils sont tout de même éliminés du lot final, de sorte que le temps mort artificiellement imposé soit égal dans les quatre modes.

3.5.3 Contrôle de qualité

Une attention particulière est bien sûr portée à la qualité des données. Des quantités caractéristiques de la qualité des échantillons ont été estimées sur deux bases de temps : le déversement de l'accélérateur (ou *burst*) et les périodes de prises de données ininterrompues (ou *run*). L'élaboration de ces quantités et la production d'une base de données les regroupant a constitué une partie technique de mon travail de thèse et sera décrite dans l'annexe A.

Des critères de sélection sont appliqués sur les variables de cette base de données, en particulier pour discriminer des *bursts* dans lesquels le mode de déclenchement chargé n'était pas actif. Ces critères (décrits en détail dans l'annexe) tendent à symétriser les conditions d'acquisition des quatre modes, et à minimiser les biais éventuels.

3.6 Conclusion

En appliquant toutes les sélections qui ont été développées dans ce chapitre aux données engrangées par NA48 en 1997, on obtient les nombres d'événements suivants :

Mode	Étiquetés	Corrigés
$K_S \rightarrow \pi^+\pi^-$	2 218 276	2 086 869
$K_L \rightarrow \pi^+\pi^-$	952 445	1 072 573
$K_S \rightarrow \pi^0\pi^0$	1 040 452	975 058
$K_L \rightarrow \pi^0\pi^0$	435 294	490 195

TAB. 3.3 – Nombres d'événements collectés par NA48 en 1997.

La première colonne correspond aux nombres d'événements étiquetés, la seconde aux événements corrigés de l'étiquetage, grâce aux formules 3.17. Ils correspondent donc aux nombres réels d'événements. L'erreur statistique sur la mesure de R obtenue, en tenant compte de la pondération (eq. 3.24 et 3.25) et de l'étiquetage accidentel se déduit de ces nombres :

$$\sigma_{stat}^R = 27 \cdot 10^{-4}, \quad (3.28)$$

ce qui correspond à une erreur sur $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$ six fois moindre :

$$\sigma_{stat}^{Re(\varepsilon'/\varepsilon)} = 4,5 \cdot 10^{-4}. \quad (3.29)$$

Chapitre 4

Des efficacités de déclenchement

Dans le chapitre précédent, nous avons vu comment sélectionner les événements des quatre modes de désintégration qui interviennent dans le calcul de $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$. Avant d'effectuer le double rapport, nous devons vérifier qu'aucun effet physique ou lié à notre appareillage n'introduit de biais. De nombreux effets doivent ainsi être considérés et le résultat de leur étude peut être de deux types :

1. L'effet est faible et peut être négligé.
2. L'effet peut être important : une correction et son incertitude doivent être calculées.

Dans les paragraphes suivants, j'étudie dans le détail les biais qui peuvent surgir des inefficacités des systèmes de déclenchement. Le premier paragraphe décrit le principe mis en œuvre pour mesurer ces inefficacités. Dans le paragraphe suivant, j'applique cette méthode à l'inefficacité du déclenchement de niveau 2 pour le mode $\pi^+\pi^-$. Cet effet appartient à la seconde catégorie : l'incertitude qui lui est associée est en effet la plus grande de nos incertitudes systématiques. Les inefficacités des différents éléments du système de niveau 1 sont ensuite étudiées. Tout comme l'effet du déclenchement pour les modes $\pi^0\pi^0$, leurs effets appartiennent à la première catégorie et je montre dans le dernier paragraphe comment nous concluons que les biais systématiques associés sont négligeables.

Les autres effets systématiques menant à des corrections sur le double rapport seront décrits plus succinctement dans le chapitre suivant.

4.1 Principe de mesure des efficacités

Le propos de ce paragraphe est d'exposer la méthode employée pour mesurer l'efficacité d'un système de déclenchement. Celle-ci est en effet importante car les événements mesurés N_{mes} ne constituent qu'une fraction des événements N_{ver} qui répondent à nos critères de sélection. Si η est l'efficacité du système de déclenchement, on a :

$$N_{mes} = \eta \times N_{ver} \quad (4.1)$$

Nous avons pris soin de symétriser les acceptances de chaque mode par la méthode de pondération (voir paragraphe 3.4.1) et d'acquérir les désintégrations K_S et K_L simultanément. Au premier ordre, l'efficacité η de chaque mode doit donc s'éliminer dans le rapport entre K_S et K_L . Encore faut-il le vérifier avec suffisamment de précision.

Mesure de l'efficacité

Avant tout, il faut bien sûr disposer d'un lot d'événements qui n'a pas été déclenché par le système de déclenchement considéré, et qui contient suffisamment d'événements $\pi^+\pi^-$ ou $\pi^0\pi^0$. Deux types de systèmes de déclenchement peuvent fournir cet échantillon : un système de plus bas niveau ou un système complètement décorrélié. Par la suite, j'utiliserai la dénomination *échantillon de contrôle* pour qualifier ce lot de données non-biaisé par le déclenchement étudié que j'appellerai *principal*.

L'efficacité qui nous préoccupe est celle qui s'applique aux événements $\pi^+\pi^-$ ou $\pi^0\pi^0$ sélectionnés au chapitre précédent. L'ensemble des critères de sélection doit donc être appliqué à l'échantillon de contrôle, à l'identique de l'échantillon principal. Ces critères de sélection étant plus restrictifs que les critères de déclenchement principal, il suffit de tester la réponse de ce système sur les événements appartenant à l'échantillon de contrôle pour mesurer son efficacité. Autrement dit, il faut vérifier qu'un événement de contrôle a été également acquis par le système principal.

Si on dénote N_c le nombre d'événements de contrôle dont on dispose, et N_{oui} le nombre de ces événements qui ont été effectivement sélectionnés par le système principal, l'efficacité η de ce système vaut :

$$\eta = \frac{N_{oui}}{N_c}. \quad (4.2)$$

Incertitude

L'incertitude avec laquelle on mesure cette efficacité vaut :

$$\delta\eta = \frac{\sqrt{\eta(1-\eta)}}{\sqrt{N_c}}. \quad (4.3)$$

Cette formule s'obtient de deux manières équivalentes :

- Une variable statistique qui vaut 1 si l'événement est accepté et 0 s'il est refusé suit une loi binomiale, dont l'espérance est l'efficacité multipliée par le nombre de tirages : $\eta \times N_c$. La variance [6] valant $\eta(1-\eta) \times N_c$, on en déduit l'incertitude sur η ci-dessus.
- On peut considérer avoir mesuré deux lots **indépendants** N_{non} et N_{oui} d'événements inefficaces et efficaces. L'efficacité vaut alors $\eta = \frac{N_{oui}}{N_{non}+N_{oui}}$. En propageant les erreurs poissonniennes \sqrt{N} , on obtient la formule ci-dessus.

Dans le cas d'événements pondérés par des poids P_i , la seconde méthode donne l'incertitude sur la mesure d'efficacité, en propageant les incertitudes ($\sqrt{\sum P_i^2}$) sur les nombres d'événements pondérés. La formule obtenue est :

$$(\delta\eta)^2 = \left(\frac{\eta}{\sum P_i}\right)^2 \sum_{non} P_i^2 + \left(\frac{1-\eta}{\sum P_i}\right)^2 \sum_{oui} P_i^2, \quad (4.4)$$

où les indices *oui* et *non* indiquent l'échantillon sur lequel la somme est effectuée.

Remarque : $\delta\eta$ est une fonction symétrique par rapport à 50 %, croissante de 0 à 50 %, décroissante de 50 à 100 %. En terme d'incertitude, il est équivalent de mesurer une efficacité (ou une inefficacité) de η ou de $1-\eta$.

La présélection

L'incertitude est donc d'autant plus basse que l'efficacité est grande¹ et que le nombre d'événements de contrôle est élevé. S'il était possible d'enregistrer l'intégralité des événements de contrôle, ils seraient utilisés comme événements principaux et nous n'aurions pas besoin d'un niveau de déclenchement supérieur. Seule une fraction de ces événements peut être techniquement acquise, du fait de la haute intensité nécessaire à la collecte d'un lot important de données, et des limites des systèmes d'acquisition.

Le superviseur de niveau 2 (voir paragraphe 2.6.4) effectue une présélection des événements de contrôle, en n'en acquerrant que 1 parmi D . Ce facteur D détermine l'incertitude que l'on aura sur la mesure d'une efficacité η donnée. Le nombre de bons événements appartenant à l'échantillon de contrôle vaut : $N_c = \frac{N_{mes}}{\eta \times D}$, où N_{mes} est le nombre d'événements présents dans l'échantillon principal, η est l'efficacité, et D le facteur de présélection. L'incertitude 4.3 devient :

$$\delta\eta = \frac{\sqrt{D\eta^2(1-\eta)}}{\sqrt{N_{mes}}} \quad (4.5)$$

L'incertitude sur le nombre véritable d'événements N_{ver} de la formule 4.1 a deux origines : l'incertitude sur la mesure de η et l'incertitude statistique sur $N_{mes} = \sqrt{N_{mes}}$. En propageant ces erreurs, on obtient :

$$\sigma_{ver}^2 = \left(\frac{\delta\eta}{\eta^2} N_{mes}\right)^2 + \left(\frac{\delta N_{mes}}{\eta}\right)^2 = \frac{N_{mes}}{\eta^2} \times (D(1-\eta) + 1). \quad (4.6)$$

Le second terme provient de l'incertitude statistique sur l'échantillon principal, le premier terme est l'incertitude systématique — mais elle provient entièrement de l'incertitude statistique de l'échantillon de contrôle — sur l'efficacité de son déclenchement.

Le rapport de l'incertitude systématique à l'incertitude statistique est donné par $D(1-\eta)$. Pour une fraction de présélection $1/D$ égale à l'inefficacité $(1-\eta)$, les deux incertitudes sont identiques. Le choix du paramètre D est donc un point essentiel de la stratégie d'acquisition. Les différents échantillons de contrôle et les facteurs D à leur appliquer doivent être choisis, en connaissance des inefficacités des différents systèmes de déclenchement, de sorte que l'incertitude soit suffisamment basse.

4.2 Déclenchement $\pi^+\pi^-$ de niveau 2

Le déclenchement pour les modes $\pi^+\pi^-$ s'effectue en deux niveaux successifs. La méthode de mesure exposée dans le paragraphe précédent peut être utilisée pour évaluer l'efficacité du système de niveau 2 en utilisant une fraction des événements de niveau 1 comme échantillon de contrôle. Ce paragraphe est consacré à cette mesure, alors que nous étudierons l'efficacité du niveau 1 dans le paragraphe 4.3.

4.2.1 Chaîne de déclenchement pour $\pi^+\pi^-$

Pour bien comprendre l'efficacité du déclenchement de niveau 2, le schéma de principe de l'ensemble de la chaîne de déclenchement est nécessaire. La figure 4.1 représente les différents modules électroniques utilisés ainsi que les signaux qu'ils échangent. La plupart de ces signaux sont échantillonnés avec une période de 25 ns et enregistrés sur une fenêtre de -100 à $+200$ ns autour de l'événement. Les niveaux où ils sont enregistrés sont signalés sur la figure par les lettres PU, pour *Pattern Units* nom anglais qui désigne ce système d'enregistrement.

¹Si elle dépasse les 50 %, ce qui est notre cas.

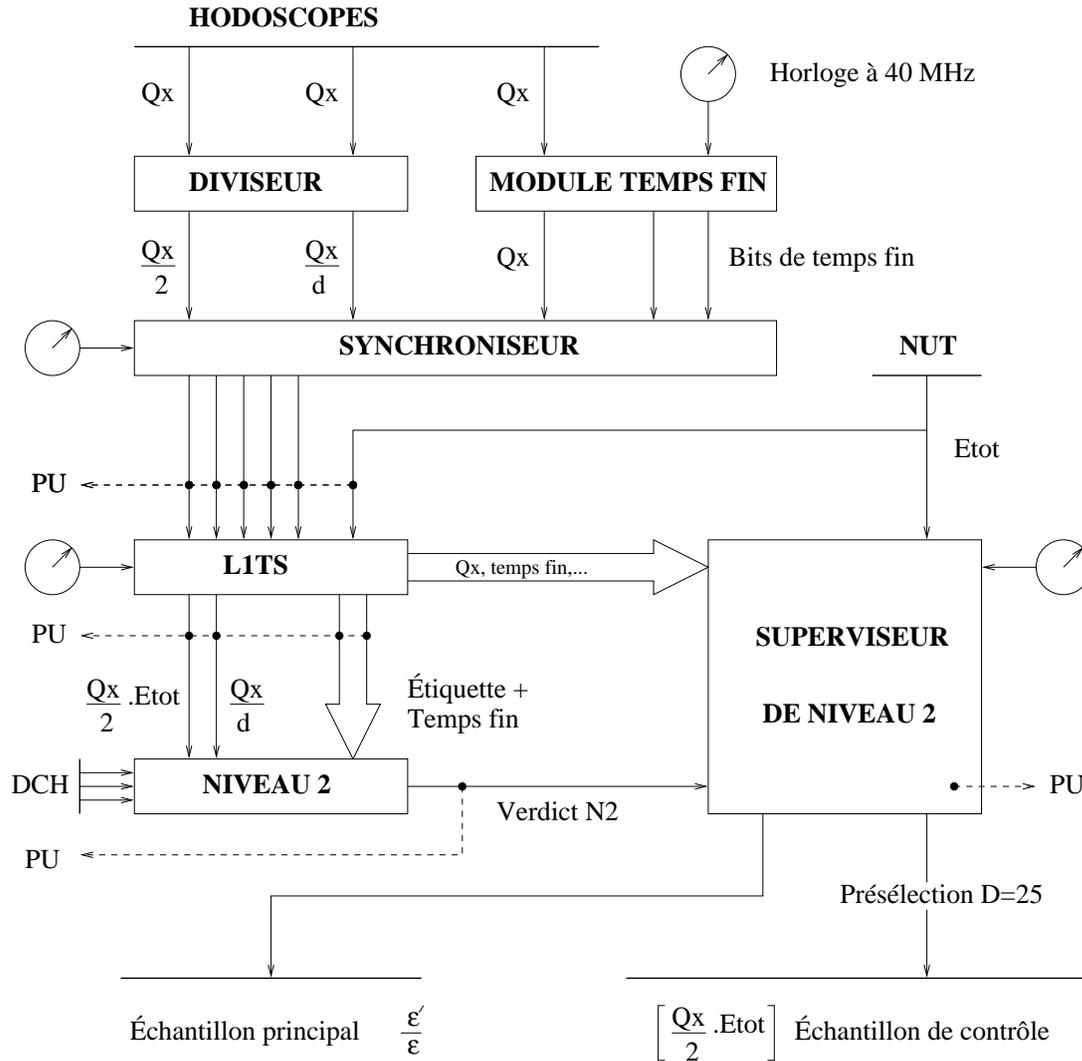


FIG. 4.1 – Schéma électronique de la chaîne de déclenchement pour $\pi^+\pi^-$ dans la configuration de la prise de données de 1997.

La chaîne se résume aux points suivants :

- L'hodoscope fournit le signal Q_X défini au paragraphe 2.3.2. Avant d'être échantillonné à 25 ns par le synchroniseur, le signal subit deux opérations :
 - Deux présélections, par un facteur 2 pour le déclenchement principal, mais également par un facteur d (32 au tout début de la prise de données, puis 128) que nous utiliserons au paragraphe 4.3.2.
 - Un calcul de temps fin en unité de 25/4 ns dont le résultat est codé sur deux bits.
- Le système de déclenchement neutre (NUT) fournit le signal E_{tot} (voir page 71) aux superviseurs de niveaux 1 et 2.
- Le superviseur de niveau 1 (LITS) compare les signaux Q_X et E_{tot} et déclenche le système de niveau 2 si une coïncidence $\frac{Q_X}{2} \times E_{tot}$ est trouvée.
- Le système de niveau 2 (voir page 71) extrait l'information des chambres et reconstruit l'événement *en ligne*, en utilisant le temps en unité de 25/4 ns comme référence temporelle.

- Le superviseur de niveau 2 prend les décisions d'acquisition si :
 - Il reçoit un verdict positif du système de niveau 2. Il s'agit alors d'un événement du lot principal pour la mesure de $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$.
 - Les signaux $Q_X/2$ et E_{tot} coïncident². Une fraction $1/25$ des événements $\frac{Q_X}{2} \times E_{tot}$ est acquise pour le contrôle d'efficacité.

4.2.2 Mesure de l'efficacité

Le système de niveau 2 fournit ainsi l'échantillon d'événements $\pi^+\pi^-$ pour le calcul de $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$. Il est lui même déclenché par le système de niveau 1 dont on étudiera l'efficacité au paragraphe 4.3. L'échantillon de contrôle utilisé pour la mesure du système de niveau 2 est constitué par les événements de niveau 1. Autrement dit, une fraction des événements *en entrée* du système de niveau 2 est enregistrée, et on teste la réponse du système *en sortie* pour des événements $\pi^+\pi^-$.

Sur l'ensemble des données de 1997, en appliquant tous les critères de sélection décrits au chapitre précédent, on obtient les efficacités consignées dans le tableau 4.1, pour des événements K_S , K_L et K_L pondérés. K_S et K_L sont ici distingués par la position de leur vertex.

Événements	acceptés	totaux	Efficacités
$K_S \rightarrow \pi^+\pi^-$	84 394	92 419	$91,32 \pm 0,09$ %
$K_L \rightarrow \pi^+\pi^-$	43 287	47 421	$91,28 \pm 0,13$ %
K_L (pondérés)	11 898	13 024	$91,35 \pm 0,18$ %

TAB. 4.1 – Efficacité du système de déclenchement de niveau 2 pour $\pi^+\pi^-$.

L'inefficacité du système est donc d'environ 8,7 %. Nominale, le système était prévu pour fonctionner avec une inefficacité maximale de l'ordre de 3 %. Le facteur de présélection du déclenchement de contrôle valait $1/25$ ce qui, d'après la formule 4.6, permet d'obtenir des incertitudes systématique et statistique égales pour une inefficacité de 4 %. Avec plus du double d'inefficacité, l'incertitude systématique est plus grande que l'incertitude statistique, par un facteur 1,5 environ.

Il s'agit ici de l'incertitude statistique associée aux modes chargés. La statistique des modes neutres étant deux fois moindre, l'incertitude associée à la mesure de l'efficacité du déclenchement chargé est finalement du même ordre de grandeur que l'incertitude statistique (27×10^{-4}) :

$$\sigma_{sys}^R = \sqrt{\left(\frac{\delta\eta_S}{\eta_S}\right)^2 + \left(\frac{\delta\eta_L}{\eta_L}\right)^2} = 22 \times 10^{-4} \quad (4.7)$$

Cette incertitude systématique est la plus élevée concernant l'extraction de $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$ sur l'échantillon de données acquises en 1997. Avant d'expliquer les faiblesses du système de déclenchement et d'exposer les améliorations qui ont été effectuées pour les prises de données ultérieures, nous étudierons trois critères de sélection des événements $\pi^+\pi^-$ qui sont liés à l'efficacité du déclenchement.

4.2.3 Motivation des critères de sélection

L'étude du déclenchement de niveau 2 permet d'illustrer ou de motiver certains des critères de sélection qui ont été exposés dans le chapitre 3.1.

²Cette coïncidence est formée par le superviseur de niveau 2, indépendamment de celle du niveau 1 et nous verrons que cette disposition engendre une partie de l'inefficacité.

A. Dépassement de capacité du système de lecture des chambres

Comme nous l'avons vu au paragraphe 2.6.3, le système de déclenchement de niveau 2 utilise l'information des chambres à dérive pour reconstruire *en ligne* les traces présentes dans le spectromètre et la cinématique d'un éventuel événement $\pi^+\pi^-$.

Si la multiplicité des coups dans les chambres est trop importante, les mémoires allouées se remplissent complètement et une fraction de l'information risque d'être perdue. L'occurrence d'un tel dépassement de capacité est enregistrée et un temps mort *artificiel* est appliqué à l'ensemble des modes, pour symétriser les pertes d'événements entre neutres et chargés, comme nous l'avons vu au paragraphe 3.5.2.

L'information partielle est parfois suffisante pour que le programme de reconstruction puisse reconstruire les traces et la cinématique de l'événement. Les nombres qui ont été donnés par les formules 3.27 nous informent sur les probabilités d'un dépassement dans une fenêtre de $\pm 312,5$ ns :

- Pour les modes neutres, la reconstruction n'est pas affectée et il y a une probabilité d'environ 20,3 % d'y trouver au moins un signal de dépassement, soit environ 325 kHz.
- Si les événements $\pi^+\pi^-$ n'étaient pas affectés, ils verraient sensiblement la même probabilité : 20,3 %. En fait, on trouve sur l'échantillon reconstruit qu'environ 11,2 % des événements voient un signal de dépassement dans la fenêtre considérée. La proportion d'événements $\pi^+\pi^-$ totalement perdus (absents de l'échantillon sur lequel on trouve 11,2 %) que l'on peut déduire de ces nombres est 10,2 %. La probabilité qu'un événement survive malgré la présence du dépassement vaut $20,3 - 10,2 = 10,1$ %.

Pour reconstituer les traces rapidement et sans ambiguïté, le système de déclenchement *en ligne* a besoin de plus d'information que la reconstruction *hors ligne*. La figure 4.2 montre l'efficacité du déclenchement en fonction du temps d'occurrence d'un dépassement. Il s'agit d'une efficacité relative, par rapport à l'efficacité de la reconstruction *hors ligne*.

On constate bien une forte baisse de l'efficacité de déclenchement par rapport à l'efficacité de reconstruction lorsqu'un signal de dépassement apparaît dans une fenêtre de $\pm 312,5$ ns. La structure de ce graphe s'explique de la manière suivante :

- Les **temps négatifs** correspondent à des signaux de dépassement de capacité ayant lieu **avant l'événement**. Les mémoires sont réinitialisées avec un délai de 300 ns, si bien qu'un événement arrivant dans l'intervalle est tout de même susceptible d'être affecté.
- La dépression vers -200 ns traduit le fait que le déclenchement est sensible plus tôt que la reconstruction à cet effet.
- Pour des **temps positifs**, le dépassement est **postérieur au déclenchement** et peut avoir été créé par l'événement lui-même. Le temps total de lecture de l'événement pouvant atteindre 600 ns, il peut être perturbé par un dépassement ayant lieu 600 ns après lui, diminuées du délai de réinitialisation de 300 ns, soit +300 ns sur la figure.
- La seconde dépression, vers 200 ns s'explique par le fait que le protocole d'extraction n'envoie aucune information au déclenchement de niveau 2 quand un dépassement a lieu dans la fenêtre extraite. En revanche, cette information est disponible pour la reconstruction qui paraît alors beaucoup plus efficace.

Cette figure illustre que le critère de sélection appliqué — aucun signal de dépassement ne doit être présent dans $\pm 312,5$ ns — pour ne pas être sensible aux pertes d'événements $\pi^+\pi^-$ ne peut effectivement pas être moins large. La justification complète du critère est fournie par une connaissance détaillée du système de lecture [58].

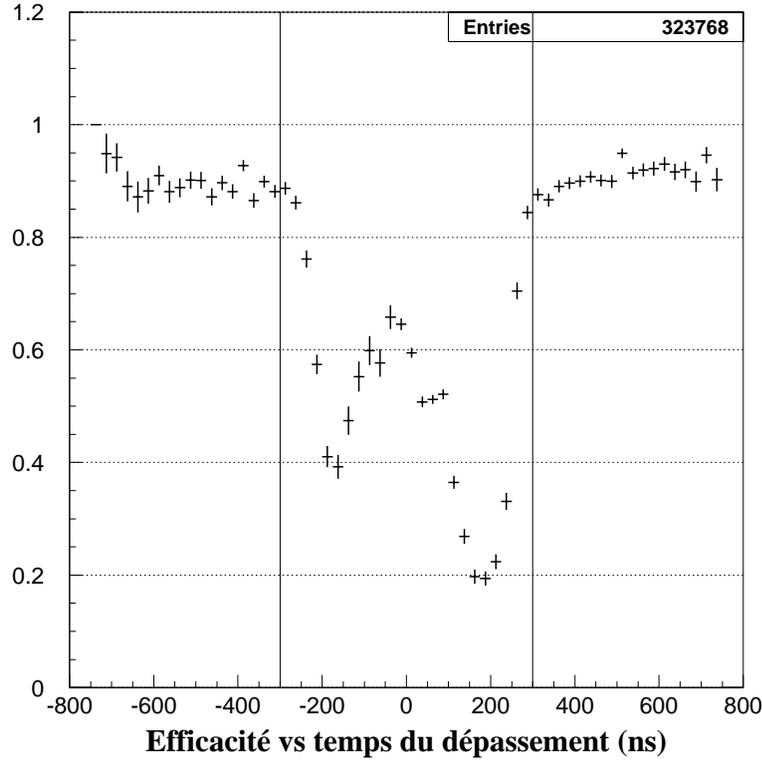


FIG. 4.2 – Efficacité du déclenchement de niveau 2 en fonction du temps de dépassement le plus proche (ns)

B. Temps de l'événement

La structure en temps d'un événement déclenché par l'échantillon de contrôle est illustrée par la figure 4.3 de gauche. Elle couvre toute la fenêtre temporelle disponible pour la reconstruction, soit environ de -75 ns à $+125$ ns autour du temps du déclenchement. L'unité est la nanoseconde.

La distribution principale, comprise entre -20 et $+20$ ns, est naturellement constituée d'événements dont le temps coïncide avec celui du déclenchement. Les événements situés en dehors de cette fenêtre correspondent à un déclenchement dit *accidentel*. Le déclenchement s'est effectué sur un autre événement (un $\pi e \nu$ par exemple) dont on retrouve le temps reconstruit entre -20 et $+20$ ns, et un événement $\pi^+ \pi^-$ a été accidentellement acquis dans la fenêtre d'extraction, comme l'illustre la figure 4.4.a.

Si cette image était correcte, les deux niveaux d'activité accidentelle, avant et après le temps de déclenchement, devraient être identiques. Le niveau d'activité postérieure au déclenchement (temps positif sur l'histogramme 4.3) correspond au niveau d'activité attendu, mais l'activité antérieure au déclenchement (temps négatif) semble bien supérieure.

Cet excès s'explique par un *redéclenchement* d'un des signaux de prédéclenchement (Q_X). La figure 4.4.b illustre cet effet : lorsque le signal de prédéclenchement est engendré, en particulier par un événement $\pi^+ \pi^-$, il existe une probabilité non-nulle qu'il soit suivi d'une réplique susceptible de réactiver le prédéclenchement. Cette réplique ne correspond pas à un véritable événement ; il s'agit d'un artéfact électronique. La probabilité d'observer une telle réplique entre 50 et 200 ns après le signal initial est d'environ 14 %, comme l'indique une étude de la distribution des signaux de déclenchement [59].

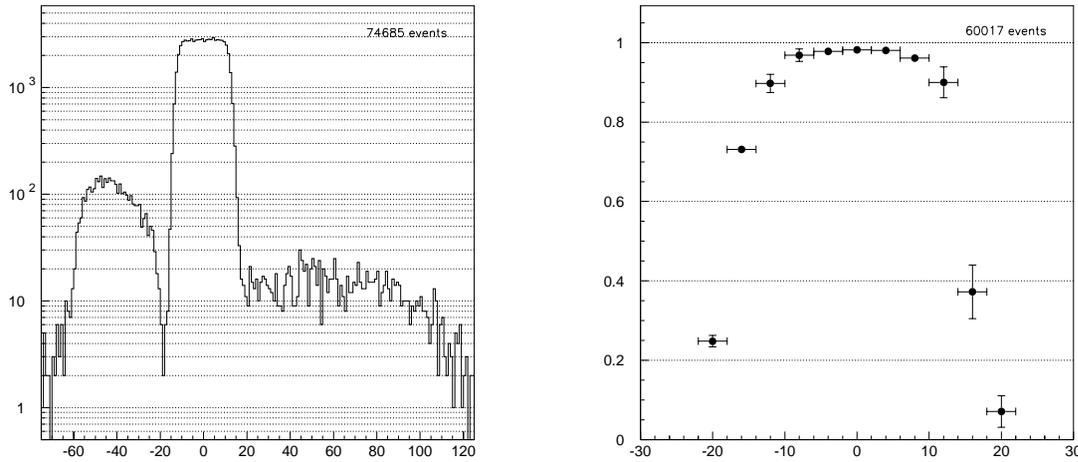


FIG. 4.3 – Gauche : distribution du temps d'un événement $\pi^+\pi^-$ de niveau 1 (ns). Droite : efficacité du déclenchement de niveau 2 en fonction de l'écart entre le temps de l'événement et le temps reçu par le système (ns).

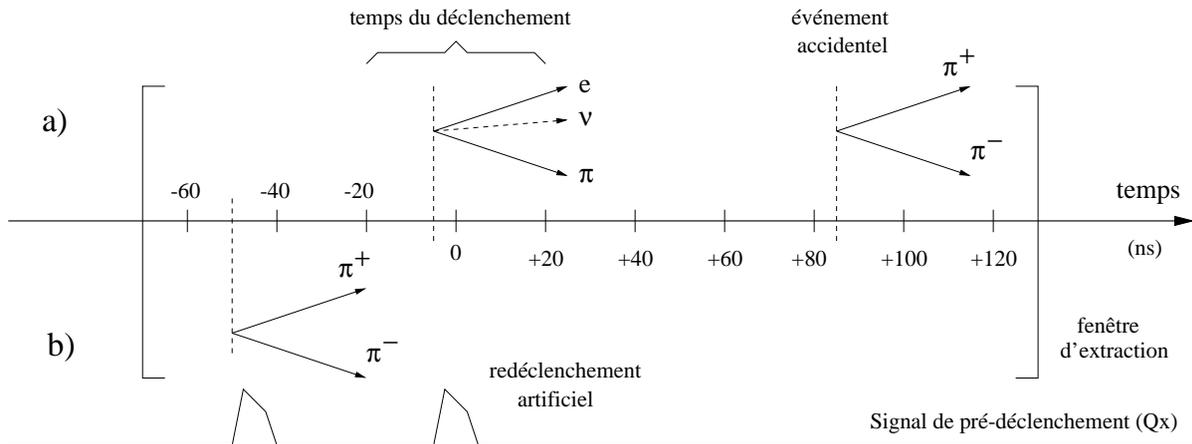


FIG. 4.4 – Illustration des événements $\pi^+\pi^-$ hors temps. a) L'événement est présent accidentellement dans la fenêtre d'extraction. b) L'événement est déclenché par une réplique de son propre signal.

Les événements situés à l'extérieur de la fenêtre de ± 20 ns n'appartiennent donc pas au déclenchement considéré, soit parce que le déclenchement est dû à un autre événement, soit parce qu'il s'agit d'une réplique. De fait, ces deux catégories d'événements devraient normalement être déclenchées une seconde fois, avant ou après, par un signal coïncidant cette fois avec l'événement. Dans la campagne de prise de données de 1997, ils ne sont en fait pas redéclenchés, car le signal de prédéclenchement (Q_X) subit une présélection : seul un signal sur deux est considéré ($Q_X/2$).

On peut alors se demander s'il ne serait pas bon d'inclure les événements décalés dans le lot d'analyse, puisqu'ils ne sont pas déclenchés par ailleurs. Il existe deux bonnes raisons de ne pas le faire.

Efficacité du niveau 2 : la figure 4.3 de droite présente l'efficacité du système de niveau 2 en fonction de l'écart entre le temps qui lui a été envoyé et le temps réel (reconstruit) de l'événement. Le système utilise une mesure du temps de dérive donnée par la différence du temps de déclenchement et du temps des signaux dans les chambres. Lorsque le déclenchement ne concorde pas avec l'événement, le système se fonde sur un temps erroné pour sa reconstruction *en ligne*. L'efficacité est donc très basse — essentiellement nulle — pour des événements en dehors de la fenêtre de ± 20 ns. Accepter ces événements revient à augmenter l'inefficacité moyenne et donc l'incertitude systématique, sans gain notable sur l'incertitude statistique.

Effet du redéclenchement : le redéclenchement du signal Q_X de la figure 4.4 augmente les chances d'un événement d'être accepté, soit sur le déclenchement réel, soit sur sa réplique. Si la probabilité de redéclenchement n'a pas la même valeur pour les événements K_S et K_L , le rapport K_S/K_L se trouve biaisé par un effet qu'il est difficile d'estimer à l'aide des données. Toutefois, si les événements déclenchés par la réplique ne sont pas considérés dans l'échantillon final, l'égalité des chances est rétablie et le rapport K_S/K_L ne peut pas être biaisé par cet effet.

Le critère de sélection à ± 20 ns permet justement de séparer sans ambiguïté³ les événements déclenchés par le signal réel de ceux déclenchés par la réplique. Appliquer ce critère est donc une garantie que l'effet du redéclenchement ne biaise pas le double rapport.

C. Rayon dans les chambres

L'efficacité du déclenchement de niveau 2 peut évidemment dépendre de la position des impacts dans les chambres à dérive. C'est par exemple le cas si des fils ou des groupes de fils ont des efficacités particulièrement basses. L'information manquante au niveau de ces fils crée alors une inefficacité locale du déclenchement.

Éliminer des régions des chambres où l'inefficacité est particulièrement élevée est intéressant pour optimiser le rapport des incertitudes systématique et statistique. La figure 4.5 montre l'efficacité du déclenchement en fonction du rayon du point d'impact dans les chambres 1 et 4. Le point d'impact représenté est le plus proche du centre parmi les quatre disponibles : des deux traces dans les deux chambres. L'efficacité du déclenchement baisse donc lorsqu'une trace passe près du tube à vide. Le critère utilisé dans l'analyse est que chaque trace doit passer à plus de 12 cm du centre, soit à plus de 2,4 cm de l'anneau central des chambres.

Ce critère est bien sûr corrélé avec d'autres critères géométriques, comme le critère d'acceptance du calorimètre, qui se trouve à 2 mètres de la quatrième chambre. L'asymétrie des impulsions (voir la formule 3.7) est également corrélée à la position radiale des impacts puisqu'un événement de grande asymétrie possède un pion de grande énergie, donc de petit angle. La figure 4.5 donne l'efficacité du déclenchement en fonction de cette variable.

La perte statistique due aux critères d'asymétrie des impulsions et de rayon dans les chambres s'élève à environ 20 %, comme indiqué au tableau 3.1. Si ces critères n'étaient pas appliqués l'efficacité du système de niveau 2 serait de 90,78 % au lieu de 91,31 %. Utiliser ces critères permet donc un gain d'efficacité de 0,5 %. D'après la formule 4.6 ($D \simeq 25$), ceci ne constitue pas un gain en soi sur l'incertitude finale, mais rappelons que l'efficacité du déclenchement n'est pas la seule raison d'être du critère sur l'asymétrie des impulsions puisqu'il réduit également la correction d'acceptance (voir paragraphe 3.1.3).

³L'exacte justification de cette affirmation repose sur une étude détaillée des distributions temporelles et des différents signaux de déclenchement qu'il serait fastidieux de reproduire ici.

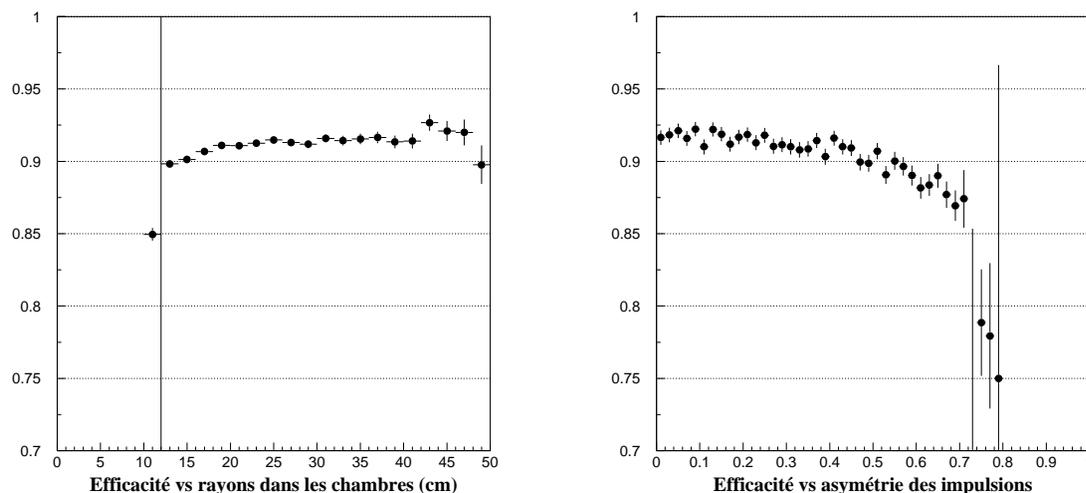


FIG. 4.5 – Efficacité du déclenchement du niveau 2 en fonction (gauche) du plus petit rayon d’impact dans les chambres 1 et 4 (cm), (droite) de l’asymétrie des impulsions.

4.2.4 Sources d’inefficacités

Nous avons vu que l’inefficacité moyenne du système de niveau 2 est de 8,7 % sur l’ensemble des données acquises en 1997. Cette inefficacité élevée et inattendue constitue notre plus grande incertitude systématique sur la mesure du double rapport R . Une analyse des sources d’inefficacités s’avère nécessaire pour améliorer les performances du système pour les prises de données ultérieures.

Histoire de l’efficacité

La figure 4.6 représente l’évolution de l’efficacité du déclenchement de niveau 2 en fonction du jour de prise de données numéroté de 1 à 43 du 4 septembre au 17 octobre 1997.

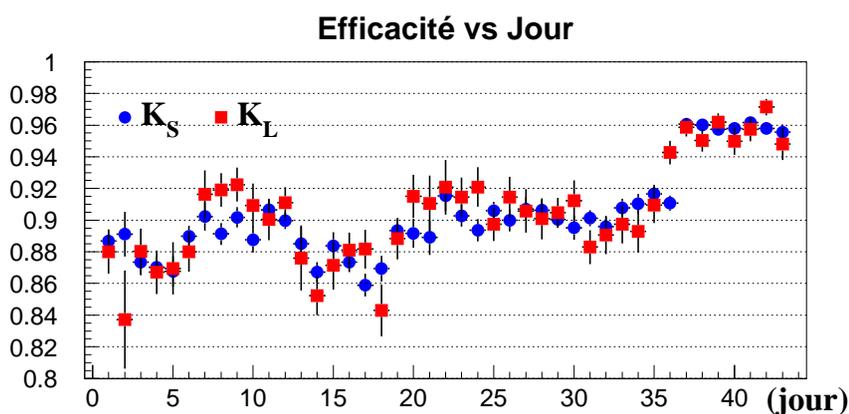


FIG. 4.6 – Efficacité du déclenchement de niveau 2 en fonction du jour.

On distingue cinq périodes — que je numérotai en chiffres romains — dont la définition et l’inefficacité sont résumées dans le tableau 4.2. Les fortes variations s’expliquent par les différentes contributions de plusieurs sources d’inefficacité.

Période (jours)	I (1-6)	II (7-12)	III (13-18)	IV (19-35)	V (36-43)
Inefficacité	13,1 %	10,3 %	12,5 %	9,7 %	5,2 %

TAB. 4.2 – Périodes et inefficacités pour le système de déclenchement de niveau 2 pour $\pi^+\pi^-$.

Sources d'inefficacité

L'analyse détaillée des signaux enregistrés dans les PU de la figure 4.1 permet d'isoler les quatre sources suivantes :

a) Inefficacité intrinsèque : le système de niveau 2 est naturellement limité par l'**inefficacité des chambres** et par l'**algorithme de reconstruction** utilisé. Le système a besoin d'information redondante dans chaque chambre pour reconstruire les points d'impact sans ambiguïté.

Pendant les deux premières périodes de prise de données, le système était en cours d'étude pour un ajustement optimal. Son inefficacité était de 5,5 % puis 4,4 %. À partir de la troisième période, le système se trouvait dans ses conditions optimales, soit une inefficacité de 1,9 %.

Remarque : les inefficacités données dans ce paragraphe ont été obtenues avant la définition finale des critères de sélection. En particulier, les critères géométriques (rayons des chambres et asymétrie des impulsions) ne sont pas encore appliqués et nous avons vu qu'ils amélioreraient l'efficacité de 0,5 %.

b) Dépassement de délai : le système de niveau 2 a un temps limité pour donner son verdict. Pendant les périodes I à III, ce budget temporel était de 112,4 μs et le pourcentage d'événements dépassant cette limite variait de 5,6 % à 2,6 % en fonction des réglages du système. Dans la période III, il est de 2,6 % et les réglages sont optimaux. Pour améliorer les performances, le budget temporel alloué au niveau 2 a été augmenté à 132,4 μs et la proportion d'événements dépassant le délai est tombée à moins de 1 %.

c) Requête manquante : la coïncidence $\frac{Q_X}{2} \times E_{tot}$ est indépendamment formée par le superviseur de niveau 1 pour déclencher le niveau 2, et par le superviseur de niveau 2 pour acquérir l'échantillon de contrôle. Les événements de ce dernier servent à calculer l'efficacité du déclenchement de niveau 2. En observant sur ces événements les *requêtes* du niveau 1 vers le niveau 2, on constate qu'elles sont absentes pour une fraction conséquente des événements : 7 % pendant les périodes III et IV.

Ceci signifie que la coïncidence n'est pas formée au niveau 1 alors qu'elle l'est au niveau 2. L'explication de cet effet réside en ce que les signaux $Q_X/2$ et E_{tot} ne sont pas exactement alignés de la même manière aux deux niveaux. Cet effet constitue une inefficacité du déclenchement puisque les événements sont de bons $\pi^+\pi^-$, au sens des critères du chapitre précédent, qui ne figurent pas dans l'échantillon principal dédié à la mesure de $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$.

Même si cette efficacité est détectée par le déclenchement de contrôle d'efficacité du niveau 2, il s'agit d'**une inefficacité du niveau 1**. On l'observe parce que les coïncidences sont formées en deux points distincts de la chaîne. Dans le principe, il aurait été préférable d'effectuer les deux coïncidences au même niveau, pour que l'échantillon de contrôle soit bien un échantillon représentatif des requêtes formulées au niveau 2. La formation de la coïncidence aurait alors dû être contrôlée à un seul endroit⁴, ce qui diminue le risque de désalignement. Dans les faits, les modules électroniques ont malheureusement été conçus pour effectuer les coïncidences séparément aux deux niveaux.

⁴Nous verrons au paragraphe 4.3 comment la coïncidence de niveau 2 est contrôlée.

Pendant la campagne de prise de données de 1997, cet effet n'avait pas été envisagé. Pendant les périodes I et II, il concernait environ 1,5 % des événements. Entre les périodes II et III, l'alignement temporel des signaux a été modifié et l'effet a empiré pour atteindre 7 %. Il a été compris pendant la prise de données, et corrigé pour la période V où la proportion résiduelle d'événements concernés est inférieure au pour mille.

d) Effets de bord : le temps de référence qui est envoyé au système de niveau 2 pour qu'il reconstruise les temps de dérive est en unité de 25/4 ns. Il est codé sur quinze bits, les deux bits de poids le plus faible étant fournis par le module de codage du temps fin (voir le schéma 4.1). Les deux signaux produits par le module sont eux-mêmes échantillonnés tous les 25 ns. Lorsque l'événement a lieu près de la frontière d'un intervalle de 25 ns, l'information des deux bits peut subir un *effet de bord*, c'est-à-dire être placé dans l'intervalle voisin de celui qui est envoyé au système. Ce dernier ne reçoit alors pas le bon temps fin et son inefficacité augmente.

La figure 4.7 illustre ce problème. Les quatre signaux relatifs à l'information extraite de l'hodoscope sont considérés : le signal original Q_X , le signal $Q_X/2$ qui constitue la référence temporelle pour le niveau 2, et les deux bits de temps fin. La première figure représente schématiquement les signaux analogiques légèrement désalignés. Les figures suivantes représentent les différentes configurations observées dans les PU, en fonction de l'instant de la synchronisation.

Le problème apparaît lorsque l'événement a lieu à la fin d'un intervalle de 25 ns, signalé par la flèche E. Il s'agit en particulier du dernier quart de l'intervalle et le module de temps fin fournit les deux bits à 1.

La figure (0) est un événement standard où les quatre signaux sont alignés. Les figures suivantes correspondent aux différentes configurations des signaux sur les intervalles de temps adjacents. L'ensemble de ces configurations permet de comprendre quels devaient être les désalignements des signaux, ce qui est représenté sur la première figure. En fonction de l'occurrence de l'échantillonnage, numérotée de 0 à 4, un ou plusieurs signaux se trouvent dans le mauvais intervalle de 25 ns.

Le système de déclenchement de niveau 2 se réfère toujours au signal $Q_X/2$ et utilise les bits de temps fin situés dans sa tranche de temps. La flèche T représente ainsi l'instant auquel le système est *effectivement* déclenché. L'écart entre les flèches E et T représente le déplacement temporel entre l'événement réel et le temps envoyé au niveau 2. L'inefficacité est d'autant plus élevée que cet écart est grand. La figure (4) représente un événement dans lequel les quatre signaux sont désalignés. L'écart de temps est de l'ordre de 25 ns et l'efficacité est quasi-nulle. Heureusement, cette configuration pathologique ne concerne que 0,2 % des événements. Le tableau 4.3 résume les inefficacités des quatre configurations, ainsi que la proportion des données sur lesquelles ils s'appliquent. Au total, l'inefficacité engendrée par cet effet vaut environ 2,4 %.

Configuration	Proportion	Inefficacité
(1)	0,2 %	6 %
(2)	1,1 %	42 %
(3)	5,1 %	33 %
(4)	0,2 %	97 %
total	6,6 %	2,4 %

TAB. 4.3 – Inefficacités du système de déclenchement de niveau 2 dues aux effets de bord (mesurées sur la période V).

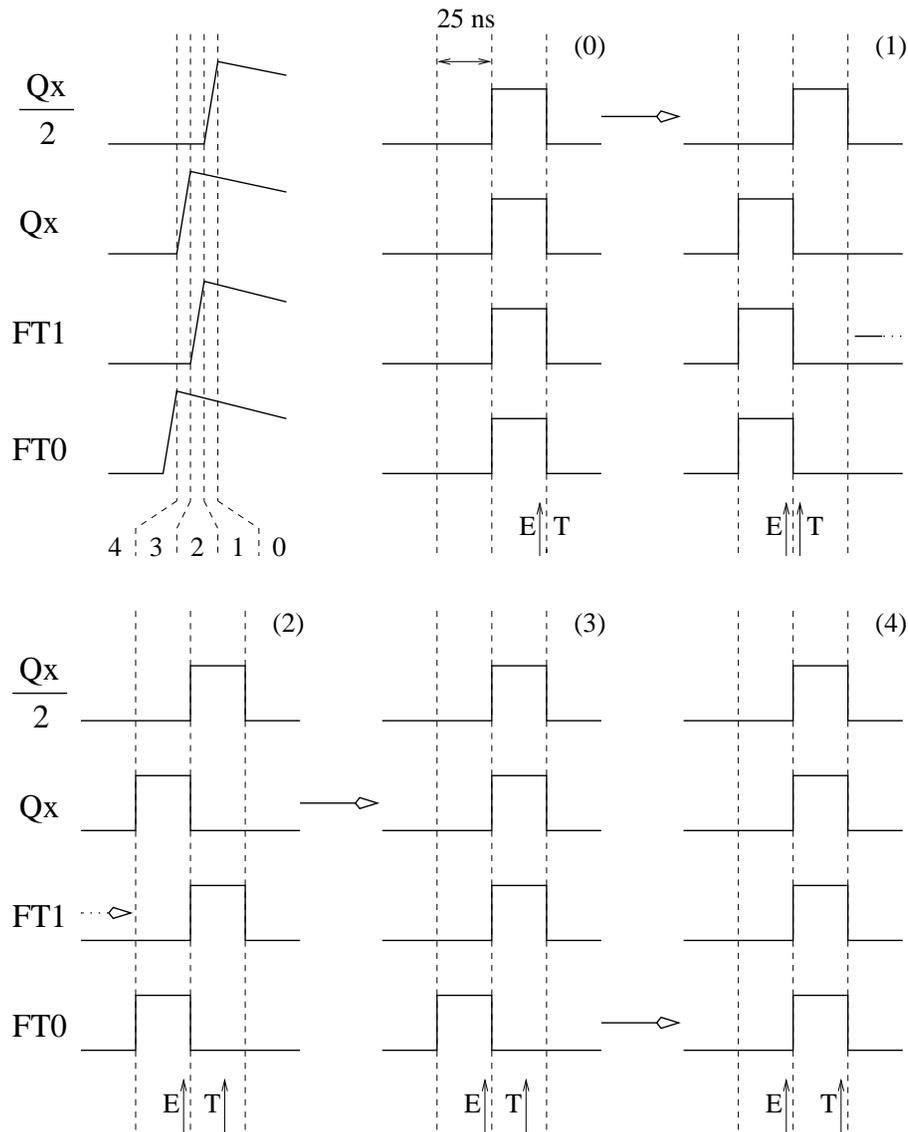


FIG. 4.7 – Illustration schématique de l'effet de bord (périodes III à V).

Cet effet, tel que je viens de le décrire concerne les périodes III à V. Pendant les périodes I à II, l'alignement des signaux était différent et l'effet plus petit, de l'ordre de 0,7 %. Entre les périodes II et III, l'alignement des signaux a été modifié, produisant en particulier l'effet de *requête manquante* précédemment évoqué. Cet effet dépendant également de l'alignement des signaux, il occulte l'effet de bord pendant les périodes III et IV. Les événements qui subissent l'effet de bord ne sont alors pas envoyés au niveau 2. Dans la période V, l'effet de requête manquante est supprimé, mais les événements concernés (7 %) sont affectés par l'effet de bord.

Le tableau 4.4 résume les contributions des quatre sources à l'inefficacité observée dans les cinq périodes.

Période (jours)	Sources d'inefficacité				Ineff. totale
	Algo.	Délai	Requête	Bord	
I (1-6)	5,5 %	5,6 %	1,2 %	0,8 %	13,1 %
II (7-12)	4,4 %	3,7 %	1,7 %	0,6 %	10,3 %
III (13-18)	1,9 %	2,6 %	7,2 %	0,2 %	12,5 %
IV (19-35)	1,9 %	0,7 %	7,0 %	0,1 %	9,7 %
V (36-43)	1,9 %	0,9 %	0,06 %	2,4 %	5,2 %

TAB. 4.4 – Inefficacités du système de déclenchement de niveau 2 pour $\pi^+ \pi^-$.

4.2.5 Améliorations pour les données ultérieures

Nous avons vu que l'inefficacité obtenue sur les données acquises en 1997 (8,7 %) est supérieure à celle qui était attendue. La situation n'est pas critique car le facteur de présélection utilisé pour le déclenchement de contrôle est suffisamment élevé (1/25). La taille de l'échantillon de contrôle est d'ailleurs environ égale à deux fois celle de l'échantillon principal !

Lors des prises de données ultérieures, une amélioration de l'efficacité était requise, de manière à :

- Réduire la taille de l'échantillon de contrôle.
- Supprimer le facteur 2 de présélection du signal Q_X pour doubler le taux de comptage des événements $\pi^+ \pi^-$ et s'affranchir d'éventuels problèmes dus au redéclenchement.
- Augmenter l'intensité globale pour accumuler plus d'événements.

Les solutions envisagées pour réduire les différentes sources d'inefficacité furent les suivantes :

- L'inefficacité intrinsèque du niveau 2 est réduite par l'utilisation de processeurs plus rapides permettant une amélioration de l'algorithme utilisé pour la reconstruction *en ligne*. Ces nouveaux processeurs réduisent également la proportion d'événements dépassant le temps de calcul alloué au niveau 2.
- L'effet de requête manquante était déjà éliminé dans la dernière période de prise de données de 1997. Pour les prises de données ultérieures, un soin particulier apporté à l'alignement des signaux permet d'éviter cet effet.
- Les effets de bord ont été totalement supprimés par la conception d'un nouveau module de temps fin et d'une nouvelle logique qui assure que les bits de temps fin et le signal Q_X sont synchrones. Le niveau 2 reçoit ainsi une information temporelle correcte.

Pour la prise de données de 1998, l'efficacité du système de déclenchement de niveau 2 a atteint une valeur, pour les événements K_S et K_L de :

$$\eta_S^{98} = 97,70 \pm 0,05\% \quad \eta_L^{98} = 97,68 \pm 0,08\% \quad (4.8)$$

Le facteur de présélection du déclenchement de contrôle a été réduit de 1/25 pour 1997 à moins de 1/80 pour 1998. En partie grâce à la réduction de la taille de cet échantillon de données, la présélection du signal Q_X a pu être ôtée et l'intensité augmentée d'environ 20 %.

L'ensemble de ces améliorations et de ces choix nous a permis de réduire l'incertitude systématique liée au déclenchement chargé. Sur les données de 1997, elle vaut $22 \cdot 10^{-4}$, soit 80 % de l'incertitude statistique ($27 \cdot 10^{-4}$) ; pour 1998, cette proportion est réduite à 60 %.

4.2.6 Correction sur $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$

Pour tenir compte d'une éventuelle différence de d'efficacité du niveau 2 entre K_S et K_L , le double rapport R est corrigé par les efficacités que nous avons considérées jusqu'ici. Les nombres d'événements observés sont divisés par les efficacités pour obtenir le nombre véritable. Comme nous effectuons la mesure par intervalle d'énergie, les efficacités doivent être calculées pour chaque intervalle. La figure 4.8 représente l'ensemble de ces mesures, pour les événements K_S et K_L pondérés.

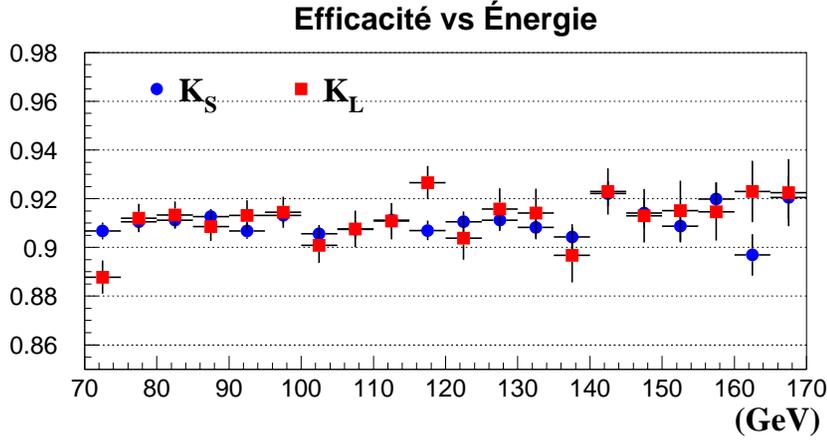


FIG. 4.8 – Efficacité du déclenchement de niveau 2 en fonction de l'énergie (GeV).

Le double rapport R vaut ainsi dans chaque intervalle d'énergie :

$$R(E) = \frac{P_L^{00}}{N_S^{00}} \times \frac{N_S^{+-}}{\eta_S} \times \frac{\eta_L}{P_L^{+-}} \quad (4.9)$$

où N et P représentent les nombres d'événements K_S et K_L pondérés dans l'échantillon principal et η les efficacités du système de déclenchement de niveau 2.

La différence du calcul de R moyenné sur toutes les tranches d'énergie avec et sans ces corrections nous donne l'effet de l'efficacité du déclenchement :

$$\Delta R = (+9 \pm 22) \cdot 10^{-4} \quad (4.10)$$

4.3 Déclenchement $\pi^+\pi^-$ de niveau 1

Dans le paragraphe précédent, nous avons mesuré l'efficacité du système de déclenchement de niveau 2 pour les modes $\pi^+\pi^-$ à l'aide d'un échantillon de contrôle composé d'une fraction des événements satisfaisant à la condition de déclenchement de niveau 1. Le propos de ce paragraphe est de vérifier l'efficacité du déclenchement de niveau 1, composé des deux signaux $Q_X/2$ et E_{tot} . Trois inefficacités doivent être considérées : celle des deux signaux en eux-mêmes, mais également celle de la coïncidence.

4.3.1 Efficacité du signal Q_X

Échantillon de contrôle

L'efficacité de Q_X est étudiée à l'aide de deux échantillons de contrôle. Le premier, nommé Q_{OR} , est un signal formé du OU logique des signaux récoltés dans les lattes de l'hodoscope, décrit au paragraphe 2.3.2. Le second, nommé T0N, est fourni par l'hodoscope pour les modes neutres décrit au paragraphe 2.4.2. Les facteurs de présélection de ces échantillons sont respectivement de 20 000 et 100 et n'autorisent pas une détermination très précise de l'inefficacité du signal Q_X .

Résultats

Le nombre d'événements $\pi^+\pi^-$ collectés dans ces échantillons est de 16 325. Sur ces événements, 70 ne possèdent pas le signal Q_X , ce qui correspond à l'inefficacité :

$$1 - \eta_{Q_X} = \frac{70}{16325} = (4,29 \pm 0,51) \cdot 10^{-3} \quad (4.11)$$

Le tableau 4.5 donne les inefficacités pour K_S et K_L . Elles sont compatibles dans la limite des incertitudes, qui sont relativement élevées.

Événements	manqués	totaux	Inefficacités
K_L	27	6 086	$(4,44 \pm 0,85) \cdot 10^{-3}$
K_S	43	10 239	$(4,20 \pm 0,54) \cdot 10^{-3}$

TAB. 4.5 – Inefficacités du signal Q_X .

Temps mort du signal Q_X

La méthode utilisée pour calculer l'efficacité du signal Q_X ne tient pas compte d'un éventuel temps mort de ce signal. La présence du signal est détectée sur une large fenêtre temporelle de trois intervalles d'horloge, soit 75 ns. Nous avons vu dans l'étude du système de niveau 2 que les événements qui ne sont pas synchrones d'un signal Q_X — plus précisément du temps fin calculé à partir de ce signal — ont une probabilité accrue d'être rejetés. Un critère de sélection sur le temps de l'événement a été justifié et sa valeur est de ± 20 ns.

Certains événements $\pi^+\pi^-$ peuvent donc être considérés comme efficaces dans l'étude de l'efficacité du signal Q_X alors qu'ils sont rejetés du lot final car leur temps est trop éloigné du déclenchement principal. C'est en particulier le cas des événements qui adviennent après un signal Q_X , pendant le temps mort de la chaîne électronique qui l'engendre.

Sur l'échantillon de contrôle de l'étude précédente, il est possible de reproduire le critère de sélection à ± 20 ns pour constater quelle est la fraction des événements possédant un signal Q_X qui sont rejetés par le critère temporel. Cette mesure correspond donc à une mesure du *temps mort* d_X du signal Q_X qui n'est pris en compte ni dans l'étude du niveau 2, ni dans l'étude de l'efficacité du Q_X . On obtient pour les modes K_S et K_L :

$$d_X^S = (2,4 \pm 0,7) \cdot 10^{-3} \quad d_X^L = (1,7 \pm 0,7) \cdot 10^{-3} \quad (4.12)$$

4.3.2 Efficacité du signal E_{tot}

Échantillon de contrôle

Le système de déclenchement de niveau 2 est déclenché par la coïncidence $\frac{Q_X}{2} \times E_{tot}$ pour l'échantillon principal. Il est également déclenché par une fraction des événements Q_X . Ce signal, noté Q_X/d sur la figure 4.1, subit une présélection de 1/32 au tout début de la prise de données, puis de 1/128.

Cet échantillon, envoyé au niveau 2, est soumis à la reconstruction *en ligne* qui sélectionne des événements dont la topologie est proche — les critères de sélection ont été donnés au tableau 2.3 — de celle d'un événement $\pi^+\pi^-$. Ceci permet d'enregistrer une fraction relativement large des événements Q_X sur lesquels estimer l'efficacité de E_{tot} .

Résultats

Pour savoir si le signal E_{tot} est efficace, on teste sa présence sur les intervalles de temps voisins de celui du Q_X . On s'affranchit ainsi des problèmes de coïncidence qui seront traités dans le paragraphe suivant. La figure 4.9 montre la distribution, en fonction de l'énergie, des événements de contrôle et des événements pour lesquels le signal E_{tot} est absent. L'inefficacité est portée sur la figure du bas, évidemment décroissante avec l'énergie. Entre 70 et 170 GeV, l'inefficacité moyenne obtenue vaut :

$$1 - \eta_{E_{tot}} = \frac{29}{71406} = (4,1 \pm 0,8) \cdot 10^{-4} \quad (4.13)$$

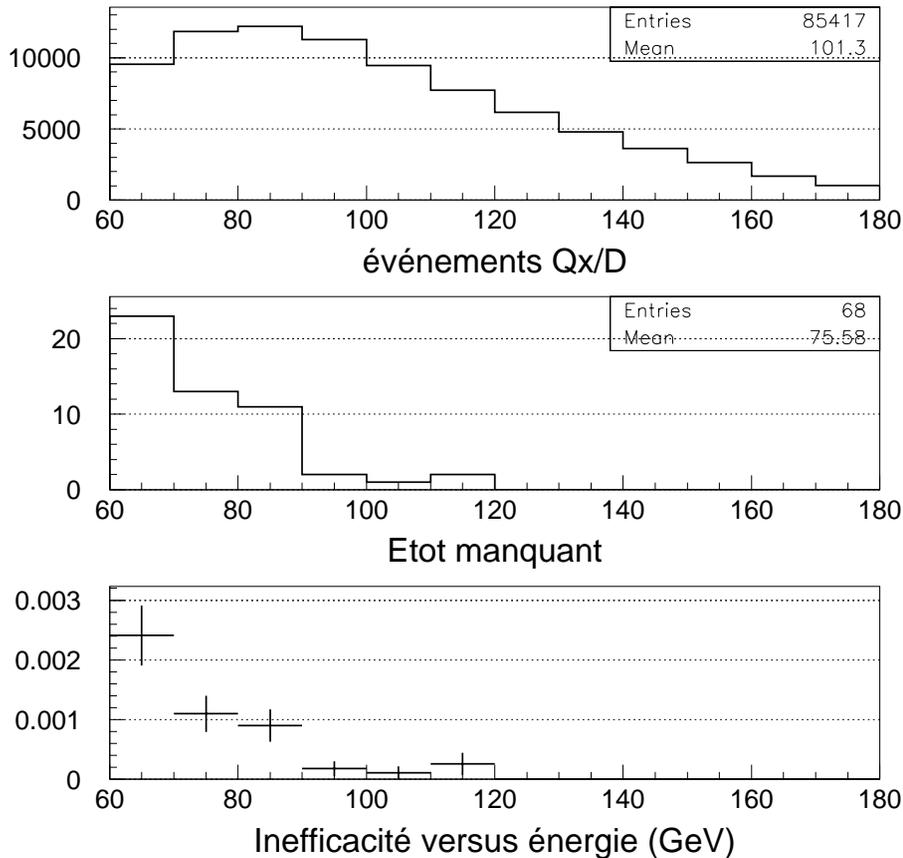


FIG. 4.9 – Inefficacité du signal E_{tot} en fonction de l'énergie.

Le tableau 4.6 résume les nombres d'événements obtenus et les inefficacités pour K_S et K_L . La différence d'inefficacité est significative à deux écarts standards. Nous verrons au paragraphe 4.5 qu'une telle inefficacité ne peut engendrer un biais de plus de 10 % d'elle-même et nous en concluons que l'effet est d'origine statistique.

Événements	manqués	totaux	Inefficacités
K_L	16	25 622	$(6,2 \pm 1,6).10^{-4}$
K_S	13	45 784	$(2,8 \pm 0,7).10^{-4}$

TAB. 4.6 – Inefficacité du signal E_{tot} .

4.3.3 Efficacité de la coïncidence $\frac{Q_X}{2} \times E_{tot}$

Nous avons vu au paragraphe 4.2.4 que la mesure de l'efficacité du déclenchement de niveau 2 révèle une inefficacité dans la formation de la coïncidence $\frac{Q_X}{2} \times E_{tot}$ de niveau 1. Cette mesure s'effectue avec des événements pour lesquels le superviseur de niveau 2 a reconstruit une coïncidence $\frac{Q_X}{2} \times E_{tot}$. Les deux coïncidences sont effectuées en deux points distincts de la chaîne de déclenchement (voir le schéma 4.1). La question se pose alors de vérifier l'efficacité de la coïncidence de niveau 2, et son degré de corrélation avec celle de niveau 1.

Échantillon de contrôle

Pour mesurer l'efficacité de la coïncidence $\frac{Q_X}{2} \times E_{tot}$ de niveau 2, l'échantillon de contrôle utilisé est le même que pour l'efficacité de E_{tot} : la fraction d'événements Q_X/d sélectionnée par le niveau 2. Pour tester la coïncidence de E_{tot} et de $Q_X/2$, nous devons nous restreindre aux événements satisfaisant également à la condition $Q_X/2$. Les présélections $Q_X/2$ et Q_X/d n'étant pas exactement corrélées, ceci divise par deux l'échantillon disponible.

Une deuxième difficulté réside dans le fait que le signal de la coïncidence $\frac{Q_X}{2} \times E_{tot}$ de niveau 2 n'est pas enregistré. Il doit alors être reconstitué à partir des signaux $Q_X/2$ et E_{tot} , en appliquant la logique électronique du superviseur de niveau 2.

Remarque : il est possible de vérifier que cette méthode fonctionne sur la coïncidence de niveau 1 qui, contrairement à celle de niveau 2, est enregistrée dans les PU (voir figure 4.1). Sur 210 805 événements, l'algorithme échoue à reconstruire la coïncidence dans seulement 6 cas, ce qui confirme la validité de la méthode.

Résultats

Le nombre d'événements $\pi^+\pi^-$ dont nous disposons dans l'échantillon de contrôle précédemment défini se monte à 36 703. Pour 127 d'entre eux, la coïncidence n'est pas formée. Parmi ces événements, trois topologies sont observées : la coïncidence est ratée d'un intervalle (25 ns) pour 81 d'entre eux, de deux intervalles pour 35 événements. Pour les 11 événements restant le signal E_{tot} est totalement absent, ce qui correspond à la mesure de son inefficacité, restreinte à la moitié de l'échantillon utilisé au paragraphe 4.3.2 du fait de la présélection supplémentaire $Q_X/2$ requise ici.

Les résultats sont consignés dans le tableau 4.7 séparément pour K_S , K_L et K_L pondérés. Les inefficacités sont compatibles entre les deux modes, dans la limite statistique des échantillons de contrôle. L'efficacité globale de la coïncidence se monte à environ 3 pour mille :

$$1 - \eta_{\text{coïnc.}} = \frac{81 + 35}{36703} = (3,2 \pm 0,3).10^{-3} \quad (4.14)$$

Événements	Coïncidence	E_{tot}
K_S	$(2,93 \pm 0,35).10^{-3}$	$(0,30 \pm 0,12).10^{-3}$
K_L	$(3,42 \pm 0,51).10^{-3}$	$(0,46 \pm 0,18).10^{-3}$
K_L pond.	$(3,97 \pm 0,85).10^{-3}$	$(0,45 \pm 0,26).10^{-3}$

 TAB. 4.7 – Inefficacités de la coïncidence $\frac{Q_X}{2} \times E_{tot}$ de niveau 2 et de E_{tot} .

Corrélation des inefficacités de niveau 1 et 2

Nous avons vu qu'en mesurant l'efficacité de la coïncidence de niveau 1 avec celle du niveau 2, on obtenait une inefficacité s'élevant à 7 % dans certaines périodes de la prise de données. Nous venons de mesurer indépendamment une inefficacité de la coïncidence de niveau 2 d'environ trois pour mille. Pour estimer le degré de corrélation des deux inefficacités, on peut mesurer l'inefficacité de la coïncidence de niveau 2 avec les événements satisfaisant à la condition de niveau 1.

L'échantillon de contrôle est constitué des événements $\frac{Q_X}{2} \times E_{tot}$ de niveau 1 sélectionnés par la reconstruction *en ligne* du niveau 2. La méthode utilisée est la même que précédemment, c'est-à-dire que l'on applique l'algorithme du superviseur de niveau 2 pour reconstruire la coïncidence.

Sur 397 719 événements $\pi^+\pi^-$ étudiés, aucune coïncidence ne manque, ce qui signifie que les inefficacités sont totalement corrélées de la manière suivante : quand le niveau 1 est inefficace (7 %), le niveau 2 est inefficace. Le niveau 2 possède une inefficacité supplémentaire de 3 pour mille pour laquelle le niveau 1 est efficace.

Corrélation des inefficacités de E_{tot} et de la reconstruction de niveau 2

Si l'inefficacité de E_{tot} est corrélée à l'inefficacité du système de niveau 2, les méthodes exposées aux paragraphes 4.3.2 et 4.3.3 ne mesurent pas totalement l'efficacité de E_{tot} . Pour vérifier ce point, on peut utiliser comme échantillon de contrôle une fraction Q_X/d d'événements, enregistrée avec les événements $\frac{Q_X}{2} \times E_{tot}$ pour l'efficacité du niveau 2. Ces événements subissent une présélection supplémentaire d'un facteur 25 si bien que la fraction d'événements Q_X enregistrée par cette voie est de 1/3200 pour la majorité de la campagne de 1997.

Ces événements sont indépendants de E_{tot} et du niveau 2, et il est donc possible de les utiliser pour mesurer l'efficacité de E_{tot} sans être biaisé par le niveau 2. Du fait des facteurs drastiques de présélection, seuls 1 622 événements $\pi^+\pi^-$ sont disponibles. Un seul de ces événements est inefficace. D'après les inefficacités de coïncidence et de E_{tot} précédemment mesurées (environ $3,6.10^{-4}$), on attend plutôt 5,8 événements. Il n'existe donc pas d'inefficacité supplémentaire forte et les méthodes employées précédemment sont licites.

4.4 Efficacité du déclenchement pour $\pi^0\pi^0$

Le déclenchement principal pour les modes $\pi^0\pi^0$ a été décrit dans le paragraphe 2.6.2. La mesure de son efficacité s'effectue selon les mêmes principes que celles des différentes composantes du déclenchement pour $\pi^+\pi^-$.

Échantillon de contrôle

L'échantillon de contrôle (T0N) utilisé est fourni par l'hodoscope de fibres scintillantes situées dans le calorimètre à krypton liquide. Il s'agit donc d'un échantillon décorrélé de l'échantillon principal qui utilise l'information d'un autre détecteur : les électrodes de lecture du calorimètre.

Le facteur de présélection appliqué à cet échantillon est de 1/100 pour l'ensemble de la prise de donnée de 1997.

Résultats

L'inefficacité obtenue sur cet échantillon est de 1,2 pour mille, compatible dans les limites statistiques entre K_S et K_L :

$$1 - \eta_{NUT}^S = (12 \pm 4) \cdot 10^{-4} \quad 1 - \eta_{NUT}^L = (13 \pm 5) \cdot 10^{-4} \quad (4.15)$$

4.5 Un modèle pour les petites inefficacités

Au paragraphe 4.2.6, nous avons vu comment nous corrigeons le double rapport R de manière à tenir compte d'éventuelles différences dans les efficacités du déclenchement de niveau 2, entre $K_S \rightarrow \pi^+\pi^-$ et $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-$. L'inefficacité moyenne de ce système est de 8,7 % et les risques de biais ne sont pas nécessairement négligeables. Aux paragraphes 4.3 et 4.4, nous avons été confronté à des inefficacités beaucoup plus faibles, inférieures à 5 pour mille. Le propos de ce paragraphe est d'estimer comment ces *petites inefficacités* peuvent biaiser le double rapport R .

4.5.1 Principe

Comment engendrer un biais dans la méthode de NA48 ?

Le principe de l'expérience NA48, décrit au paragraphe 2.1, réside dans le fait que les événements K_S et K_L sont enregistrés, autant que faire se peut, dans des conditions identiques. Si les conditions étaient parfaitement symétriques, les efficacités s'élimineraient simplement dans le double rapport et nous n'aurions pas à nous en soucier. Deux types de différences tendent à singulariser les K_S et les K_L :

- **Différences temporelles** : le rapport des intensités des faisceaux K_L et K_S n'est pas exactement constant, par exemple au cours des 2,4 secondes de déversement des protons.
- **Différences spatiales** : les différences d'illumination des détecteurs, bien que fortement diminuées par la procédure de pondération et la mesure en intervalles d'énergie, ne sont pas complètement nulles. En particulier, les faisceaux convergent au calorimètre et sont encore séparés de plusieurs millimètres au niveau du spectromètre (14 mm à la première chambre).

Si les inefficacités ne dépendaient ni du temps de l'acquisition, ni de l'illumination des détecteurs, elles s'annuleraient tout de même dans le double rapport. Les différences de conditions d'acquisition entre K_S et K_L ne changeraient pas l'inefficacité vue par les deux faisceaux. Pour que les inefficacités engendrent un biais sur le double rapport R , il faut donc que le rapport K_S/K_L varie en même temps que les inefficacités considérées. Cette situation n'est pas impossible à imaginer puisque :

- L'efficacité d'un déclenchement dépend de la multiplicité dans les détecteurs, proportionnelle à l'intensité instantanée qui est essentiellement dominée par l'intensité du faisceau K_L , beaucoup plus élevée que celle du faisceau K_S .
- Elle peut également dépendre de la géométrie des événements, en particulier lorsqu'il existe une inefficacité locale des détecteurs utilisés pour le déclenchement.

Un modèle naïf peut être utilisé pour estimer et contraindre les biais sur la mesure du double rapport R qui peuvent surgir de tels effets.

Un modèle naïf

Séparons l'échantillon des événements en deux lots, tels que les événements K_L se répartissent en deux fractions α et $1 - \alpha$. Appelons \mathcal{R} le rapport K_S/K_L dans la première fraction, et supposons qu'il varie d'un facteur d dans la seconde fraction. Appliquons enfin une inefficacité différente dans les deux fractions, h dans la première et $\delta \times h$ dans la seconde. La situation est résumée dans le tableau suivant, avec les nombres d'événements K_S et K_L , ainsi que les inefficacités dans les deux fractions, appelées A et B :

Fraction	A	B
K_L	α	$1 - \alpha$
K_S	$\mathcal{R} \times \alpha$	$\mathcal{R}(1 - \alpha)(1 + d)$
Ineff.	h	$\delta \times h$

On peut estimer le biais que l'on obtient du fait de ces inefficacités en effectuant le double rapport des événements K_S et K_L , véritables ($N_{S,L}^{ver}$) et mesurés ($N_{S,L}^{mes}$). La formule suivante donne la valeur exacte de ce double rapport, compte tenu des notations précédentes.

$$\frac{N_L^{ver}}{N_S^{ver}} \times \frac{N_S^{mes}}{N_L^{mes}} = \frac{\alpha + 1 - \alpha}{\mathcal{R}[\alpha + (1 - \alpha)(1 + d)]} \times \frac{\mathcal{R}[\alpha(1 - h) + (1 - \alpha)(1 + d)(1 - h\delta)]}{\alpha(1 - h) + (1 - \alpha)(1 - h\delta)} \quad (4.16)$$

On retrouve le fait qu'il n'y a pas de biais si le rapport K_S/K_L ne varie pas ($d = 0$) OU si l'inefficacité est constante ($\delta = 1$). En développant l'équation précédente pour des *petites inefficacités* ($h \ll 1$ et $h\delta \ll 1$), on obtient l'expression :

$$\frac{N_L^{ver}}{N_S^{ver}} \times \frac{N_S^{mes}}{N_L^{mes}} = 1 + \frac{\alpha(1 - \alpha)(1 - \delta)hd}{1 + d(1 - \alpha)} = 1 + \text{Biais}. \quad (4.17)$$

Cette formule permet d'estimer facilement l'ordre de grandeur d'un biais dû à une variation d'inefficacité δ sur une fraction $1 - \alpha$ des données. Pour relier aux paramètres du modèle l'inefficacité mesurée sur l'ensemble de l'échantillon on utilise le fait qu'elle est la moyenne des inefficacités des deux fractions, soit :

$$\text{Inefficacité} = \alpha.h + (1 - \alpha)h\delta \quad (4.18)$$

où on a supposé que la variation d du rapport K_S/K_L était relativement petite.

Ce modèle naïf permet ainsi d'estimer le biais d'une inefficacité donnée en la répartissant sur deux fractions de l'échantillon, sur lesquelles le rapport K_S/K_L diffère. Nous avons vu que la différence d pouvait avoir deux origines, temporelle ou spatiale, qui vont être étudiées dans les deux paragraphes suivants.

4.5.2 Différences temporelles

Plusieurs échelles de temps doivent être considérées.

Variations journalières

Le rapport K_S/K_L varie au cours de la prise de données. La figure 4.10 montre le rapport des événements K_S/K_L acquis dans une journée. Les jours sont numérotés de 1 à 43 du 4 septembre au 17 octobre 1997. Les variations d'un jour à l'autre peuvent atteindre 10 %. De plus, les réglages des faisceaux ont été changés entre le jour 20 et le jour 21. Les rapports moyens K_S/K_L avant et après cette date sont de 1,80 et 2,03.

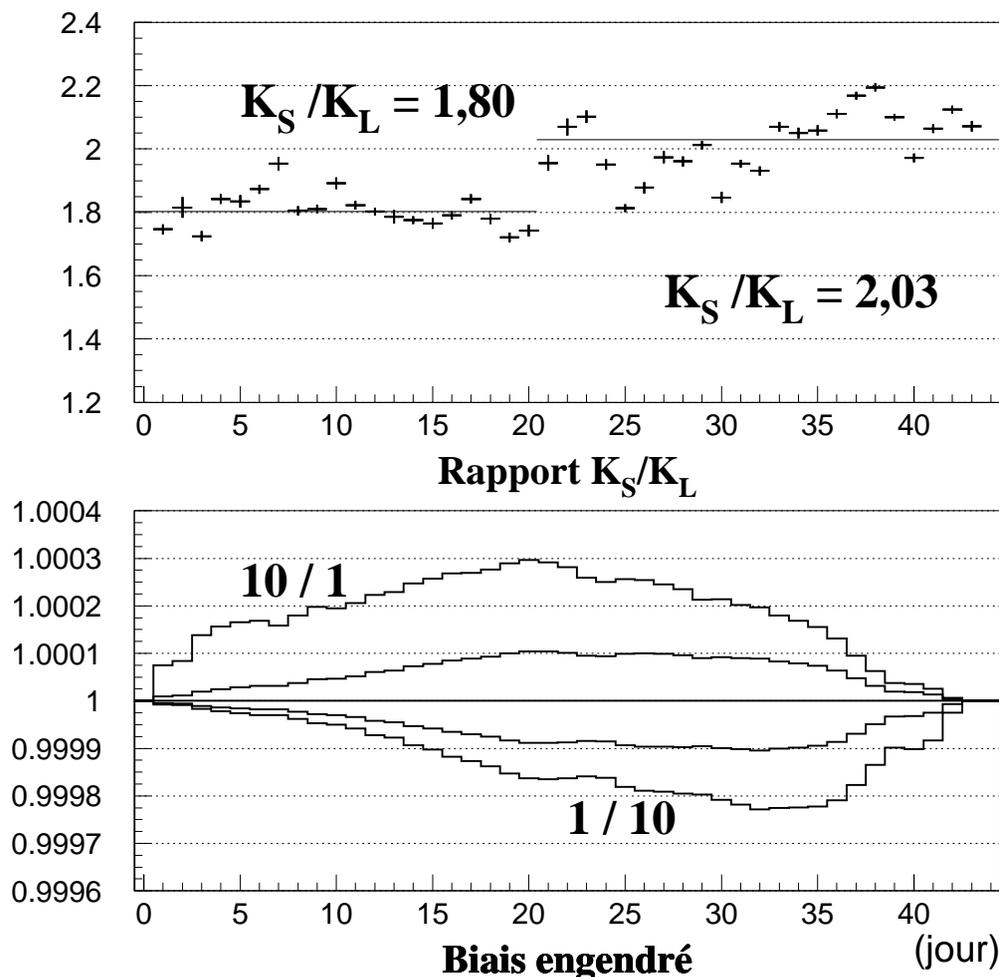


FIG. 4.10 – Haut : variation du rapport K_S/K_L en fonction du jour de prise de données. Bas : biais engendré par une inefficacité moyenne de cinq pour mille.

Les courbes du bas représentent le biais engendré en fonction du découpage (α dans 4.17) des données en deux fractions. Chaque courbe correspond à une valeur de la variation δ de l'inefficacité entre les deux fractions. Les variations considérées vont de 0,1 à 10, c'est-à-dire que l'on envisage de concentrer des inefficacités 10 fois plus fortes au début et à la fin de la prise de données. La valeur de l'inefficacité moyenne utilisée est cinq pour mille, soit un majorant des inefficacités qui nous préoccupent.

Le biais maximum observé est de $3 \cdot 10^{-4}$, dans le cas où les vingt premiers jours souffriraient d'une efficacité 10 fois plus élevée que les jours suivants.

Variations lors du déversement

Le rapport K_S/K_L varie également avec le temps du déversement. Nous avons vu les distributions en temps des événements K_S et K_L sur la figure 2.2. La figure 4.11 présente le rapport K_S/K_L . Les K_S sont relativement plus nombreux au début du déversement. Le rapport K_S/K_L varie de moins de 10 % au cours du déversement.

La même méthode est employée pour estimer le biais associé à une inefficacité de cinq pour mille. Le biais engendré reste inférieur à $2 \cdot 10^{-4}$, comme l'illustre la figure 4.11.

Ces deux exemples illustrent quantitativement les biais qui peuvent surgir de variations du rapport d'intensité des faisceaux de l'ordre de 10 %. Avant de considérer d'autres variations temporelles, deux points importants peuvent être soulignés :

- La variation par un facteur 10 des inefficacités est une hypothèse fort pessimiste destinée à fournir une borne supérieure au biais, et qui peut être vérifiée sur toutes les inefficacités qui nous préoccupent.
- D'après les formules 4.17 et 4.18, le biais est proportionnel à l'inefficacité moyenne. On peut donc déduire des résultats précédents qu'une inefficacité donnée ne peut pas engendrer un biais plus élevé qu'une fraction d'elle-même, 6 % par variation journalière, 4 % par variation lors du déversement.

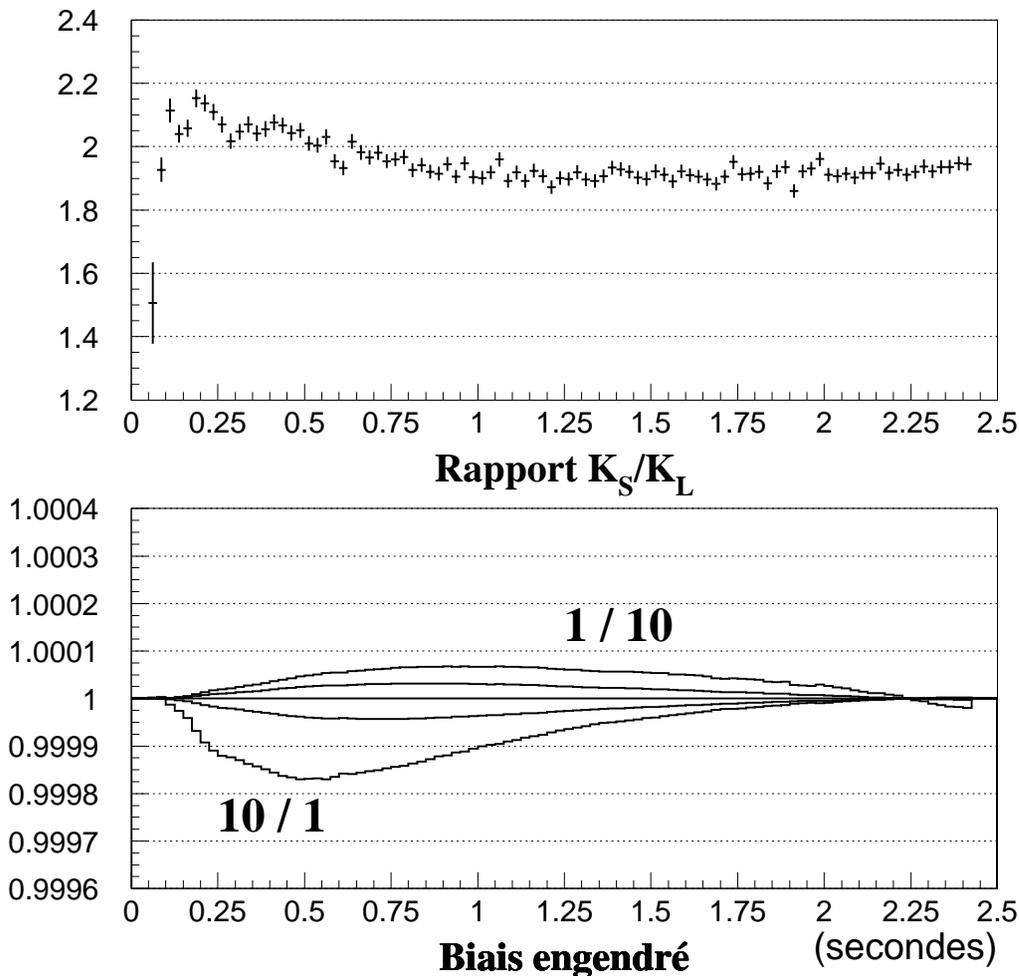


FIG. 4.11 – Variation du rapport K_S/K_L en fonction du temps du déversement. Bas : biais engendré par une inefficacité moyenne de cinq pour mille.

Structure temporelle des faisceaux

Certaines fréquences peuvent être mises en évidence dans les faisceaux [44].

La transformée de Fourier des distributions temporelles des événements met en évidence des fréquences dans l'intensité des faisceaux. La fréquence de 50 Hz du réseau électrique est par exemple visible. On exhibe également une fréquence de 43 kHz qui correspond à la période de rotation des protons dans le SPS.

La figure 4.12 donne les distributions des événements K_S et K_L ainsi que leur rapport en fonction des phases par rapport à :

- À gauche : la fréquence du réseau électrique (50 Hz).
- À droite : la période de rotation des protons dans le SPS (43 kHz).

Les variations observées dans le rapport K_S/K_L sont inférieures à 10 %. Les biais potentiels engendrés par des inefficacités variant avec ces phases sont inférieurs à 5 % de l'inefficacité moyenne.

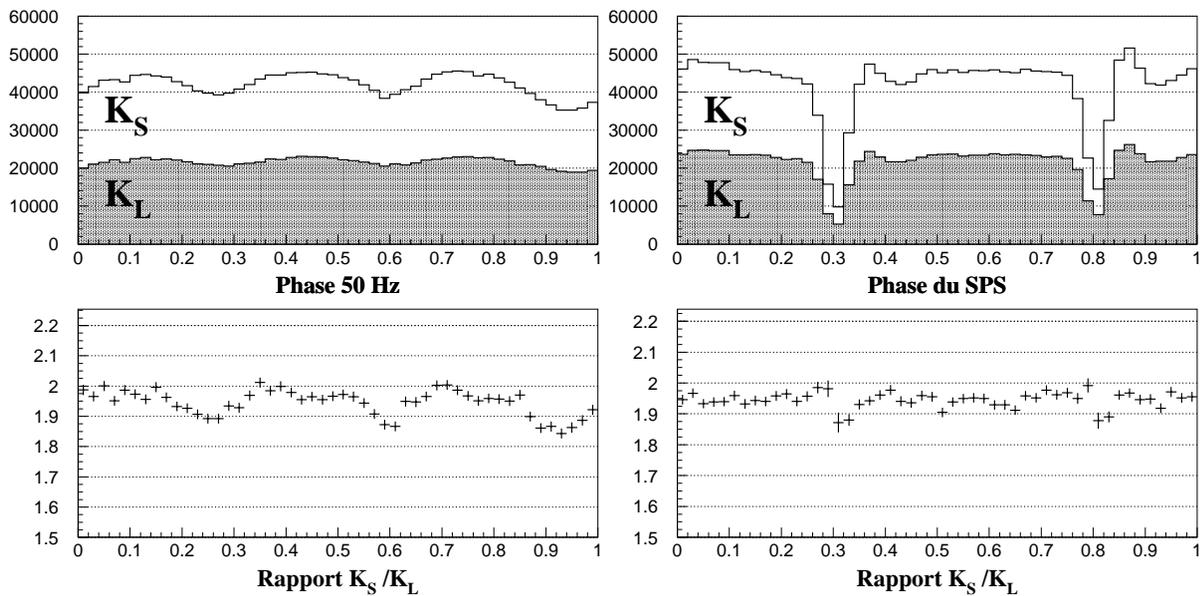


FIG. 4.12 – Gauche : Variation du rapport K_S/K_L en fonction de la phase par rapport à la fréquence du réseau électrique (50 Hz). Droite : idem en fonction de la phase de rotation des protons dans le SPS (43 kHz).

L'étude des structures du faisceaux par transformées de Fourier permet d'exhiber des phases entre 0,5 Hz — la durée du déversement est de 2,4 secondes — et 20 MHz [44].

L'étude des corrélations des coups dans la station d'étiquetage permet de mettre en évidence des structures plus fines, allant de la largeur de la fenêtre d'extraction de l'information de l'étiqueteur (environ 80 ns) à la résolution temporelle des coups (environ 200 ps). Par cette méthode, il est donc possible d'explorer des fréquences de 1,25 MHz à 5 THz.

Une structure à 200 MHz est observée [44] (elle est visible sur la figure 5.3 p. 139) correspondant à la fréquence des cavités accélératrices du SPS. Il n'est pas possible d'estimer les variations de l'intensité du faisceau K_L pour une fréquence aussi élevée. Seule la station d'étiquetage, uniquement sensible aux K_S , permet de mesurer cette structure. Le flux de protons de 14 MHz qui la traverse possède un taux comparable qui permet de la mettre en évidence. Néanmoins, les variations K_S/K_L ne devraient pas présenter de variations très prononcées et ne peuvent

engendrer de biais important.

De plus, l'ensemble des fenêtres d'extraction, des temps d'intégration et des critères de sélection utilisés ont des échelles de temps supérieures à cette période (5 ns). Cette structure est donc *techniquement* invisible par NA48 et toute différence K_S/K_L est intégrée.

4.5.3 Différences spatiales

La même démarche doit être appliquée aux variations spatiales du rapport K_S/K_L . L'illumination des détecteurs doit donc être considérée. Ici, nous devons prendre soin de pondérer les événements K_L (voir 3.4.1) puisque cette méthode sert à précisément à diminuer la sensibilité de l'analyse à l'acceptance géométrique. Il faut également ne considérer que des petits intervalles d'énergie, pour ne pas être sensible aux différences de spectres.

Illumination de la première chambre

La figure 4.13 montre la distribution de l'impact radial des pions chargés au niveau de la première chambre. Les distributions des K_S et des K_L pondérés se recouvrent, à part à petit rayon où la différence des acceptances est importante. Le biais potentiel est calculé de la même manière que pour les variables temporelles.

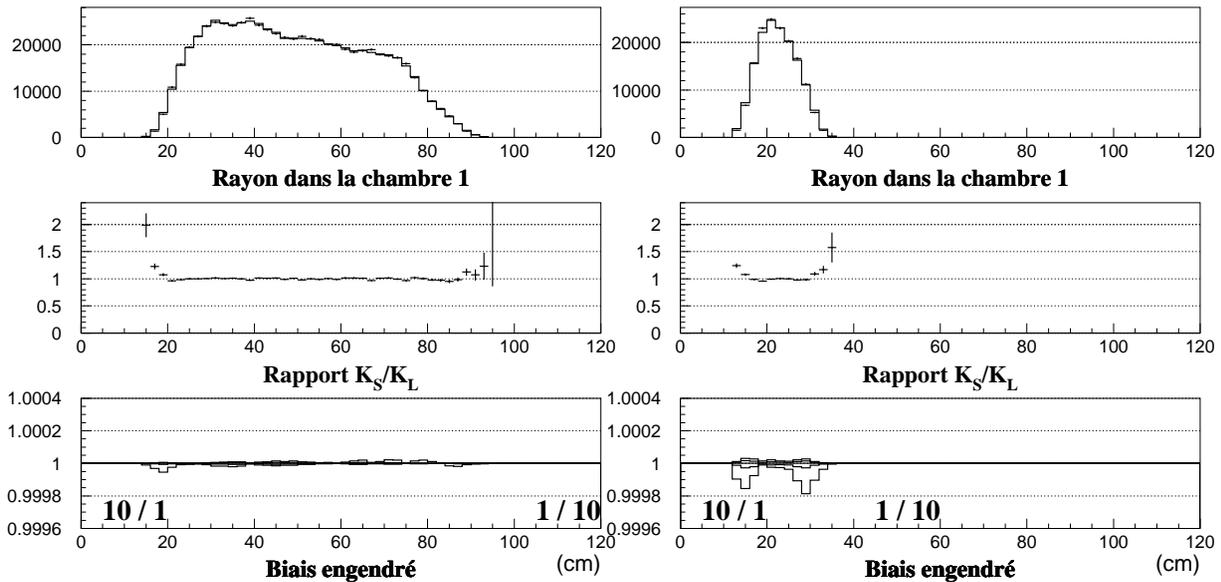


FIG. 4.13 – Variation du rapport K_S/K_L en fonction du rayon dans la chambre 1. Gauche : entre 70 et 80 GeV. Droite : entre 160 et 170 GeV. Figure supérieure : distributions K_S (histogramme) et K_L pondérés (croix). Figure centrale : rapport K_S/K_L . Figure inférieure : biais engendré par une inefficacité de 5 pour mille.

Le biais engendré est plus important à haute énergie (droite) qu'à basse énergie (gauche), mais ne dépasse en aucun cas $2 \cdot 10^{-4}$ pour une inefficacité moyenne de 5 pour mille.

Illumination de la dernière chambre

La figure 4.14 montre les mêmes distributions pour la chambre 4 que la figure 4.13 pour la chambre 1. Le biais potentiel reste également inférieur à $2 \cdot 10^{-4}$.

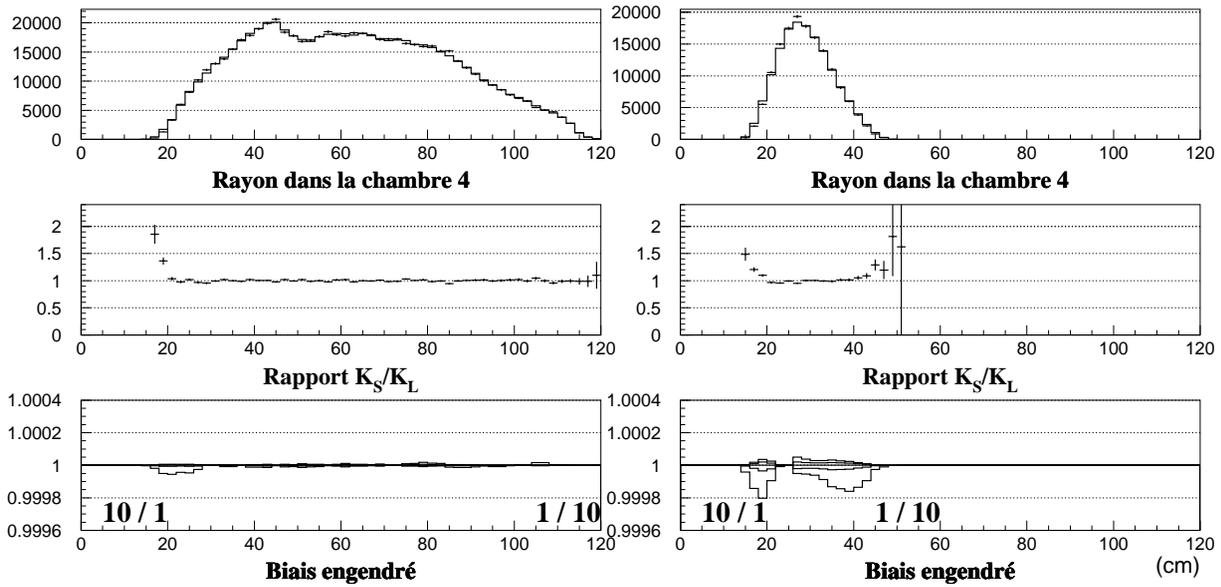


FIG. 4.14 – Variation du rapport K_S/K_L en fonction du rayon dans la chambre 4. Gauche : entre 70 et 80 GeV. Droite : entre 160 et 170 GeV. Figure supérieure : distributions K_S (histogramme) et K_L pondérés (croix). Figure centrale : rapport K_S/K_L . Figure inférieure : biais engendré par une inefficacité de 5 pour mille.

Illumination du calorimètre

Pour des événements $\pi^0\pi^0$, les positions des gerbes électromagnétiques des événements K_S et K_L pondérés se recouvrent très bien, du fait de la convergence des faisceaux au niveau du calorimètre. Les figures 4.15 et 4.16 montrent les illuminations horizontale et verticale des gerbes appartenant à des événements $K_S \rightarrow \pi^0\pi^0$ et $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0$ pondérés, ainsi que leur rapport. Sur la figure horizontale, la position de la colonne morte est clairement visible. Les rapports d'illuminations sont nettement plus plats que ceux des événements $\pi^+\pi^-$ et les biais susceptibles d'être engendrés sur les événements par une inefficacité localisée sont bien moindres que les précédents.

4.5.4 Limite sur le biais

Dans les paragraphes précédents, nous avons vu qu'une inefficacité ne pouvait engendrer un biais sur la mesure de R que si elle varie en même temps que le rapport K_S/K_L . Les variations de ce rapport ont été observées sur des bases temporelle et spatiale. Un modèle naïf nous a permis d'obtenir une borne supérieure au biais engendré par des inefficacités pouvant varier d'un facteur 10.

Les figures des paragraphes précédents ont été obtenues avec une inefficacité de 5 pour mille. Nous avons vu que le biais maximum obtenu était de $3 \cdot 10^{-4}$. D'après les formules 4.17 et 4.18, le biais est proportionnel à l'inefficacité moyenne et on peut donc déduire de cette étude l'effet potentiel de toute inefficacité inférieure. En considérant que le biais engendré ne peut en aucun cas dépasser $5 \cdot 10^{-4}$ pour une inefficacité de 5 pour mille, on obtient le facteur de proportionnalité suivant :

$$\text{Biais} < 0,1 \times \text{Inefficacité} \quad (4.19)$$

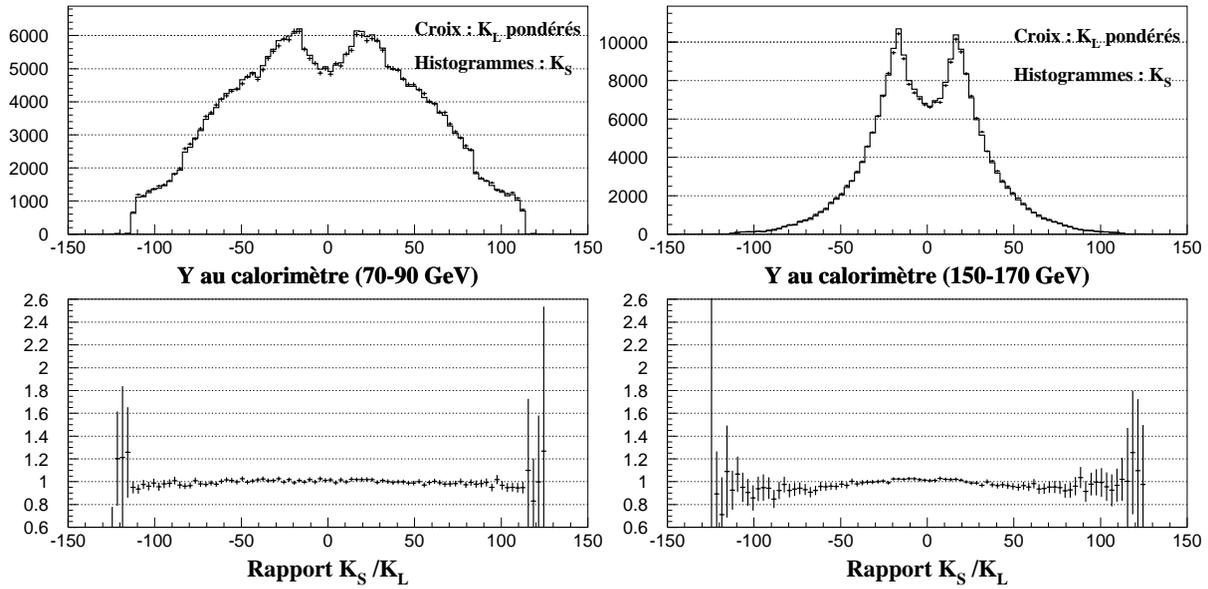


FIG. 4.15 – Variation du rapport K_S/K_L en fonction de l'impact vertical au calorimètre. Gauche : entre 70 et 90 GeV. Droite : entre 150 et 170 GeV.

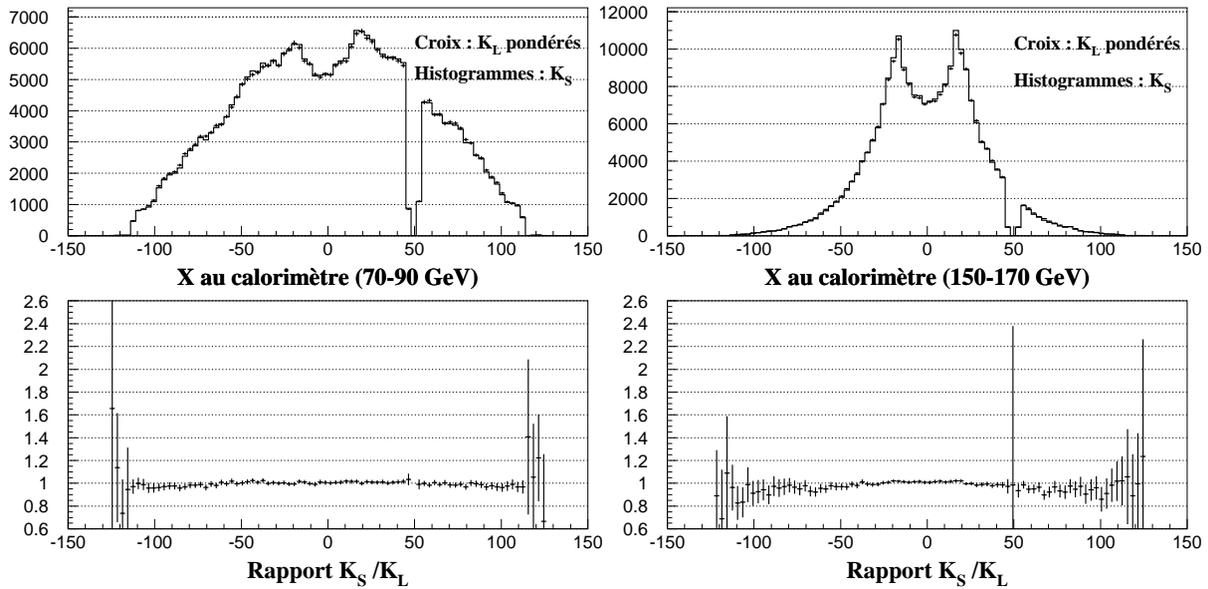


FIG. 4.16 – Variation du rapport K_S/K_L en fonction de l'impact horizontal au calorimètre. Gauche : entre 70 et 90 GeV. Droite : entre 150 et 170 GeV.

4.6 Conclusion : effets systématiques

Dans le paragraphe précédent, nous avons vu qu'une inefficacité ne pouvait pas produire un biais supérieur à 10 % d'elle-même. Le tableau 4.8 résume les différentes inefficacités de déclenchement estimées dans ce chapitre.

Modes	Système étudié	Échantillon de contrôle	Inefficacités moyenne	Référence paragraphe
$\pi^+\pi^-$	Niveau 2	$\frac{Q_X}{2} \times E_{tot}$	$(8,70 \pm 0,07) \%$	4.2
	Q_X	Q_{OR} et T0N	$(43 \pm 5) \cdot 10^{-4}$	4.3.1
	temps mort	Q_{OR} et T0N	$(21 \pm 5) \cdot 10^{-4}$	4.3.1
	E_{tot}	Q_X/d	$(4,1 \pm 0,8) \cdot 10^{-4}$	4.3.2
	coïncidence	Q_X/d	$(32 \pm 3) \cdot 10^{-4}$	4.3.3
$\pi^0\pi^0$	NUT	T0N	$(12 \pm 4) \cdot 10^{-4}$	4.4

TAB. 4.8 – Résumé des inefficacités de déclenchement pour les modes $\pi^+\pi^-$ (deux niveaux) et $\pi^0\pi^0$.

Modes chargés

L'inefficacité du système de déclenchement de niveau 1 se compose de plusieurs contributions dont aucune ne dépasse 5 pour mille. Elles ne peuvent donc pas engendrer un biais supérieur à $5 \cdot 10^{-4}$ sur R , ce qui est satisfaisant pour l'incertitude visée sur le lot de données de 1997. Nous admettons pour chacune d'entre elles une incertitude systématique égale à 10 % de leur inefficacité. La somme quadratique de ces incertitudes vaut :

$$\sigma_R^{N1} = 5,8 \cdot 10^{-4} \quad (4.20)$$

En revanche, l'inefficacité du déclenchement de niveau 2 vaut 8,7 % en moyenne et serait donc susceptible d'engendrer des biais que mon modèle ne borne qu'à $87 \cdot 10^{-4}$ sur R . Une mesure directe et précise des inefficacités dans les deux modes K_S et K_L est donc nécessaire. Nous avons vu au paragraphe 4.2.6 que la correction sur R se montait à $\Delta R = (+9 \pm 22) \cdot 10^{-4}$. En y ajoutant l'incertitude due aux inefficacités de niveau 1, on obtient :

$$\Delta R = (+9 \pm 23) \cdot 10^{-4} \quad (4.21)$$

Modes neutres

Pour le mode neutre, le modèle des petites inefficacités peut être appliqué puisque l'effet est alors borné par $12 \cdot 10^{-4} \times 0,1 = 1,2 \cdot 10^{-4}$. L'effet de l'inefficacité du déclenchement neutre est donc négligeable.

Chapitre 5

Corrections et effets systématiques

Dans le chapitre précédent, j'ai décrit en détail les effets systématiques que peuvent introduire les systèmes de déclenchement. De nombreux autres effets doivent être étudiés pour extraire des données la valeur de $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$.

Dans le présent chapitre, nous aborderons tous les effets qui mènent à une correction ou à une incertitude significative sur la valeur du double rapport R . La procédure utilisée pour appliquer ces corrections est exposée pour chaque effet, et une estimation de l'incertitude systématique est donnée. Les effets considérés sont les suivants :

1. Les erreurs d'étiquetage, c'est-à-dire les probabilités de confondre K_L et K_S .
2. Les bruits de fond résiduels dans le faisceau K_L , pour les événements $\pi^+\pi^-$ (bruits de fond $\pi e\nu$ et $\pi\mu\nu$) puis pour $\pi^0\pi^0$ (bruit de fond $3\pi^0$).
3. Les effets des inefficacités de déclenchement (bref rappel du chapitre précédent).
4. Les biais dus aux différences d'acceptance des détecteurs pour les faisceaux K_S et K_L .
5. Les incertitudes liées à la reconstruction des événements.
6. Les effets dus à l'activité instantanée dans les détecteurs.

Comme nous l'avons vu dans l'exposé des principes de NA48 (paragraphe 2.1) l'analyse est effectuée par intervalle d'énergie, pour rester insensible aux différences de spectres K_S et K_L . Toutes les corrections seront donc estimées en fonction de l'énergie.

Nous concluons ce chapitre par l'estimation de l'incertitude systématique totale sur la mesure du double rapport R .

5.1 Étiquetage

Nous avons vu au paragraphe 3.3 que la distinction entre K_S et K_L est fondée sur la coïncidence temporelle éventuelle d'un proton dans la station d'étiquetage et d'un événement $\pi^+\pi^-$ ou $\pi^0\pi^0$ dans les détecteurs. Le propos de ce paragraphe est d'estimer les incertitudes liées à cette méthode.

Les erreurs d'étiquetage que l'on peut commettre sont de deux types :

- Un K_S peut être pris pour un K_L si aucun proton n'est observé dans la fenêtre d'étiquetage. Cette inefficacité peut être due à la station d'étiquetage elle-même, soit parce que le proton n'est pas du tout détecté, soit parce que la mesure du temps est mauvaise. Une mauvaise reconstruction du temps de l'événement par le détecteur concerné (hodoscope pour $\pi^+\pi^-$, calorimètre pour $\pi^0\pi^0$) est également source d'inefficacité. Cette **inefficacité de l'étiquetage** sera notée α_{SL} .

- Un K_L peut être pris pour un K_S si un proton se trouve *accidentellement* dans la fenêtre d'étiquetage. La probabilité de cet **étiquetage accidentel** est notée α_{LS} .

L'inefficacité d'étiquetage α_{SL} dépend du mode considéré par l'intermédiaire du temps de l'événement. Elle peut donc aisément affecter les événements $\pi^+\pi^-$ et $\pi^0\pi^0$ de manière différente. En revanche, la probabilité d'étiquetage accidentel α_{LS} ne dépend pas de la résolution temporelle puisque la coïncidence est fortuite. Elle est donc *a priori* semblable dans les modes neutres et chargés. On a donc intérêt à choisir une fenêtre d'étiquetage relativement large, pour minimiser α_{SL} aux dépens de α_{LS} . De plus la sensibilité de R à α_{SL} est plus grande, comme nous le montrerons plus loin.

La figure 5.1 représente les distributions du temps du plus proche proton par rapport au temps des événements $K_S \rightarrow \pi^+\pi^-$ et $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-$. Dans le mode $\pi^+\pi^-$, il est en effet possible de distinguer les événements K_S et K_L par la position verticale reconstruite du vertex, comme nous l'avons vu sur la figure 2.8. Une fenêtre d'étiquetage de ± 2 ns nous donne :

$$\alpha_{SL}^{+-} = (1,44 \pm 0,08) \cdot 10^{-4} \quad \text{et} \quad \alpha_{LS}^{+-} = (11,20 \pm 0,03)\% \quad (5.1)$$

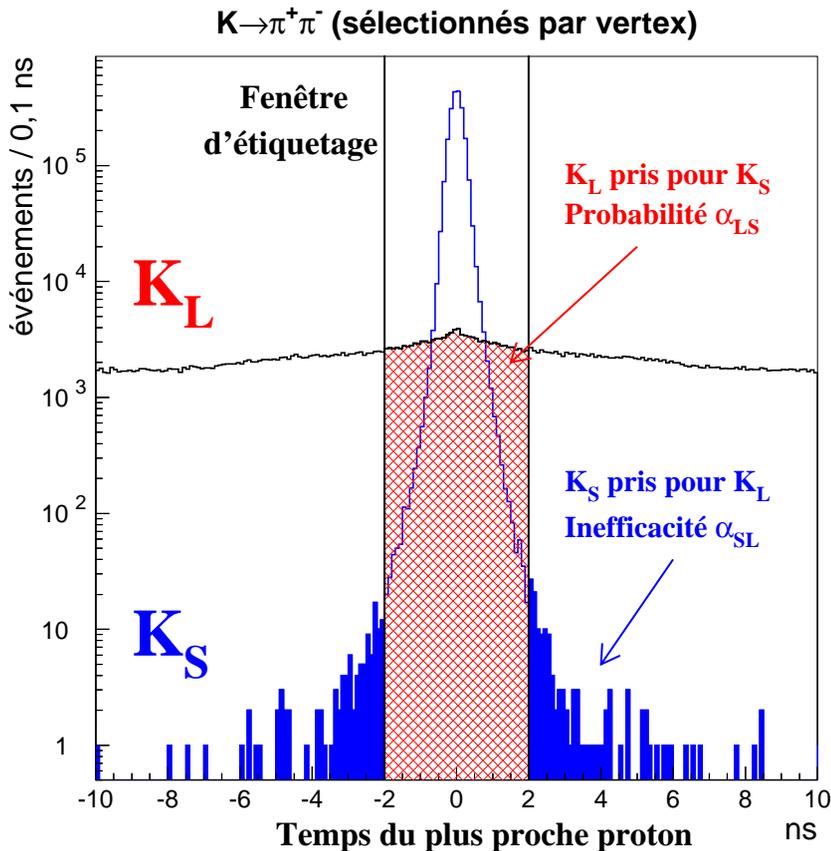


FIG. 5.1 – Principe et erreurs d'étiquetage.

Il est impossible d'obtenir directement ces probabilités pour des événements $\pi^0\pi^0$ puisque la position transverse du vertex n'est pas mesurée. Avant de les estimer, voyons quelle est la sensibilité du double rapport R aux erreurs d'étiquetage.

5.1.1 Sensibilité du double rapport

Dans le cas où la pondération des événements K_L n'est pas appliquée, il est possible d'obtenir une expression analytique simple de la sensibilité de R aux erreurs d'étiquetage. Cette simplification permet d'illustrer la problématique des erreurs d'étiquetage et les paragraphes suivants lui sont consacrés. La méthode effectivement utilisée pour tenir compte des erreurs d'étiquetage est ensuite exposée.

Les nombres d'événements étiquetés $N^{eti q}$ sont reliés aux nombres réels d'événements N par l'intermédiaire des probabilités α . Les événements étiquetés K_S et K_L sont donnés par les expressions :

$$\begin{aligned} N_S^{eti q} &= (1 - \alpha_{SL}) \times N_S + \alpha_{LS} \times N_L \\ N_L^{eti q} &= (1 - \alpha_{LS}) \times N_L + \alpha_{SL} \times N_S \end{aligned} \quad (5.2)$$

Le double rapport que l'on obtient en utilisant les événements étiquetés ($N^{eti q}$) est relié aux nombres N réels d'événements par la formule suivante :

$$R_{eti q} = \frac{N_L^{00}{}^{eti q}}{N_S^{00}{}^{eti q}} \times \frac{N_S^{+-}{}^{eti q}}{N_L^{+-}{}^{eti q}} = \frac{(1 - \alpha_{LS}^{00})N_L^{00} + \alpha_{SL}^{00}N_S^{00}}{(1 - \alpha_{SL}^{00})N_S^{00} + \alpha_{LS}^{00}N_L^{00}} \times \frac{(1 - \alpha_{SL}^{+-})N_S^{+-} + \alpha_{LS}^{+-}N_L^{+-}}{(1 - \alpha_{LS}^{+-})N_L^{+-} + \alpha_{SL}^{+-}N_S^{+-}}. \quad (5.3)$$

Le double rapport R réel vaut $\frac{N_L^{00}}{N_S^{00}} \times \frac{N_S^{+-}}{N_L^{+-}}$. Le rapport des événements réels K_L/K_S peut être mesuré dans le mode chargé. Posons $\rho = \frac{N_L^{+-}}{N_S^{+-}}$. Aux acceptances près, ρ représente le rapport des nombres de désintégrations K_L/K_S . La formule 5.3 devient :

$$R_{eti q} = \frac{(1 - \alpha_{LS}^{00}) \times R \times \rho + \alpha_{SL}^{00}}{(1 - \alpha_{SL}^{00}) + \alpha_{LS}^{00} \times R \times \rho} \times \frac{(1 - \alpha_{SL}^{+-}) + \alpha_{LS}^{+-} \times \rho}{(1 - \alpha_{LS}^{+-}) \times \rho + \alpha_{SL}^{+-}}. \quad (5.4)$$

Plusieurs effets peuvent être isolés :

Dilution de $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$

Regardons d'abord la relation entre $R_{eti q}$ et R dans le cas où les probabilités d'erreurs d'étiquetage sont égales entre les modes chargés et neutres, c'est-à-dire quand $\alpha_{SL}^{00} = \alpha_{SL}^{+-} = \alpha_{SL}$ et $\alpha_{LS}^{00} = \alpha_{LS}^{+-} = \alpha_{LS}$. La formule 5.4 permet d'obtenir :

$$\begin{aligned} R_{eti q} - 1 &= \frac{(1 - \alpha_{LS} - \alpha_{SL}) \times \rho}{(1 - \alpha_{SL} + \alpha_{LS}R\rho)((1 - \alpha_{LS})\rho + \alpha_{SL})} \times (R - 1) \\ &\simeq \frac{1}{1 + \alpha_{LS} \times R \times \rho} \times (R - 1) \end{aligned} \quad (5.5)$$

où la deuxième ligne s'obtient en tenant compte du fait que α_{SL} est petit devant α_{LS} .

Le double rapport R étant proche de l'unité, l'effet de l'étiquetage se traduit essentiellement par une *dilution* de la valeur de $R - 1$, donc de $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$, par un facteur $1 + \alpha_{LS} \times \rho$. La valeur de α_{LS} est 11,2 % et la valeur du rapport des intensités peut être déduite du tableau des nombres d'événements finals 3.3 : $\rho = 0,514$. On obtient ainsi :

$$Re(\varepsilon'/\varepsilon) = (1 + \alpha_{LS} \times \rho) \times Re(\varepsilon'/\varepsilon)_{eti q} \simeq 1,057 \times Re(\varepsilon'/\varepsilon)_{eti q} \quad (5.6)$$

Les paramètres α_{LS} et ρ sont connus et pris en compte avec suffisamment de précision. Ils n'engendrent pas d'incertitude significative sur la mesure de $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$. Il s'agit juste d'une dilution d'un facteur 5,7 % de la valeur mesurée.

Différence d'étiquetage accidentel

Le calcul précédent a été effectué dans l'hypothèse où les probabilités d'étiquetage accidentel sont les mêmes entre $\pi^+\pi^-$ et $\pi^0\pi^0$. Ces probabilités ne peuvent différer que si les deux catégories d'événements ne *voient* pas le même taux de protons dans la station d'étiquetage. Les modes chargés et neutres étant enregistrés simultanément, une telle différence paraît impossible. Néanmoins, les inefficacités des systèmes de déclenchements¹ ou les pertes d'événements dues à l'activité instantanée dans les détecteurs peuvent engendrer une différence entre α_{LS}^{+-} et α_{LS}^{00} , puisqu'elles sont propres à un mode et dépendent de l'intensité.

Notons $\Delta\alpha_{LS}$ la différence de probabilité d'étiquetage accidentel entre $\pi^0\pi^0$ et $\pi^+\pi^-$. En remplaçant α_{LS}^{00} par $\alpha_{LS}^{+-} + \Delta\alpha_{LS}$ dans 5.4, en calculant $R_{eti} - 1$ et en négligeant les termes en α_{SL} et $\Delta\alpha_{LS}$ devant α_{LS} , on obtient :

$$R_{eti} - 1 = \frac{1}{1 + \alpha_{LS}^{+-} \times R \times \rho} \times \left[(R - 1) - \frac{R \times (1 + \rho)}{1 - \alpha_{LS}^{+-}} \times \Delta\alpha_{LS} \right]. \quad (5.7)$$

Le terme de dilution est donc inchangé (dans la limite où $\Delta\alpha_{LS}$ est petit devant α_{LS}) et un terme correctif proportionnel à $\Delta\alpha_{LS}$ doit être considéré. En évaluant ce terme, on obtient la sensibilité de $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$ aux différences d'étiquetage accidentel :

$$\Delta Re(\varepsilon'/\varepsilon) \simeq \frac{-(1 + \rho)}{6(1 - \alpha_{LS}^{+-})} \times \Delta\alpha_{LS} = -0,28 \times \Delta\alpha_{LS} \quad (5.8)$$

Différence d'inefficacités

La même technique peut être employée pour estimer le biais induit sur $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$ par une éventuelle différence d'inefficacité de l'étiquetage entre $\pi^0\pi^0$ et $\pi^+\pi^-$. Puisque l'étiquetage consiste en une coïncidence entre un proton et l'événement considéré, son inefficacité dépend de la résolution temporelle des détecteurs utilisés et peut donc être différente entre neutres et chargés.

Notons $\Delta\alpha_{SL}$ la différence d'inefficacité et remplaçons α_{SL}^{00} par $\alpha_{SL}^{+-} + \Delta\alpha_{SL}$ dans 5.4. Par la même méthode que précédemment, on obtient :

$$R_{eti} - 1 = \frac{1}{1 + \alpha_{LS}^{+-} \times R \times \rho} \times \left[(R - 1) + \frac{1 + \rho}{(1 - \alpha_{LS}^{+-}) \times \rho} \times \Delta\alpha_{SL} \right]. \quad (5.9)$$

Un terme correctif proportionnel à $\Delta\alpha_{SL}$ doit donc également être considéré. La sensibilité de $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$ aux différences d'inefficacité d'étiquetage vaut :

$$\Delta Re(\varepsilon'/\varepsilon) \simeq \frac{1 + \rho}{6(1 - \alpha_{LS}^{+-})\rho} \times \Delta\alpha_{SL} = +0,55 \times \Delta\alpha_{SL} \quad (5.10)$$

En résumé, les effets dus aux erreurs d'étiquetage sur la mesure de $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$ sont donnés par la formule :

$$Re(\varepsilon'/\varepsilon) = 1,057 \times Re(\varepsilon'/\varepsilon)_{eti} - 0,28 \times \Delta\alpha_{LS} + 0,55 \times \Delta\alpha_{SL} \quad (5.11)$$

L'incertitude sur le terme de dilution est négligeable. En revanche, la maîtrise de $\Delta\alpha_{LS}$ et $\Delta\alpha_{SL}$ est cruciale pour la mesure de $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$. Ces quantités doivent être mesurées précisément. Si elles sont non nulles, des corrections doivent être appliquées à $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$; en tous cas, une incertitude systématique liée à la connaissance de ces différences doit être prise en compte.

¹La correction de l'efficacité du déclenchement vue au chapitre 4 corrigerait cet effet si elle était pratiquée sur des événements étiquetés. Pour ne pas compter deux fois la correction, elle est mesurée sur des événements identifiés par la position de leur vertex.

Effet de la pondération

Les effets estimés ci-dessus ne tiennent pas compte de la méthode de pondération des événements K_L que nous utilisons pour rendre les acceptances similaires (voir le paragraphe 3.4.1). Les nombres d'événements K_L doivent être remplacés par la somme de leur poids, que l'on notera P . Le double rapport des événements étiquetés devient :

$$R_{eti q} = \frac{P_L^{00})^{eti q}}{N_S^{00})^{eti q}} \times \frac{N_S^{+-})^{eti q}}{P_L^{+-})^{eti q}} = \frac{(1 - \alpha_{LS}^{00})P_L^{00} + \alpha_{SL}^{00}P_S^{00}}{(1 - \alpha_{SL}^{00})N_S^{00} + \alpha_{LS}^{00}N_L^{00}} \times \frac{(1 - \alpha_{SL}^{+-})N_S^{+-} + \alpha_{LS}^{+-}N_L^{+-}}{(1 - \alpha_{LS}^{+-})P_L^{+-} + \alpha_{SL}^{+-}P_S^{+-}}. \quad (5.12)$$

où les nombres d'événements K_L étiquetés et pondérés (P_L)^{eti q}) contiennent les nombres réels, P_L et P_S , de K_L et de K_S tous deux pondérés! De même, les critères de sélection de la zone fiduciaire s'appliquent aux deux contributions P_L comme P_S . Les nombres P sont donc tous sujets à la coupure qui définit le début de la zone fiduciaire pour les événements $K_L(z > z_{AKS})$.

En revanche, les nombres N_L d'événements K_L accidentellement étiquetés que contiennent les événements étiquetés N_S ^{eti q} ne sont pas soumis à ce critère de sélection définissant l'origine des désintégrations considérées. Cette origine est alors définie par le dernier collimateur ou par un critère suffisamment lâche.

Il devient alors difficile d'isoler la valeur de R — c'est elle que l'on veut mesurer — dans le double rapport des événements étiquetés de l'équation ci-dessus, comme nous l'avons fait dans le cas sans pondération. On ne peut donc pas *a priori* calculer la sensibilité du double rapport aux erreurs d'étiquetage.

On peut tout de même estimer les effets de la pondération (voir la référence [44]) en se restreignant au cas où les acceptances et les spectres d'énergie sont constants, et en appliquant quand même la coupure en z aux événements N_L . Les effets obtenus sont :

$$Re(\varepsilon'/\varepsilon) = 1,057 \times Re(\varepsilon'/\varepsilon)_{eti q} - 0,27 \times \Delta\alpha_{LS} + 0,91 \times \Delta\alpha_{SL} \quad (5.13)$$

Seul l'effet de l'inefficacité de l'étiquetage est notablement modifié. Les événements K_S pour lesquels l'étiquetage est inefficace entrent dans le nombre d'événements K_L que l'on pondère. Comme leur distribution est déjà caractéristique des K_S , ils reçoivent un poids relatif plus grand que les événements K_L . La contribution du terme en α_{SL} dans 5.2 se trouve ainsi augmentée par la pondération, et la sensibilité du double rapport aux différences d'inefficacités est plus importante.

La méthode utilisée

Dans les paragraphes précédents, nous avons calculé le lien qui existe entre le double rapport des événements étiquetés R ^{eti q} et le double rapport R que l'on veut mesurer. Cette méthode ne peut pas être appliquée si les critères de sélection des événements K_S et K_L diffèrent, ce qui est le cas de notre analyse puisque les événements K_L sont pondérés, et que l'origine de la zone de désintégration n'est pas définie par la même méthode pour les K_L (coupure franche sur la position reconstruite) et pour les K_S (signal dans l'AKS).

La méthode effectivement utilisée a déjà été évoquée au paragraphe 3.3. Pour obtenir les nombres d'événements provenant réellement d'un K_S ou d'un K_L on inverse le système d'équations 5.2 qui donne les nombres d'événements étiquetés en fonction des nombres réels. Cette opération est effectuée pour les quatre modes en appliquant à tous les nombres utilisés les critères requis pour chacun d'eux. On obtient :

$$N_S^{+-} = \frac{(1 - \alpha_{LS}^{+-})N_S^{+-})^{eti q} - \alpha_{LS}^{+-}N_L^{+-})^{eti q}}{1 - \alpha_{SL}^{+-} - \alpha_{LS}^{+-}} \quad (5.14.a)$$

$$N_S^{00} = \frac{(1 - \alpha_{LS}^{00})N_S^{00})^{eti q} - \alpha_{LS}^{00}N_L^{00})^{eti q}}{1 - \alpha_{SL}^{00} - \alpha_{LS}^{00}} \quad (5.14.b)$$

$$P_L^{+-} = \frac{(1 - \alpha_{SL}^{+-})P_L^{+-})^{eti q} - \alpha_{SL}^{+-}P_S^{+-})^{eti q}}{1 - \alpha_{SL}^{+-} - \alpha_{LS}^{+-}} \quad (5.14.c)$$

$$P_L^{00} = \frac{(1 - \alpha_{SL}^{00})P_L^{00})^{eti q} - \alpha_{SL}^{00}P_S^{00})^{eti q}}{1 - \alpha_{SL}^{00} - \alpha_{LS}^{00}} \quad (5.14.d)$$

où les nombres $P_{S,L}$ donnant les nombres de K_L concernent des événements pondérés dont la position reconstruite est située en aval de l'AKS, et les nombres $N_{S,L}$ donnant les K_S sont constitués d'événements non pondérés, sans coupure en position.

Remarque : Les probabilités α utilisées sont les mêmes pour les nombres de K_S et de K_L , car la probabilité d'étiquetage ne dépend pas de la position de désintégration.

Les nombres ainsi obtenus sont donc ceux que nous devons utiliser pour calculer $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$. Il subsiste deux inconnues dans les équations 5.14 : α_{LS}^{00} et α_{SL}^{00} . Les probabilités d'étiquetage peuvent être directement mesurées pour des événements $\pi^+\pi^-$, pas pour des événements $\pi^0\pi^0$.

Même si la formule 5.13 ne donne pas exactement la sensibilité du double rapport aux erreurs d'étiquetage, nous ne devons pas oublier qu'il n'est sensible aux erreurs d'étiquetage que si celles-ci diffèrent entre $\pi^+\pi^-$ et $\pi^0\pi^0$ (au facteur de dilution près qui est parfaitement maîtrisé par la mesure de α_{LS}^{+-}).

L'objet des paragraphes suivants est d'estimer les valeurs de $\Delta\alpha_{SL} = \alpha_{SL}^{00} - \alpha_{SL}^{+-}$ et $\Delta\alpha_{LS} = \alpha_{LS}^{00} - \alpha_{LS}^{+-}$. À partir de ces mesures et de celles des probabilités pour $\pi^+\pi^-$ (équation 5.1), nous obtiendrons les probabilités pour $\pi^0\pi^0$ à injecter dans les équations 5.14. En les faisant varier dans les bornes autorisées par notre connaissance de $\Delta\alpha_{SL}$ et $\Delta\alpha_{LS}$, nous obtiendrons la sensibilité effective de $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$ aux erreurs d'étiquetage et nous en déduirons l'incertitude systématique sur la mesure de $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$.

5.1.2 Différence d'inefficacités

L'inefficacité de l'étiquetage vaut $\alpha_{SL}^{+-} = (1,44 \pm 0,08) \cdot 10^{-4}$ pour des événements $\pi^+\pi^-$. Le propos de ce paragraphe est d'estimer l'inefficacité concernant des événements $\pi^0\pi^0$, ou plus exactement la différence des deux inefficacités. Trois méthodes peuvent être utilisées.

En faisceau de K_S seuls

NA48 a acquis des données sans faisceau K_L . Puisque tous les événements doivent alors être corrélés à un proton dans la station d'étiquetage, il est possible d'estimer l'inefficacité de l'étiquetage pour tout type de désintégration. Pour le mode $\pi^0\pi^0$, on obtient [60] :

$$\alpha_{SL}^{00} = (0,9 \pm 0,7) \cdot 10^{-4} \quad (5.14)$$

Cette mesure est compatible avec α_{SL}^{+-} , mais elle ne constitue pas en soi une mesure de l'inefficacité de l'étiquetage pour les événements $\pi^0\pi^0$ qui nous intéressent puisqu'elle est mesurée sur un échantillon acquis dans des conditions différentes de celui utilisé pour la mesure de $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$.

Sur des événements $\pi^0 e^+ e^- \gamma$

Pour estimer l'inefficacité de l'étiquetage sur le lot de données utilisé pour $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$, nous devons disposer d'un échantillon d'événements neutres provenant avec certitude du faisceau K_S . Un tel lot est fourni par les événements $\pi^0 \pi^0$ dont un des π^0 se désintègre en $e^+ e^- \gamma$ (désintégration dite de Dalitz). La paire électron-positron permet de reconstruire la position du vertex de désintégration du pion, donc du kaon.

Cet échantillon peut être enrichi d'événements où un photon issu d'une désintégration $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ est converti sur la première chambre à dérive ou la fenêtre de kevlar. L'analyse présentée dans la référence [60] donne :

$$\alpha_{SL}^{00} = (0, 8_{-0,6}^{+3,3}) \cdot 10^{-4} \quad (5.15)$$

Ce résultat, compatible avec α_{SL}^{+-} , mène à une incertitude de l'ordre de $2 \cdot 10^{-4}$ sur $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$, en utilisant la formule 5.13. Une meilleure compréhension de l'inefficacité de l'étiquetage des événements $K_S \rightarrow \pi^0 \pi^0$ est nécessaire.

Comparaison des temps neutres et chargés

L'inefficacité de l'étiquetage peut provenir de la station d'étiquetage — le proton n'est pas détecté ou son temps est mal reconstruit — ou des détecteurs utilisés pour la mesure du temps des événements $\pi^+ \pi^-$ et $\pi^0 \pi^0$. La contribution due à la détection du proton est égale pour les deux types d'événements, puisqu'elle concerne un événement ayant lieu *avant* la désintégration en $\pi^+ \pi^-$ ou en $\pi^0 \pi^0$ et donc totalement décorrélié de celle-ci. Sur les événements $\pi^+ \pi^-$, en comparant les temps fournis par le spectromètre et l'hodoscope, on peut estimer qu'elle représente environ deux tiers (10^{-4}) de l'inefficacité. Elle ne constitue pas une source de biais pour la mesure $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$.

En revanche, les résolutions et les queues de distribution des temps mesurés par les détecteurs peuvent créer une différence entre les deux types d'événements. Pour évaluer ces différences, il est possible d'utiliser des événements pour lesquels les deux temps sont disponibles. C'est en particulier le cas de toute désintégration d'un kaon en deux ou trois pions neutres, dont l'un d'entre eux se désintègre en $e^+ e^- \gamma$ (Dalitz) ou pour lesquels un des photons est converti en une paire électron-positron.

La différence des temps mesurés par le calorimètre pour les photons et par l'hodoscope pour la paire électron-positron est distribuée sur l'histogramme 5.2. La résolution obtenue est de l'ordre de 200 picosecondes et le niveau des queues de distribution est quasi nul. Deux événements sur 106 995 possèdent une différence de temps supérieure à 2 ns.

En convoluant cette distribution avec celle de l'étiquetage des événements $K_S \rightarrow \pi^+ \pi^-$ (temps de l'événement moins temps du plus proche proton), on peut estimer une limite supérieure à la différence des inefficacités [61] :

$$|\Delta\alpha_{SL}| < 1 \cdot 10^{-4} \quad (5.16)$$

D'après la formule 5.13, on s'attend à ce que l'incertitude sur $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$ en découlant soit du même ordre de grandeur. En faisant effectivement varier α_{SL}^{00} de $\pm 10^{-4}$ par rapport à α_{SL}^{+-} dans les formules 5.14 utilisées pour le calcul du double rapport R , on obtient une variation de R et de $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$ de :

$$\Delta R = \pm 4,7 \cdot 10^{-4} \quad \Rightarrow \quad \Delta Re(\varepsilon'/\varepsilon) = \pm 0,8 \cdot 10^{-4} \quad (5.17)$$

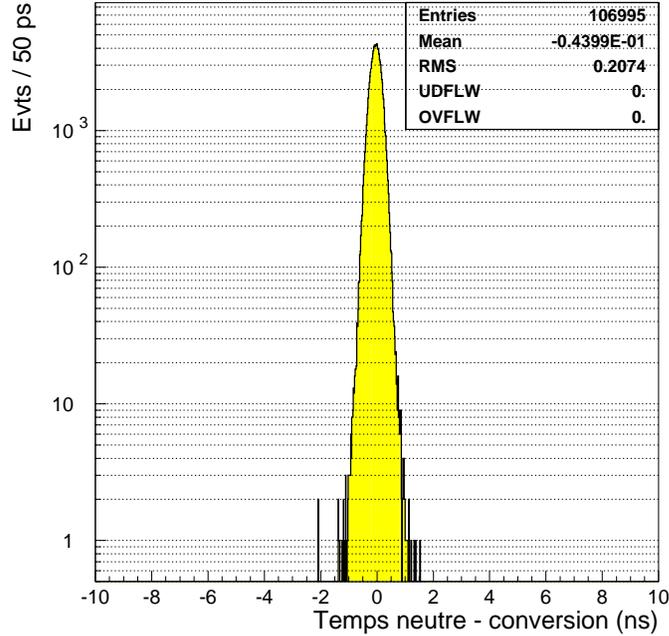


FIG. 5.2 – Différence des temps reconstruits par l'hodoscope et le calorimètre pour des événements $2\pi^0$ et $3\pi^0$ contenant une conversion de photon en paire électron-positron (d'après [61]).

5.1.3 Différence d'étiquetage accidentel

La probabilité qu'un proton se trouve accidentellement dans la fenêtre d'étiquetage d'un événement $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-$ a été mesurée, $\alpha_{LS}^{+-} = (11, 20 \pm 0, 03)\%$, en identifiant le K_L par la position de son vertex. Le propos de ce paragraphe est d'estimer cette probabilité pour des événements $\pi^0\pi^0$. La coïncidence étant fortuite, elle ne dépend pas des résolutions temporelles et les deux probabilités sont *a priori* très proches. Néanmoins, des effets dépendant de l'intensité et affectant différemment les deux modes peuvent introduire une différence.

Deux méthodes peuvent être utilisées :

Utilisation d'événements $K_L \rightarrow 3\pi^0$

Un événement $3\pi^0$ observé par NA48 peut être attribué au faisceau K_L . L'intensité du faisceau K_S est bien moindre et les K_L qu'il contient sont bien plus rares que ceux du faisceau K_L . Il est donc possible de mesurer le taux de protons accidentellement présents dans la fenêtre d'étiquetage de ± 2 ns pour des événements K_L . La probabilité d'étiquetage accidentel mesuré sur ce lot vaut [62] :

$$\alpha_{LS}^{000} = (11, 168 \pm 0, 042)\% \quad (5.18)$$

Ce mode, certes neutre, n'est pas celui qui intervient dans la mesure du double rapport R . En particulier, les événements $3\pi^0$ qui survivent à nos systèmes de déclenchement, à notre acceptation et à nos critères de sélection ne sont pas nécessairement représentatifs de l'échantillon des $K_L \rightarrow 2\pi^0$. Le taux de protons mesuré n'est pas forcément rigoureusement identique. Une deuxième méthode est utilisée pour mesurer la différence d'étiquetage accidentel.

Mesure dans des fenêtres latérales

Étant donnée la très faible inefficacité de l'étiquetage ($1,5 \cdot 10^{-4}$), les événements pour lesquels aucun proton n'est présent dans la fenêtre d'étiquetage sont essentiellement des K_L . Par définition, il n'est bien sûr pas possible de mesurer la probabilité d'étiquetage accidentel dans la fenêtre de ± 2 ns. Il est en revanche possible de mesurer le taux de protons dans la station d'étiquetage **en dehors de la fenêtre** d'étiquetage².

La figure 5.3 montre la distribution de tous les protons contenus dans la fenêtre temporelle extraite de la station d'étiquetage pour des événements étiquetés K_L (aucun proton n'est donc présent à des temps inférieurs à 2 ns).

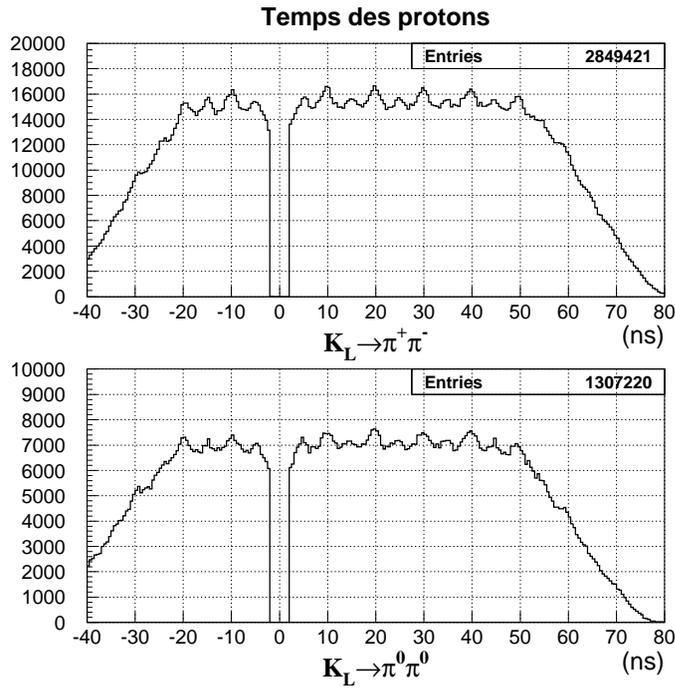


FIG. 5.3 – Distribution du temps de tous les protons avant et après un événement K_L étiqueté. Haut : $\pi^+\pi^-$. Bas : $\pi^0\pi^0$.

Deux points importants peuvent être observés sur ces histogrammes :

- La fenêtre d'extraction est de taille finie et asymétrique. Seuls les temps compris entre -15 et 45 ns intègrent l'ensemble du taux de protons.
- Le faisceau de proton possède une structure dont la période est de 5 ns. Cette structure correspond à la fréquence de 200 MHz des cavités accélératrices de l'accélérateur. Pour obtenir des taux de protons comparables à celui de fenêtre d'étiquetage, on devra utiliser des fenêtres de 4 ns à la même phase, c'est-à-dire toutes les 5 ns.

La figure 5.4 compare les probabilités d'observer un proton dans des fenêtres de 4 ns, centrées sur la structure à 200 MHz, pour des événements $\pi^+\pi^-$ et $\pi^0\pi^0$. Loin de la fenêtre centrale, ces probabilités diffèrent entre $\pi^+\pi^-$ et $\pi^0\pi^0$ car les fenêtres d'extraction de l'information de la station d'étiquetage ne sont pas les mêmes.

²Une discussion détaillée de la validité de cette méthode peut être consultée dans la thèse de Sabine Crépe [44].

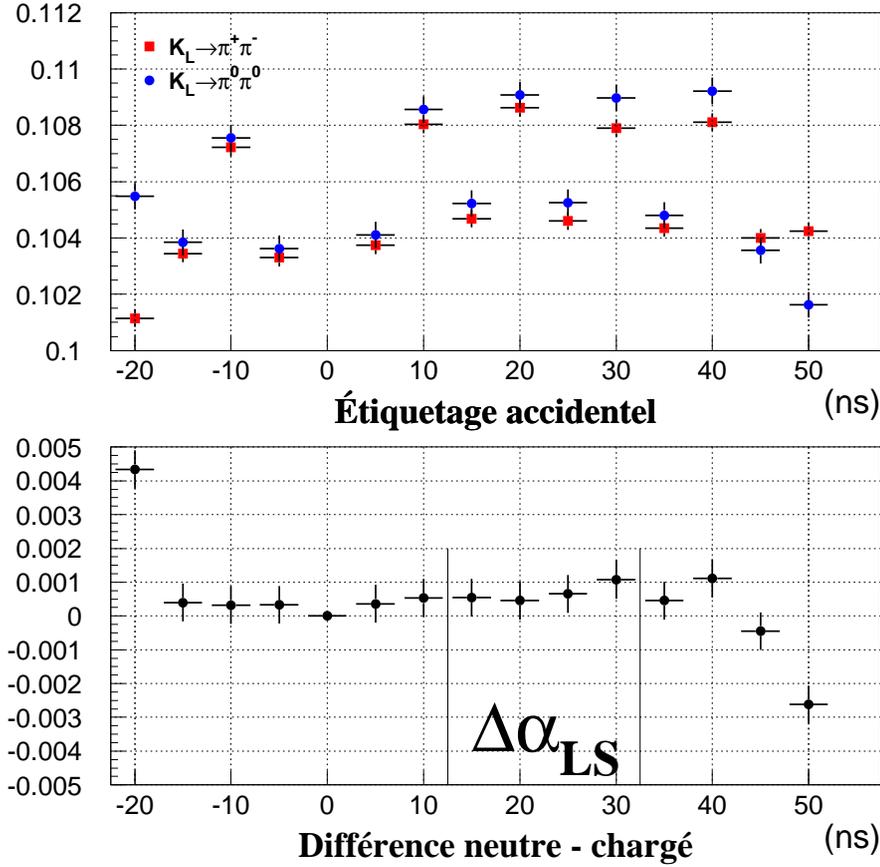


FIG. 5.4 – Haut : probabilité d’observer un proton dans des fenêtres temporelles larges de 4 ns autour des événements K_L étiquetés pour le mode $\pi^+ \pi^-$ (carrés) et $\pi^0 \pi^0$ (disques). Bas : différence des probabilités $\pi^0 \pi^0 - \pi^+ \pi^-$.

En moyennant sur les fenêtres centrées sur 15, 20, 25 et 30 ns on obtient une mesure de la différence du taux de protons sur un temps de 4 ns :

$$\Delta\alpha_{lat} = \alpha_{lat}^{00} - \alpha_{lat}^{+-} = (6,8 \pm 2,7) \cdot 10^{-4} \quad (5.19)$$

Cette différence, notée $\Delta\alpha_{lat}$, est mesurée sur des fenêtres temporelles *latérales* et n’est pas nécessairement égale à celle de la véritable fenêtre d’étiquetage : $\Delta\alpha$ que l’on cherche à mesurer. Une structure de fréquence plus basse que 200 MHz tendrait en effet à abaisser le taux vu dans les fenêtres latérales. Même si cet effet est *a priori* identique pour des événements $\pi^+ \pi^-$ et $\pi^0 \pi^0$, il est important de le vérifier. On utilise pour cela des événements provenant à coup sûr d’un K_L : des $\pi^+ \pi^-$ identifiés par le vertex pour le mode chargé, et des $3\pi^0$ pour le mode neutre. La comparaison des taux de protons entre les bandes latérales et la bande centrale mène à une correction sur $\Delta\alpha_{lat}$ de $(3 \pm 4) \cdot 10^{-4}$, compatible avec zéro, mais dont l’incertitude augmente celle de $\Delta\alpha$:

$$\Delta\alpha_{LS} = (10 \pm 5) \cdot 10^{-4} \quad (5.20)$$

Pour calculer la correction du double rapport due à cette différence d'étiquetage accidentel, on injecte $\alpha_{LS}^{00} = \alpha_{LS}^{+-} + \Delta\alpha_{LS}$ dans les équations 5.14. En le faisant varier dans les limites autorisées par 5.20, on obtient l'incertitude sur le double rapport. La correction et l'incertitude sur R et $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$ valent :

$$\Delta R = (+18 \pm 9) \cdot 10^{-4} \quad \Rightarrow \quad \Delta Re(\varepsilon'/\varepsilon) = (-3, 0 \pm 1, 5) \cdot 10^{-4} \quad (5.21)$$

5.2 Soustraction des bruits de fond

Dans le faisceau K_L , les événements de signal s'accompagnent de bruits de fond $\pi e\nu$, $\pi\mu\nu$ et $3\pi^0$ très importants puisqu'ils ne violent pas la symétrie \mathcal{CP} , au contraire des désintégrations en deux pions. Au chapitre 3, nous avons vu quels critères de sélection étaient appliqués pour isoler les événements $\pi^+\pi^-$ et $\pi^0\pi^0$, rejetant ainsi la plus grande partie des bruits de fond. Le propos des paragraphes suivants est de quantifier quelle proportion d'événements de bruit de fond subsiste dans notre lot expérimental. Ces événements doivent être soustraits des nombres d'événements K_L utilisés pour la mesure du double rapport. Cette procédure peut se résumer à l'équation :

$$R = \frac{P_L^{00} \times (1 - \beta_{000})}{N_S^{00}} \times \frac{N_S^{+-}}{P_L^{+-} \times (1 - \beta_{\pi\mu\nu} - \beta_{\pi e\nu})} \quad (5.22)$$

où les nombres N_S et P_L sont les nombres d'événements sélectionnés par nos critères et corrigés des erreurs d'étiquetage comme nous l'avons vu au paragraphe précédent. Les proportions de bruits de fond $3\pi^0$, $\pi e\nu$ et $\pi\mu\nu$ qui survivent à ces sélections sont notées β . Les événements K_L sont pondérés et les proportions de bruit de fond β doivent donc être calculées pour des échantillons pondérés.

5.2.1 Bruits de fond au mode $\pi^+\pi^-$

Le lot d'événements identifiés comme $\pi^+\pi^-$ est susceptible de contenir une fraction d'événements $\pi e\nu$ et $\pi\mu\nu$. Nous avons vu au paragraphe 3.1.2 que certaines variables permettent de distinguer le signal $\pi^+\pi^-$ de ces bruits de fond. Les deux variables que nous avons utilisées sont :

- La masse invariante du système $\pi^+\pi^-$, $m_{\pi\pi}$, égale à la masse du kaon pour une désintégration $\pi^+\pi^-$.
- L'impulsion transverse, \tilde{p}_\perp , nulle (à la résolution près) pour une désintégration $\pi^+\pi^-$ et égale à l'impulsion transverse du neutrino pour les événements de bruit de fond $\pi e\nu$ ou $\pi\mu\nu$.

Ces variables peuvent également être utilisées pour déterminer les fractions de bruit de fond résiduel. Leur distribution pour les événements K_L sélectionnées contient *a priori* trois composantes caractéristiques des événements $\pi^+\pi^-$, $\pi e\nu$ et $\pi\mu\nu$. Un ajustement de ces distributions permet de déterminer ces composantes. Pour ce faire, nous avons besoin des distributions propres aux trois types d'événements. Il serait possible de les obtenir par une simulation Monte-Carlo de ces types de désintégrations dans notre détecteur, mais les données sont elles-mêmes susceptibles de nous les fournir :

- L'échantillon de $K_S \rightarrow \pi^+\pi^-$ identifiés par la position du vertex ne contient quasiment pas de bruit de fond et forme donc un échantillon très pur de désintégrations $\pi^+\pi^-$.
- L'identification d'un muon par les plans de scintillateurs prévus à cet effet nous fournit un échantillon de $K_L \rightarrow \pi\mu\nu$ (ce mode domine les modes de désintégration du K_L contenant

des muons). Le critère de sélection est qu'une trace doit être accompagnée d'un signal dans les plans de scintillateurs en coïncidence spatiale et temporelle (± 4 ns).

- De même, l'identification d'un électron permet d'isoler un échantillon de désintégrations $\pi e \nu$. Les événements dont une trace dépose quasiment toute son énergie dans le calorimètre électromagnétique sont considérés comme $\pi e \nu$. Le critère utilisé est $E_{K\tau}/P_{Ch} > 0,95$.

Sur la figure 5.5, les distributions de ces trois catégories d'événements, ainsi que des événements K_L sélectionnés par nos critères sont représentées dans le plan formé des variables $m_{\pi\pi}$ et \tilde{p}_\perp^2 . L'identification K_S/K_L est obtenue grâce à la position du vertex. La région représentée est plus vaste que celle à laquelle nous sommes restreints pour isoler les événements $\pi^+\pi^-$, contenus³ dans le rectangle situé au niveau de la masse du kaon ($m_{\pi\pi} \sim 0,4977$ MeV/ c^2) et à faible impulsion transverse ($\tilde{p}_\perp^2 < 200$ (MeV/ c)²).

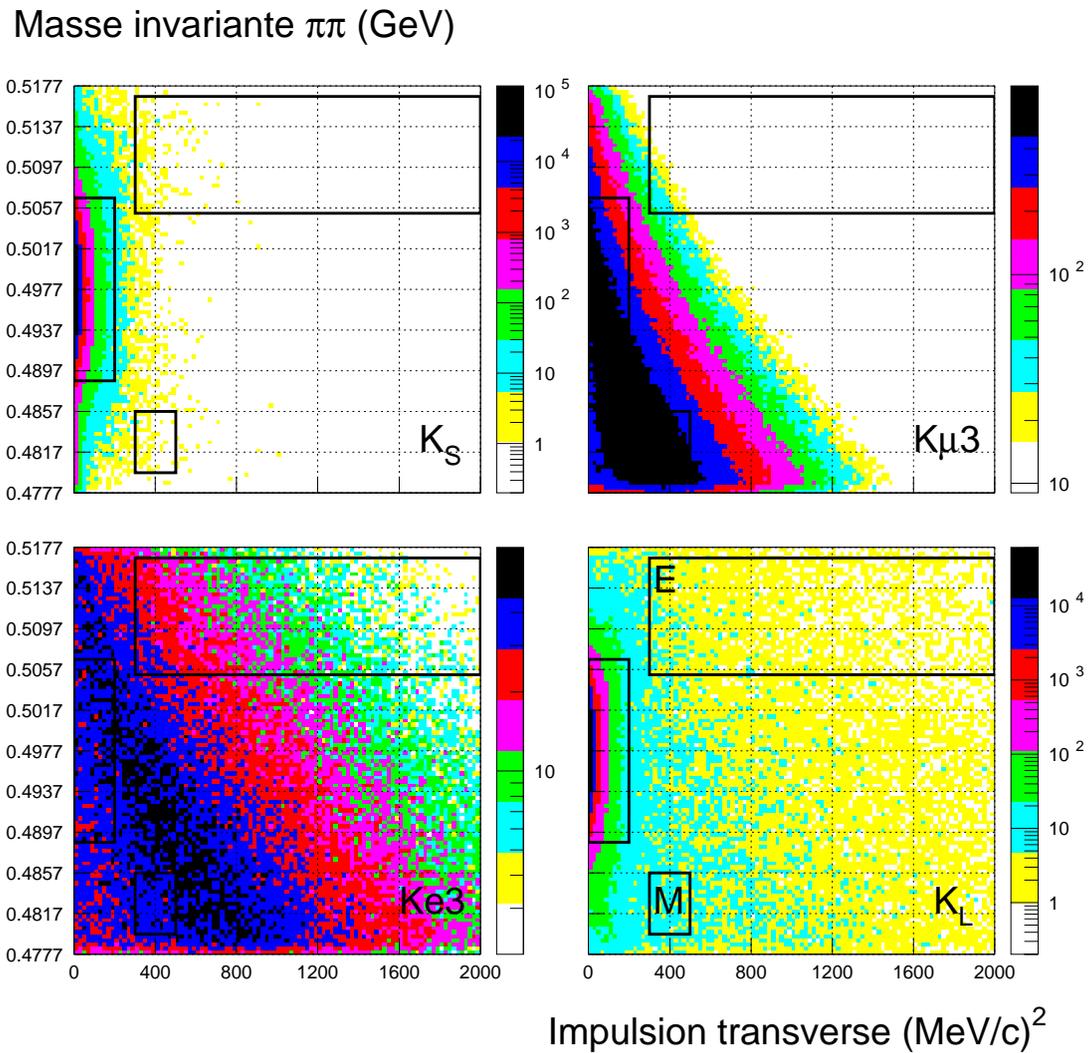


FIG. 5.5 – Distribution dans le plan $m_{\pi\pi}$ et \tilde{p}_\perp^2 des événements suivants : $K_S \rightarrow \pi^+\pi^-$, $K_L \rightarrow \pi\mu\nu$ ($K\mu 3$), $K_L \rightarrow \pi e\nu$ ($K e 3$) et des événements K_L sélectionnés.

³Le critère de sélection sur la masse invariante dépend de l'énergie, comme nous l'avons vu page 78. Les limites varient linéairement entre $\pm 6,8$ et $\pm 9,0$ MeV/ c^2 de 70 à 170 GeV.

La distribution des événements $K_S \rightarrow \pi^+\pi^-$ est bien sûr très fortement concentrée à la masse du kaon neutre et à impulsion transverse nulle. Il en va de même de la distribution des K_L sélectionnées car les fractions de bruit de fond sont faibles. En revanche, les événements de $\pi e\nu$ et $\pi\mu\nu$ se distribuent sur l'ensemble du plan $(m_{\pi\pi}, \tilde{p}_\perp^2)$.

Pour calculer les proportions de bruits de fond, on procède à un ajustement des distributions de la figure 5.5 de la forme schématique :

$$[K_L]_P = \beta_S \times [K_S] + \beta_e \times [Ke3]_P + \beta_\mu \times [K\mu3]_P \quad (5.23)$$

où les crochets correspondent aux distributions de la figure. La distribution de K_L qui nous intéresse pour le double rapport est constituée d'événements pondérés. On utilise donc des distributions de bruits de fond $[Ke3]$ et $[K\mu3]$ pondérées, et des événements $[K_S]$ non pondérés puisqu'ils se distribuent déjà selon le temps de vie des K_S . Une manière (la plus simple) de faire cet ajustement est la suivante :

- La proportion de bruit de fond étant faible, de l'ordre de quelques 10^{-3} , le nombre β_S peut être déterminé en faisant le rapport K_L/K_S des événements $\pi^+\pi^-$ sélectionnés.
- Deux autres régions, notées E et M sur les figures 5.5, sont choisies en dehors de cette zone, de sorte que l'une et l'autre contiennent des fractions très différentes d'événements $\pi\mu\nu$ et $\pi e\nu$, et peu d'événements $K_S \rightarrow \pi^+\pi^-$. On peut par exemple utiliser :

Zone	$m_{\pi\pi}$ (GeV/c ²)	\tilde{p}_\perp^2 (MeV/c) ²
E	[0,5052 ; 0,5167]	[300 ; 2000]
M	[0,4797 ; 0,4857]	[300 ; 500]

TAB. 5.1 – Zones de contrôle du bruit de fond chargé.

- L'équation 5.23 peut être écrite pour les deux régions définies ci-dessus. Les nombres d'événements $[X]$ sont calculés dans ces régions pour toutes les distributions. Le facteur β_S a été mesuré dans la région du signal, si bien que les deux seules inconnues sont β_e et β_μ . La résolution de ce système de deux équations à deux inconnues les fournit.
- Le nombre d'événements $\pi e\nu$ et $\pi\mu\nu$ dans la région du signal $\pi^+\pi^-$ s'obtient alors simplement en multipliant β_e et β_μ par le nombre d'événements de type $\pi\mu\nu$ et $\pi e\nu$ présents dans la région du signal.

Le résultat de cet ajustement est représenté par la figure 5.6, en fonction de l'énergie. Le bruit de fond total s'élève à environ 2 pour mille et est essentiellement dominé par des événements $\pi e\nu$. Ces proportions sont donc soustraites du lot d'événements $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-$. Les proportions moyennes de bruit de fond obtenues valent :

$$\beta_{\pi e\nu} = (20,8 \pm 0,6) \cdot 10^{-4} \quad \text{et} \quad \beta_{\pi\mu\nu} = (-1,1 \pm 1,1) \cdot 10^{-4} \quad (5.24)$$

La valeur négative du bruit de fond $\pi\mu\nu$ n'a évidemment aucun sens physique. Elle correspond simplement à une fluctuation statistique des lots d'événements utilisés pour faire l'ajustement. La valeur obtenue est parfaitement compatible avec zéro. Au niveau de précision atteint ici, on peut donc considérer que le bruit de fond $\pi\mu\nu$ est négligeable.

En faisant varier les régions de contrôle E et M, ou en utilisant d'autres techniques d'ajustement, ces proportions varient dans des limites de $\pm 4 \cdot 10^{-4}$ et nous assignons cette incertitude systématique à la méthode. La correction globale et l'incertitude résultante sur R et $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$ valent :

$$\Delta R = (20 \pm 4) \cdot 10^{-4} \quad \Rightarrow \quad \Delta Re(\varepsilon'/\varepsilon) = (-3,3 \pm 0,7) \cdot 10^{-4} \quad (5.25)$$

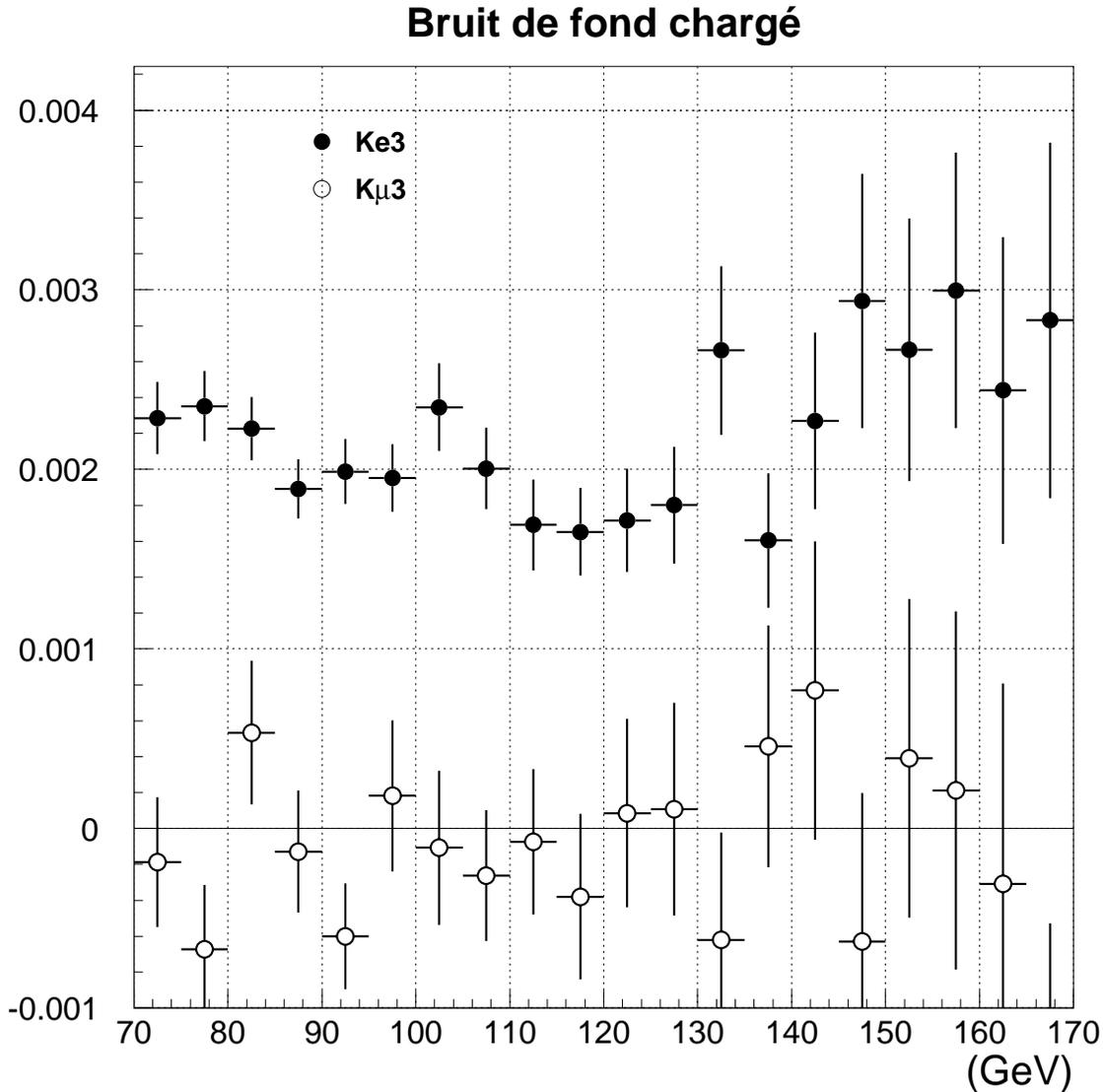


FIG. 5.6 – Fractions de bruits de fond $\pi e\nu$ (disques) et $\pi\mu\nu$ (cercles) en fonction de l'énergie (GeV). Les valeurs négatives du bruit de fond $\pi\mu\nu$ n'ont pas de sens physique et sont compatibles avec zéro.

Remarque : il est possible que de bons événements $\pi^+\pi^-$ répondent aux critères de sélections de l'échantillon $\pi e\nu$ (le pion déposant la quasi-totalité de son énergie dans le calorimètre électromagnétique) ou de l'échantillon $\pi\mu\nu$ (le pion se désintégrant en muon). Les distributions utilisées pour le bruit de fond contiennent alors du signal $\pi^+\pi^-$. Pour tenir compte de cet effet, on étudie les distributions d'événements sélectionnés $\pi e\nu$ et $\pi\mu\nu$ dont la position du vertex nous informe qu'ils proviennent d'un K_S , donc d'un événement $\pi^+\pi^-$. Très peu d'événements répondent à ces critères, mais on en tient compte en soustrayant leur distribution de celle des événements $\pi\mu\nu$ et $\pi e\nu$ identifiés comme K_L (en ayant pris soin de les multiplier par un facteur β_S pour obtenir le bon rapport K_L/K_S).

5.2.2 Diffusion du faisceau K_L

Événements à grande impulsion transverse

Le but du critère de sélection sur l'impulsion transverse est de rejeter le bruit de fond $\pi e \nu$ et $\pi \mu \nu$. S'il rejette des événements $\pi^+ \pi^-$, la perte doit être identique pour les événements K_S et K_L , sous peine de biaiser le double rapport R . Nous avons pour cela choisi une composante particulière de l'impulsion transverse au paragraphe 3.1.2, de manière à ce que la résolution soit similaire pour les deux faisceaux.

Or, on trouve dans le faisceau K_L des événements dont la masse invariante $\pi^+ \pi^-$ coïncide avec la masse du kaon neutre, et dont l'impulsion transverse est élevée. Le graphe supérieur gauche de la figure 5.7 montre la distribution de $m_{\pi\pi}$ pour des événements K_L dont \hat{p}_\perp^2 est supérieur à 100 $(\text{MeV}/c)^2$. De tels événements ne sont pas observés en provenance du faisceau K_S .

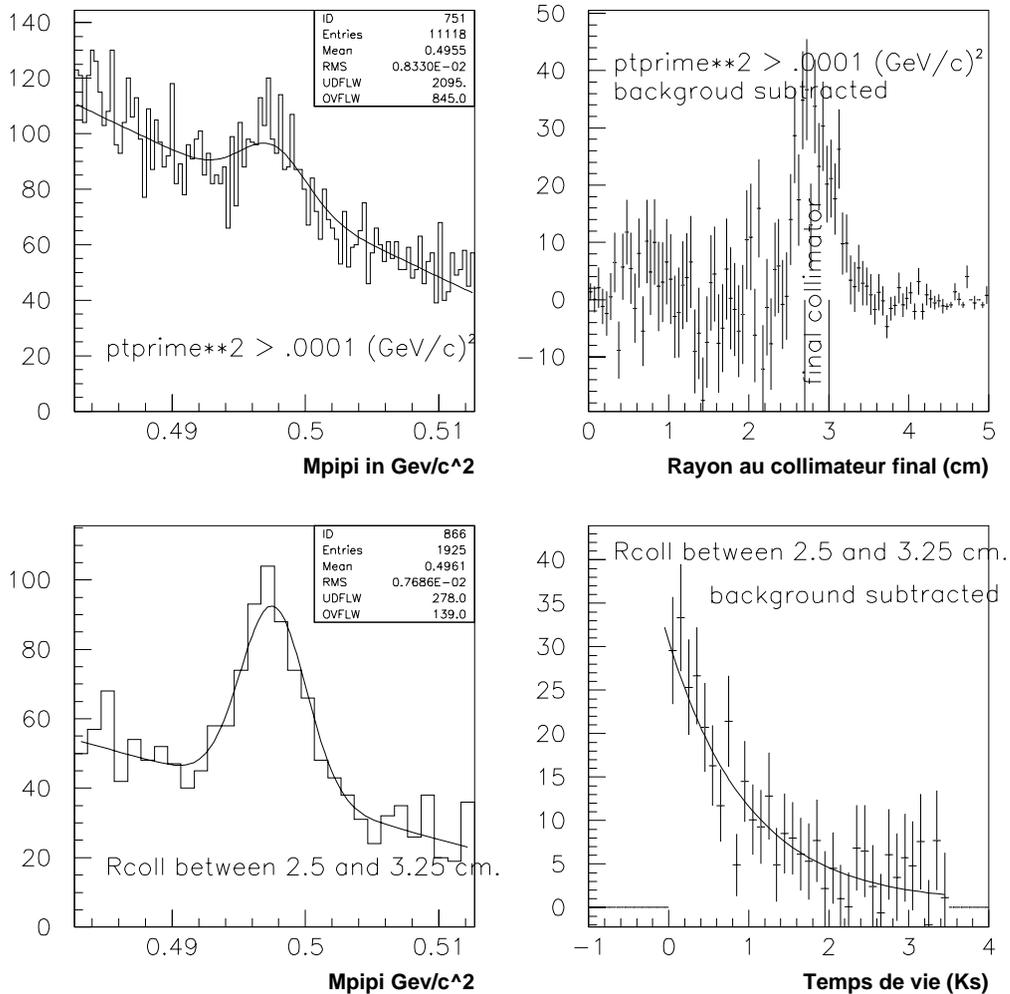


FIG. 5.7 – Événements à grande impulsion transverse. En haut à gauche : masse invariante $\pi^+ \pi^-$. En haut à droite : position radiale extrapolée au niveau du collimateur. En bas à gauche : masse invariante $\pi^+ \pi^-$ pour les événements issus du collimateur. En bas à droite : temps de vie en unités de τ_S .

Diffusion sur les collimateurs

Une étude détaillée de ces événements révèle qu'ils proviennent du dernier collimateur du faisceau K_L . Le graphe supérieur droit représente la position radiale de la projection de la direction du kaon dans le plan de ce collimateur, pour les événements $\pi^+\pi^-$ de grande impulsion transverse. Les événements sont concentrés à 3 cm, c'est-à-dire sur les bords du collimateur. Le graphe inférieur gauche montre la distribution de la masse pour les événements dont le rayon au collimateur est compris entre 2,5 et 3,25 cm.

Il est à noter que pour arriver à toucher le collimateur final, un kaon doit avoir été diffusé plusieurs fois, puisque le collimateur de définition du faisceau est situé en amont (voir la figure et les explications du paragraphe 2.2.2). La figure 5.8 montre la disposition des trois collimateurs qui définissent le faisceau K_L .

La figure inférieure de droite montre la distribution du temps de vie de ces événements diffusés. L'unité est la durée de vie du K_S et les événements semblent être des K_S . Il s'agirait donc de kaons régénérés par le matériau du collimateur.

Correction

Les événements K_L diffusés sont éliminés du lot final par le critère de sélection sur l'impulsion transverse. Il n'existe pas de critère similaire pour les événements $\pi^0\pi^0$ et les événements issus de kaons diffusés doivent être soustraits du lot de $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0$. La proportion d'événements concernés, calculée sur le lot chargé, vaut 1,2 pour mille. La correction et l'incertitude sur le double rapport R se montent à :

$$\Delta R = (-12 \pm 3) \cdot 10^{-4} \quad \Rightarrow \quad \Delta Re(\varepsilon'/\varepsilon) = (+2,0 \pm 0,5) \cdot 10^{-4} \quad (5.26)$$

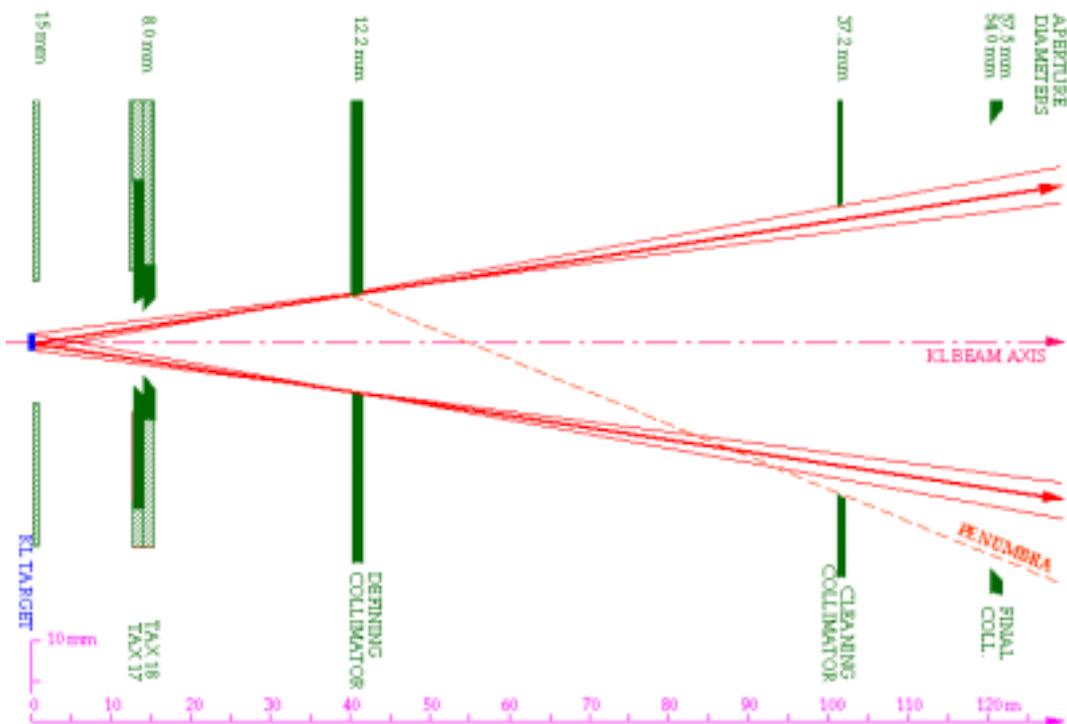


FIG. 5.8 – Collimateurs du faisceau K_L .

5.2.3 Bruits de fond au mode $\pi^0\pi^0$

Les événements $\pi^0\pi^0$ sélectionnés par les critères du paragraphe 3.2 sont susceptibles de contenir une fraction d'événements $3\pi^0$. Pour estimer et soustraire cette composante, on a recours à une variable qui permet de distinguer le signal du bruit de fond : la variable R_{ell} telle qu'elle a été définie p. 90 par l'équation 3.12. Rappelons que R_{ell} est (à un facteur 9 près) une variable de χ^2 formée de la différence et de la moyenne des masses invariantes photon-photon. Pour un événement $\pi^0\pi^0$, ces masses coïncident avec celle du pion neutre et R_{ell} est proche de zéro.

Pour un événement $3\pi^0$ de bruit de fond, 2 photons manquent à l'analyse et la distance du vertex au calorimètre est sous-estimée par la formule 3.10 : $D = \sqrt{\sum E_i E_j \times (r_{ij})^2} / M_K$. Les événements de bruit de fond sont donc attendus plutôt en aval de la zone de désintégration. La masse des paires photon-photon calculée alors avec l'équation $M = \sqrt{E_i E_j} \times r_{ij} / D$ est différente de la masse du pion car la distance utilisée n'est pas correcte. La variable R_{ell} s'accroît.

La distribution de R_{ell} est représentée sur la figure 5.9 pour des événements K_L pondérés. La distribution grisée est celle d'événements K_S corrigée des erreurs d'étiquetage par la procédure habituelle (équations 5.14) et normalisée à celle des K_L (au premier bin). À grandes valeurs de R_{ell} , deux points peuvent être remarqués :

- Les queues de distributions de K_S comme de K_L sont constituées d'événements $2\pi^0$ dont l'énergie totale est mal mesurée du fait d'une désintégration de Dalitz ou de la conversion d'un photon en paire électron-positron dans les matériaux des détecteurs. Après pondération, cette contribution est *a priori* identique entre événements K_S et K_L .
- Néanmoins, le nombre d'événements K_L à grand R_{ell} est supérieur aux événements K_S : il s'agit du bruit de fond $3\pi^0$.

Pour évaluer ce bruit de fond, la différence des deux histogrammes est effectuée (figure 5.9 du bas). Elle nous donne la distribution des événements de bruit de fond à grandes valeurs de R_{ell} . Pour en déduire la proportion d'événements $3\pi^0$ sous le critère de sélection des événements $\pi^0\pi^0$ ($R_{ell} < 1,5$), on a recours à une extrapolation plate de la zone dite de contrôle ($4 < R_{ell} < 15$) à la zone du signal $\pi^0\pi^0$.

Pour vérifier que cette extrapolation est licite, une étude par simulation Monte-Carlo a été menée. La distribution de R_{ell} pour des événements $3\pi^0$ authentiques (mais simulés) répondant à nos critères de sélection a été tracée. Le facteur de correction à appliquer à l'extrapolation plate vaut $1,2 \pm 0,2$.

Le bruit de fond global obtenu vaut :

$$\beta_{000} = (7,6 \pm 0,4) \cdot 10^{-4} \times (1,2 \pm 0,2) = (9,1 \pm 2,0) \cdot 10^{-4} \quad (5.27)$$

L'incertitude ci-dessus est dominée par la correction du Monte-Carlo. Faire varier la fenêtre de contrôle ne modifie pas le résultat de l'extrapolation par plus de $2 \cdot 10^{-5}$, comme l'illustre le tableau 5.2.

Région de contrôle	Extrapolation
4 → 15	$7,6 \cdot 10^{-4}$
3 → 15	$7,5 \cdot 10^{-4}$
3 → 12	$7,4 \cdot 10^{-4}$
4 → 12	$7,5 \cdot 10^{-4}$

TAB. 5.2 – Variation de la zone de contrôle du bruit de fond.

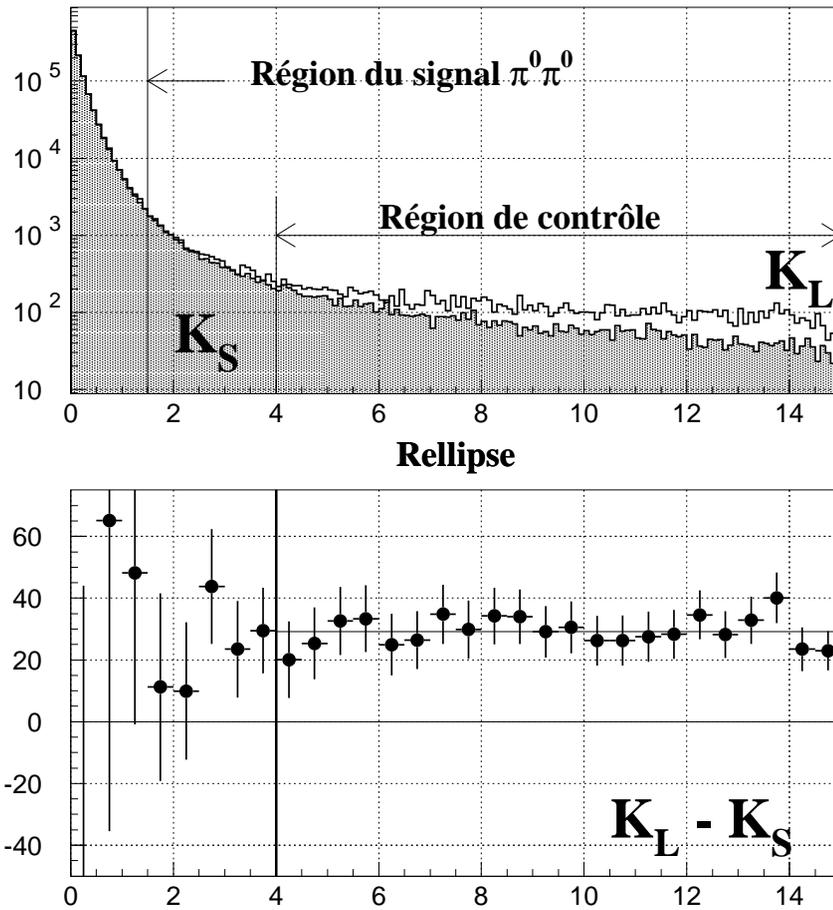


FIG. 5.9 – Haut : distribution de la variable R_{ell} pour des événements K_L pondérés et K_S normalisés aux K_L . Bas : différence exhibant le bruit de fond $3\pi^0$.

Le nombre d'événements $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0$ doit être corrigé pour chaque intervalle d'énergie. Sur la figure 5.10, on constate que le bruit de fond $3\pi^0$ est une fonction croissante de l'énergie. Ceci est dû au fait que la position des événements de bruit de fond est reconstruite plus en aval qu'elle ne l'est réellement, car il leur manque de l'énergie. Or, notre zone fiducielle est d'autant plus étendue que l'énergie est élevée, du fait du critère de sélection sur le temps de vie des kaons. À haute énergie, le bruit de fond est donc plus grand.

Remarque : cet effet a pour conséquence intéressante que le bruit de fond est diminué par la procédure de pondération, puisque les événements reçoivent d'autant plus de poids qu'ils sont situés en amont des détecteurs. Un calcul de bruit de fond sous une distribution non pondérée donne en effet : $\beta_{000} \sim 30 \cdot 10^{-4}$.

En soustrayant dans chaque intervalle d'énergie la proportion de bruit de fond $3\pi^0$, conformément à l'équation 5.22, la correction de la valeur de R et de $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$ se monte à :

$$\Delta R = (-8,4 \pm 2,0) \cdot 10^{-4} \quad \Rightarrow \quad \Delta Re(\varepsilon'/\varepsilon) = (+1,4 \pm 0,3) \cdot 10^{-4} \quad (5.28)$$

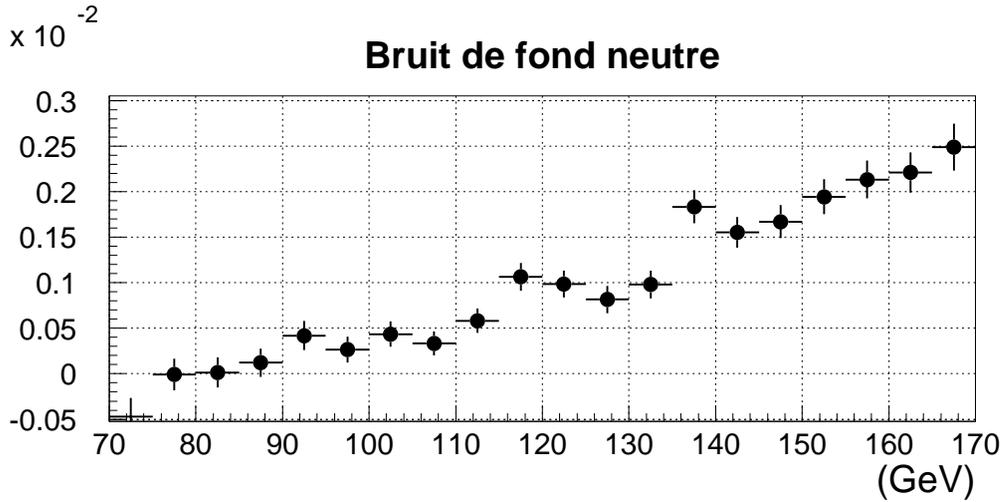


FIG. 5.10 – Fractions de bruits de fond $3\pi^0$ en fonction de l'énergie (GeV).

5.3 Inefficacités des déclenchements

Les inefficacités des systèmes de déclenchement ont été étudiées en détail au chapitre 4. Par souci de complétude, rappelons juste les conclusions de ce chapitre.

L'inefficacité du système de déclenchement pour $\pi^+\pi^-$ est relativement élevée et constitue notre plus grande incertitude systématique. Cette inefficacité est mesurée indépendamment pour les événements K_S et K_L . Les lots d'événements sont corrigés dans chaque intervalle d'énergie considéré par les efficacités η_S et η_L que l'on a vues sur la figure 4.8 :

$$R = \frac{P_L^{00}}{N_S^{00}} \times \frac{N_S^{+-}}{\eta_S} \times \frac{\eta_L}{P_L^{+-}} \quad (5.29)$$

où les nombres P et N utilisés sont corrigés de l'étiquetage. Les efficacités doivent donc concerner des lots de K_S et de K_L purs. Elles sont calculées avec des événements identifiés par la position de leur vertex. Pour les K_L , elles sont évaluées avec des événements pondérés.

Les inefficacités de déclenchement apportent une correction globale à R compatible avec zéro mais dont l'incertitude est importante :

$$\Delta R = (+9 \pm 23) \cdot 10^{-4} \quad \Rightarrow \quad \Delta Re(\varepsilon'/\varepsilon) = (-1,5 \pm 3,8) \cdot 10^{-4} \quad (5.30)$$

5.4 Étude des acceptances

Rappelons que l'un des principes de notre analyse est d'égaliser au maximum les acceptances des détecteurs pour les faisceaux K_S et K_L :

- Les quatre modes sont acquis dans un **même volume fiduciel**. Le début de la zone de désintégration est défini par la position de l'AKS, comme nous l'avons vu au paragraphe 3.4.2; la longueur de la zone de désintégration correspond à 3,5 fois le temps de vie du K_S , et dépend donc de l'énergie.
- Une **méthode de pondération** est utilisée pour minimiser les différences d'acceptance des faisceaux K_S et K_L . Les événements K_L sont pondérés de sorte que leur distribution longitudinale épouse celle des K_S , comme l'a illustré la figure 3.14.

Toutefois, cette méthode ne suffit pas à égaliser exactement les acceptances. Des différences subsistent pour les raisons suivantes :

- Les faisceaux ne sont pas rigoureusement alignés et les produits de désintégration illuminent les détecteurs différemment, même pour une position et une énergie données.
- Une inefficacité de l'AKS autorise des événements ayant lieu en amont à s'introduire dans notre échantillon et augmente le nombre d'événement des échantillons de K_S considérés.
- De plus, l'AKS ne définit pas exactement les mêmes origines pour les événements $\pi^+\pi^-$ et $\pi^0\pi^0$, puisque la détection des pions neutres nécessite la conversion d'un photon en amont du détecteur. La différence des origines est de 2 cm.
- Un autre type de biais de comptage provient du fait que le faisceau dit de K_L contient une faible composante K_S et une contribution du terme d'interférence K_S/K_L .

Dans les paragraphes suivants, les manières dont sont pris en compte ces quatre types de différence sont exposées.

5.4.1 Correction par simulation

Les faisceaux n'étant pas exactement colinéaires, des différences d'acceptance peuvent subsister entre les événements K_S et K_L d'un mode donné.

Différence d'illumination

La figure 5.11 illustre ce point pour des événements $\pi^+\pi^-$. Sur le graphe du haut est porté le rapport K_S/K_L de la distribution radiale des impacts dans la première chambre à dérive. Pour chaque événement $\pi^+\pi^-$, le rayon de la trace passant le plus proche du tube à vide est considéré. L'énergie est fixée (entre 100 et 120 GeV) et la variation observée provient essentiellement des différences de distribution longitudinale entre K_S et K_L . Plus z est élevé, plus les événements ont tendance à illuminer le centre de la chambre. Comme la distribution des K_S décroît fortement avec z , la distribution radiale de leurs points d'impact dans les chambres a tendance à croître par rapport à celle des K_L dont la distribution longitudinale varie peu.

Le graphe du milieu représente également le rapport des distributions K_S/K_L du rayon dans la chambre 1, mais les événements K_L ont été pondérés. Le rapport est essentiellement plat, sauf à petit rayon. Au niveau de la première chambre, les faisceaux sont séparés de 14 mm et n'illuminent pas le détecteur de manière rigoureusement similaire. Une fraction différente des événements K_S et K_L sortent de l'acceptance par le tube à vide, ce qui explique la divergence du rapport K_S/K_L à bas rayon.

La situation pour le mode neutre est illustrée par la figure 5.12 sur laquelle sont portés les rapports K_S/K_L des distributions du point d'impact du photon le plus central d'un événement $K^0 \rightarrow \pi^0\pi^0 \rightarrow 4\gamma$.

Contrairement aux événements $\pi^+\pi^-$ vus par la première chambre, on obtient ici une distribution remarquablement constante du rapport K_S/K_L , une fois les événements K_L pondérés. Ceci est dû au fait que les faisceaux convergent au niveau du calorimètre et qu'ils l'illuminent de manière très similaire, pour une position et une énergie données.

Simulation de l'expérience

Pour corriger les différences résiduelles d'acceptance, nous avons recours à une simulation MonteCarlo des quatre types de désintégrations. La réponse des détecteurs de NA48 est simulée et les événements sont soumis à la même chaîne de reconstruction et de sélection que les données réelles. Il est alors possible pour chaque mode de calculer l'acceptance du détecteur :

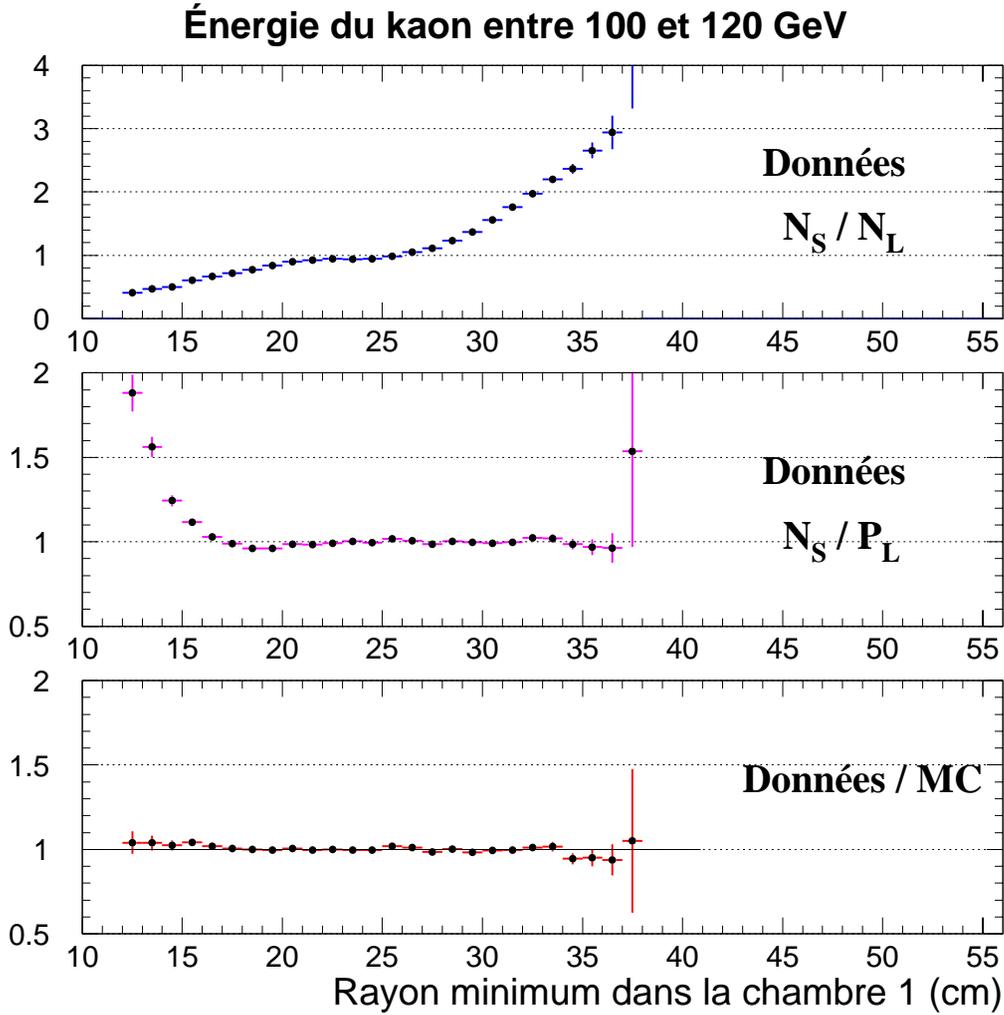


FIG. 5.11 – Rayon minimal d’impact des pions au niveau de la chambre 1. Haut : rapport K_S/K_L . Milieu : rapport K_S/K_L pondérés. Bas : rapport des rapports K_S/K_L pondérés entre données et simulation. Tous les rapports sont normalisés à 1.

$$\text{Acceptance} = \frac{\text{Événements acceptés}}{\text{Événements engendrés}} = \frac{N}{G} \quad (5.31)$$

où les événements acceptés (N) répondent à tout nos critères de sélections et sont soumis à la procédure de pondération. Les événements ont été engendrés dans une zone fiducielle étendue pour tenir compte des migrations d’événements dues à la résolution sur la position longitudinale. Les événements de normalisation (G) sont restreints à notre zone fiducielle ($0 < \tau < 3,5 \tau_S$) par des coupures sur la position longitudinale engendrée.

Les valeurs des acceptances obtenues sont représentées en fonction de l’énergie et pour les quatre modes sur la figure 5.13.

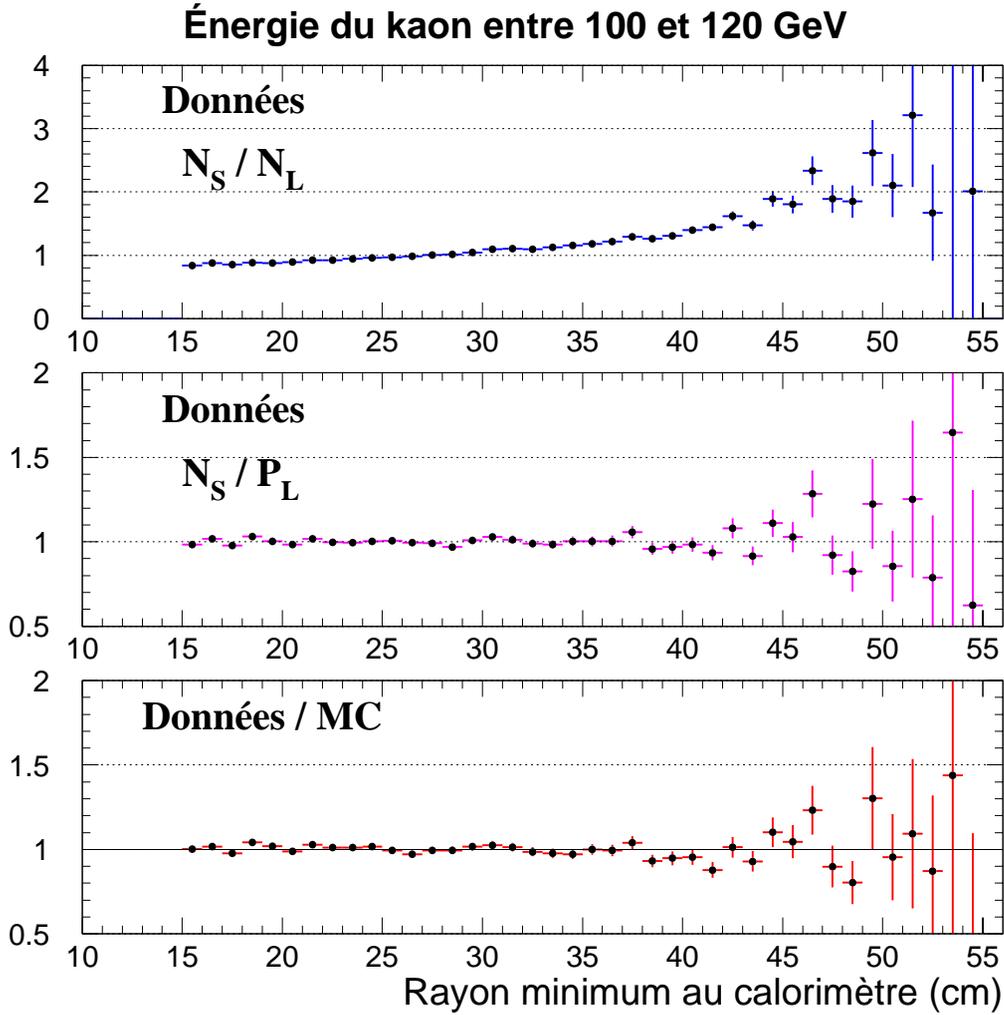


FIG. 5.12 – Rayon minimal d’impact des photons issus de désintégrations $\pi^0\pi^0$ au niveau du calorimètre. Haut : rapport K_S/K_L . Milieu : rapport K_S/K_L pondérés. Bas : rapport des rapports K_S/K_L pondérés entre données et simulation. Tous les rapports sont normalisés à 1.

On peut alors calculer l’effet des acceptances des quatre modes sur le double rapport, en d’autres termes la valeur du double rapport R_{sim} qu’est susceptible de simuler notre appareillage :

$$R_{acc} = \frac{A_{00}^L}{A_{00}^S} \times \frac{A_{+-}^S}{A_{+-}^L} \quad (5.32)$$

Le résultat obtenu, en fonction de l’énergie, est représenté sur la figure 5.14. Les valeurs du double rapport sont proches de 1, mais tendent à s’en éloigner à haute énergie. Les produits de désintégration de kaons d’impulsion élevée illuminent en effet les détecteurs près de l’axe des faisceaux, là où les différences K_S/K_L peuvent être créées.

À titre indicatif, l’effet d’acceptance obtenu sans utiliser la méthode de pondération est indiqué sur la figure par des disques sombres. Si cette méthode n’était pas employée, une correction globale de 2 % devrait être apportée au double rapport R , s’élevant à plus de 10 % dans certains

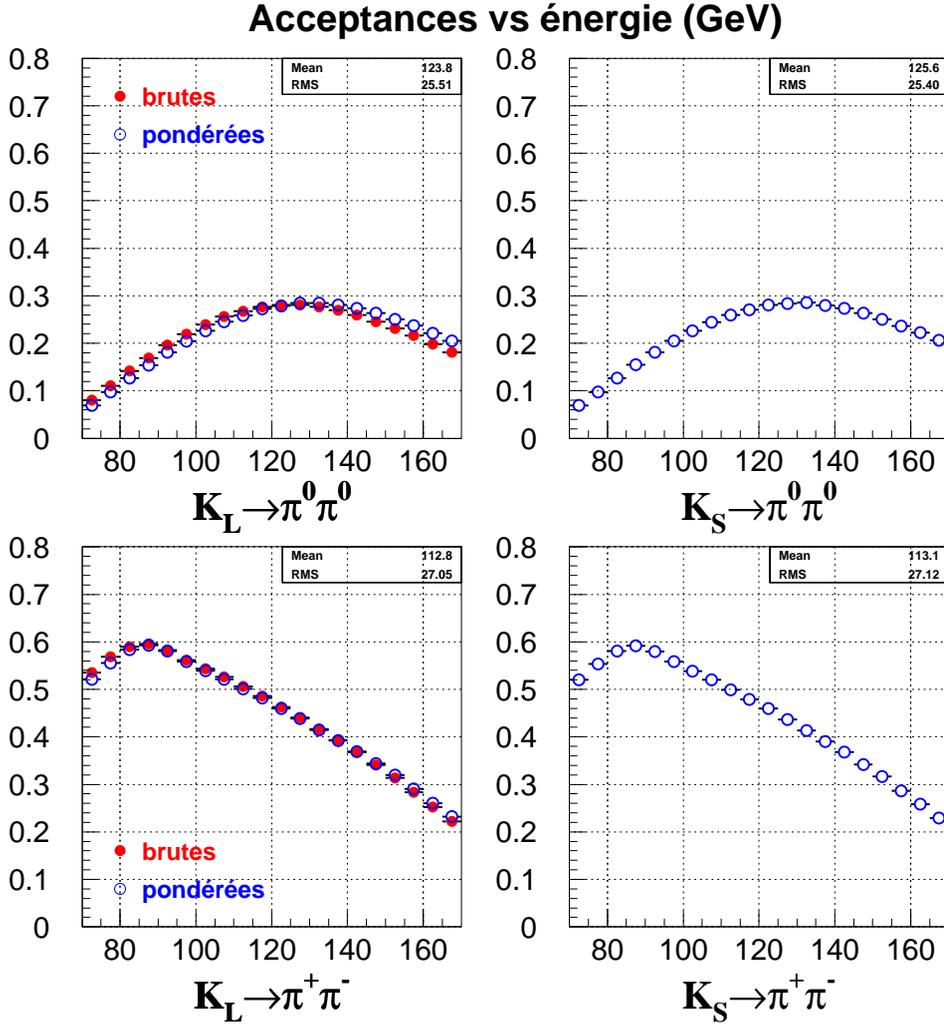


FIG. 5.13 – Acceptances des quatre modes en fonction de l'énergie en GeV. Pour les événements K_L les acceptances sont calculées pour des événements sans (disques) et avec (cercles) pondération.

intervalles d'énergie. Avec la pondération, elles restent inférieures à 2 % dans tous les intervalles et donnent une correction globale de 3 pour mille. Tout l'intérêt de la méthode de pondération est là : la mesure de R dépend relativement peu de la simulation MonteCarlo.

Correction

Les valeurs de R mesurées dans chaque intervalle d'énergie doivent donc être corrigées par le double rapport des acceptances : $R = R_{mes}/R_{acc}$. Cette correction s'élève, sur R et $Re(\epsilon'/\epsilon)$, à :

$$\Delta R = (+28,9 \pm 10,5 \pm 5,0) \cdot 10^{-4} \quad \Rightarrow \quad \Delta Re(\epsilon'/\epsilon) = (-4,8 \pm 1,9) \cdot 10^{-4} \quad (5.33)$$

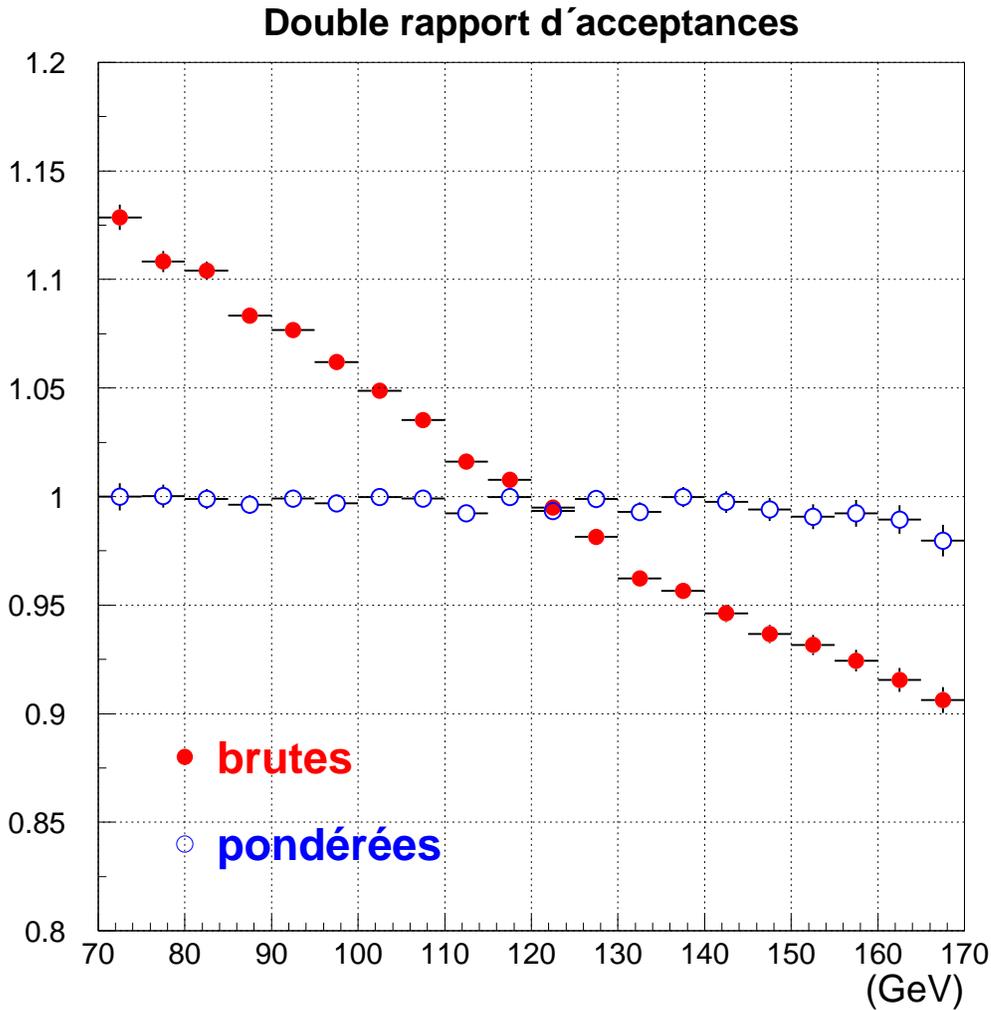


FIG. 5.14 – Correction d'acceptance au double rapport. Les disques sombres représentent la correction qu'il faudrait apporter si la méthode de pondération n'était pas utilisée.

Première remarque sur l'incertitude : la première incertitude provient de la statistique des lots d'événements engendrés. La seconde ($5 \cdot 10^{-4}$) est l'erreur systématique liée à la méthode, telle qu'elle est décrite dans la référence [63]. On recalcule la correction d'acceptance en ayant fait varier les paramètres d'impact des faisceaux de telle sorte que l'accord entre les données réelles et simulées soit perdu. Typiquement, ceci correspond à des déplacements de 1 mm au niveau des détecteurs. On simule ainsi l'imperfection de la description des faisceaux dans le programme de simulation et les variations obtenues restent inférieures à $5 \cdot 10^{-4}$.

Seconde remarque sur l'incertitude : il y a deux manières de concevoir la correction d'acceptance. On peut mesurer les acceptances des quatre modes grâce à la simulation et corriger les nombres d'événements. On peut également engendrer un double rapport R égal à 1, mesurer le double rapport R qu'est susceptible de produire l'appareillage et corriger la valeur mesurée. Dans le cas où les nombres d'événements engendrés sont identiques — ce qui est notre cas — ces deux approches semblent identiques, les nombres G d'événements engendrés s'éliminant dans le double rapport 5.32.

Néanmoins, les deux méthodes diffèrent pour le calcul d'erreur. Dans le deuxième cas, on attribue une incertitude poissonnienne aux événements, alors que dans le premier, ils suivent une loi binomiale dont la probabilité est l'acceptance. En utilisant la première méthode, on obtient une incertitude plus petite ($10,5 \cdot 10^{-4}$) que dans le second ($12,2 \cdot 10^{-4}$). Cet effet correspond au fait qu'en utilisant la méthode de mesure du double rapport engendré, on néglige l'information contenue dans les événements qui n'ont pas été acceptés.

Les effets d'acceptance se résument à la correction que nous venons d'obtenir. Les trois effets qui suivent sont petits ou maîtrisés et ne mènent à aucune incertitude systématique significative.

5.4.2 Inefficacité de l'AKS

Si l'efficacité de détection de l'AKS n'est pas parfaite, une fraction des événements se désintégrant en amont du détecteur n'est pas identifiée et contamine les comptages. Si cette fraction est différente entre le mode chargé et le mode neutre, elle introduit un biais dans le double rapport R . Comme les principes de détection des modes $\pi^+ \pi^-$ et $\pi^0 \pi^0$ sont différents, cette situation est à envisager. Rappelons que les désintégrations en $\pi^+ \pi^-$ sont détectées directement par un scintillateur, alors que les photons émis par les π^0 sont convertis dans un cristal et que les paires électron-positron sont détectées par le scintillateur.

Inefficacité pour $\pi^+ \pi^-$: la probabilité de ne pas détecter les deux particules chargées dans le scintillateur est de $0,77 \pm 0,10$ %. La fraction des désintégrations ayant lieu en amont du scintillateur et entrant dans l'acceptance des collimateurs est d'environ 4,3% du nombre des $K_S \rightarrow \pi^+ \pi^-$ entrant dans nos critères de sélection. La correction d'efficacité sur le lot $K_S \rightarrow \pi^+ \pi^-$ est alors de $-3,3 \cdot 10^{-4}$ et se reporte sur R en une correction identique de $-3,3 \cdot 10^{-4}$.

Inefficacité pour $\pi^0 \pi^0$: l'inefficacité de conversion et de détection d'au moins un des quatre photons est de $0,36 \pm 0,03$ %. La fraction des désintégrations concernées est d'environ 5,8 %, si bien que la correction à apporter au lot de $K_S \rightarrow \pi^0 \pi^0$ s'élève à $-2,1 \cdot 10^{-4}$ soit une correction de $+2,1 \cdot 10^{-4}$ sur R .

La correction à appliquer à R est donc :

$$\Delta R = (-3,3 + 2,1) \cdot 10^{-4} = -1,2 \cdot 10^{-4} \quad (5.34)$$

L'incertitude sur cette correction (due aux mesures d'inefficacité et des fractions d'échantillon concernées) est de l'ordre de $1 \cdot 10^{-4}$ et elle peut donc être négligée dans le cadre de cette thèse.

5.4.3 Différence des origines

Comme nous pouvons le voir sur la figure 2.4 (p. 53), la détection par l'AKS commence à des niveaux différents pour les deux modes de désintégration des K_S qui nous intéressent. Pour le mode chargé, elle a bien lieu au niveau du scintillateur qui détecte le passage des pions chargés. Pour le mode neutre, elle commence en fait au niveau du cristal qui convertit les photons. Notons z_{+-} et z_{00} ces deux positions.

Les nombres d'événements K_S collectés à une énergie E donnée ne sont plus donnés par les équations 3.19.a et 3.19.b, mais plutôt par :

$$N_{+-}^S = \Gamma_{+-}^S \times F_S \int_{z_{+-}}^{z_{+-}+3,5\Lambda_S(E)} e^{-z/\Lambda_S(E)} A_{+-}^S(E, z) dz, \quad (5.35.a)$$

$$N_{00}^S = \Gamma_{00}^S \times F_S \int_{z_{00}}^{z_{00}+3,5\Lambda_S(E)} e^{-z/\Lambda_S(E)} A_{00}^S(E, z) dz, \quad (5.35.b)$$

où F_S représente le flux de K_S , entrant à $z = 0$.

Les intégrales ne mesurent plus le même flux, puisque l'une commence à z_{+-} et l'autre à z_{00} . Pour estimer cette différence, considérons un instant des acceptances constantes en fonction de z . Les intégrales deviennent calculables et on obtient le simple rapport :

$$\frac{N_{+-}^S}{N_{00}^S} \simeq \frac{\Gamma_{+-}^S}{\Gamma_{00}^S} \cdot \frac{A_{+-}^S(E)}{A_{00}^S(E)} \cdot \exp\left(-\frac{z_{+-} - z_{00}}{\Lambda_S(E)}\right) \quad (5.36)$$

où la contribution des durées de vie élevées a été négligée. Sous cette hypothèse et à une énergie donnée, les acceptances s'éliminent dans le double rapport avec celles des K_L . Pour une différence $z_{+-} - z_{00} = 2 \text{ cm}$, le biais sur R est ainsi égal à $\exp(-\frac{z_{+-} - z_{00}}{\Lambda_S(E)})$, soit 59.10^{-4} à 70 GeV, et 24.10^{-4} à 170 GeV.

Dans cette estimation grossière du biais, l'effet de la dépendance des acceptances en fonction de la position longitudinale a été négligé. Nous avons vu que ces variations disparaissent dans la procédure de pondération des K_L . Considérons alors les taux de comptage des événements pondérés K_L , en les faisant débiter à z_{+-} et z_{00} pour les modes concernés :

$$P_{+-}^L = \Gamma_{+-}^L \times F_L \int_{z_{+-}}^{z_{+-}+3,5\Lambda_S(E)} e^{-z/\Lambda_L(E)} A_{+-}^L(E, z) \mathcal{P}(E, z) dz, \quad (5.37.a)$$

$$P_{00}^L = \Gamma_{00}^L \times F_L \int_{z_{00}}^{z_{00}+3,5\Lambda_S(E)} e^{-z/\Lambda_L(E)} A_{00}^L(E, z) \mathcal{P}(E, z) dz, \quad (5.37.b)$$

En conservant la définition de la fonction de pondération \mathcal{P} donnée par la formule 3.20, on constate que les intégrales 5.37 s'éliminent dans le double rapport avec celles des K_S (5.35) et ce même si les origines z_{+-} et z_{00} sont différentes⁴. Notons que pour que ce soit le cas, **le z auquel la fonction de pondération est estimée doit avoir même origine pour le mode neutre et pour le mode chargé, même si celles des zones de désintégration sont distinctes.** Le biais précédemment évoqué se trouve alors absorbé dans la procédure de pondération.

La figure 5.15 illustre ce principe. Les distributions des événements $\pi^+\pi^-$ et $\pi^0\pi^0$ sont naturellement décalées pour le faisceau K_S du fait de l'AKS. Les K_L retenus dans l'analyse sont alignés sur les K_S du même mode. La pondération rend les distributions K_S et K_L similaires. En utilisant la même origine pour pondérer, par exemple la position du scintillateur, la « surpondération » des $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0$ ayant lieu en amont compense l'excès des événements $K_S \rightarrow \pi^0\pi^0$.

Le tableau 5.3 résume les critères de sélection et les pondérations à appliquer aux quatre modes pour que les zones fiducielles soient symétrisées et s'éliminent dans le double rapport R .

⁴Les faisceaux étant quasi colinéaires, on suppose ici que $A^L(E, z) = A^S(E, z)$. L'effet des différences d'acceptance est traité par la correction calculée à l'aide de la simulation.

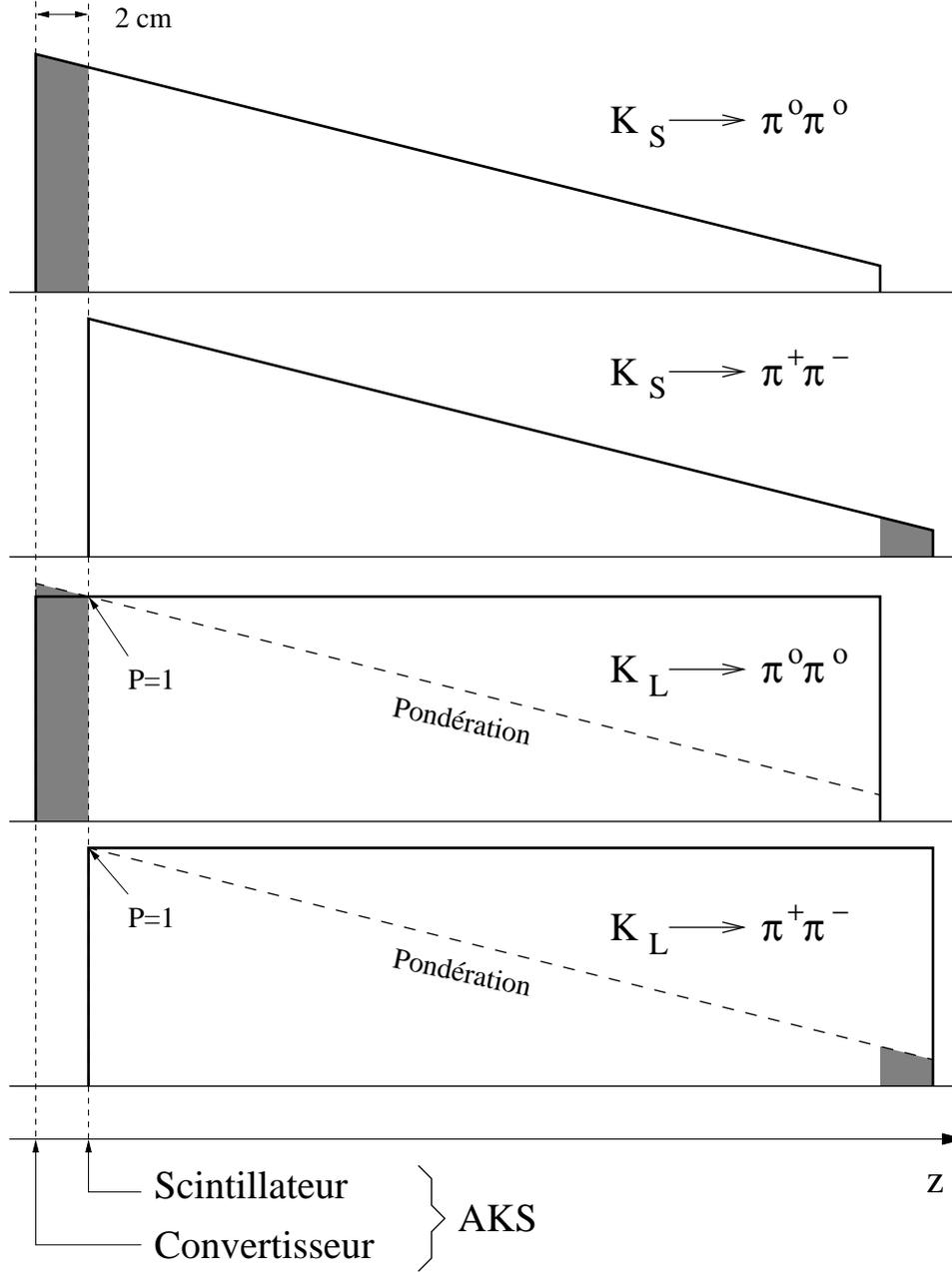


FIG. 5.15 – Distributions longitudinales, logarithmiques et schématiques des quatre modes. Les origines des modes chargés et neutres sont distantes de 2 cm. Les flux observés diffèrent des surfaces grisées. La pondération des K_L , avec une origine commune aux modes neutre et chargé, corrige cette différence.

Faisceau	Début	Fin	Poids
$K_S \rightarrow \pi^+ \pi^-$	AKS ($\sim z_{+-}$)	$z - z_{+-} < 3,5 \Lambda_S(E)$	–
$K_S \rightarrow \pi^0 \pi^0$	AKS ($\sim z_{00}$)	$z - z_{00} < 3,5 \Lambda_S(E)$	–
$K_L \rightarrow \pi^+ \pi^-$	$z > z_{+-}$	$z - z_{+-} < 3,5 \Lambda_S(E)$	$\mathcal{P}(E, z - z_{+-})$
$K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$	$z > z_{00}$	$z - z_{00} < 3,5 \Lambda_S(E)$	$\mathcal{P}(E, z - z_{+-})$

TAB. 5.3 – Définition de la zone fiducielle.

5.4.4 Interférence dans le faisceau K_L

D'après l'équation 1.23 que nous avons vue dans le premier chapitre, la distribution longitudinale des désintégrations dans un état final donné d'un faisceau de $K^0/\overline{K^0}$ d'énergie E est donnée par :

$$N(E) \propto \left[e^{-\gamma_S t} + |\eta|^2 e^{-\gamma_L t} + 2(D - 2.Re(\epsilon_K)) \cdot |\eta| \cdot e^{-\frac{\gamma_S + \gamma_L}{2} t} \cdot \cos(\Delta m \cdot t - \phi) \right] \quad (5.38)$$

où η représente les rapports d'amplitude des K_L aux K_S dans le mode considéré. Pour les modes en deux pions, η vaut $2,3 \cdot 10^{-3}$ environ.

Le premier terme correspond à la contribution des K_S . Le deuxième terme, supprimé par un facteur η^2 par rapport au premier, correspond aux K_L . Le troisième terme représente l'interférence des deux états. La quantité D traduit l'asymétrie de production $K^0/\overline{K^0}$. La valeur typique de D dans NA48 est de 35 %, et le terme en $Re(\epsilon_K)$ est ainsi totalement négligeable.

Composition des faisceaux de NA48

La position z à laquelle se produit la désintégration dans le référentiel de NA48 est donnée en fonction du temps propre t par $z = t \cdot p/m$ avec p l'impulsion du kaon et m sa masse. L'équation 5.38 devient dans le référentiel de NA48 :

$$N(E) \propto \left[e^{\frac{-z \cdot m}{p \cdot \tau_S}} + |\eta|^2 e^{\frac{-z \cdot m}{p \cdot \tau_L}} + 2D \cdot |\eta| \cdot e^{\frac{-z \cdot m}{2 \cdot p} \left(\frac{1}{\tau_S} + \frac{1}{\tau_L} \right)} \cdot \cos\left(\Delta m \cdot \frac{z \cdot m}{p} - \phi\right) \right] \quad (5.39)$$

où z doit avoir pour origine la position de la cible considérée.

En intégrant l'expression 5.39 sur la zone fiducielle de NA48, on obtient les contributions des trois termes au nombre d'événements $\pi\pi$ observés. L'intégration doit débiter à 6,09 m (distance de l'AKS à la cible K_S) pour le faisceau K_S , et à 126,09 m pour le faisceau K_L (distance de l'AKS à la cible K_L). Elle s'étend sur 3,5 fois la longueur de désintégration du K_S .

Le tableau 5.4 donne les proportions d'événements à 70 et 170 GeV, les bornes de l'intervalle d'énergie considéré. La valeur de D utilisée est 35 %.

Faisceau	E (GeV)	K_S	K_L	Interférence
K_S $z_o = 6,09$ m	70	1	$9,4 \cdot 10^{-5}$	$4,6 \cdot 10^{-3}$
	170	1	$3,6 \cdot 10^{-5}$	$3,4 \cdot 10^{-3}$
K_L $z_o = 126,09$ m	70	$1,6 \cdot 10^{-10}$	1	$-7,3 \cdot 10^{-6}$
	170	5,6 %	1	13,5 %

TAB. 5.4 – Contributions des K_S , des K_L et du terme d'interférence dans la région fiducielle de NA48, à 70 et 170 GeV.

On constate que le faisceau K_L contient à haute énergie des composantes non-négligeables d'interférence et de K_S . Pour tenir compte de cet effet, nous appliquons une nouvelle pondération aux événements provenant du faisceau K_L . La composante K_L est ainsi extraite de la somme des trois composantes en appliquant le poids suivant :

$$\mathcal{P}'(E, z') = |\eta|^2 e^{\frac{-z' \cdot m}{p \cdot \tau_L}} \left/ \left[e^{\frac{-z' \cdot m}{p \cdot \tau_S}} + |\eta|^2 e^{\frac{-z' \cdot m}{p \cdot \tau_L}} + 2D \cdot |\eta| \cdot e^{\frac{-z' \cdot m}{2 \cdot p} \left(\frac{1}{\tau_S} + \frac{1}{\tau_L} \right)} \cdot \cos\left(\Delta m \cdot \frac{z' \cdot m}{p} - \phi\right) \right] \right. \quad (5.40)$$

où l'origine de la variable z' est la cible de production des K_L .

Après application de cette pondération, le nombre d'événements et la distribution obtenus sont représentatifs des K_L . On leur applique alors la pondération \mathcal{P} de la formule 3.20 pour rendre leur distribution similaire à celle des K_S et égaliser ainsi les acceptances.

Remarque : l'origine des z' utilisés dans \mathcal{P}' est nécessairement la position de la cible de production. En revanche, dans la formule de \mathcal{P} , l'origine de z importe peu, dans la mesure où on utilise la même pour les événements $\pi^0 \pi^0$ et $\pi^+ \pi^-$, comme nous l'avons vu au paragraphe 5.4.3. On choisit la position du scintillateur de l'AKS ; les poids valent ainsi l'unité à cette position lorsque les termes d'interférence et K_S sont négligeables dans l'équation 5.39.

Mesure de D et erreur systématique

Le paramètre D est estimé en comparant les distributions des événements K_S et K_L . Une description détaillée de la méthode peut être consultée dans la référence [63]. Les valeurs de D obtenues croissent avec l'énergie, de 19 % à 75 GeV à 34 % à 165 GeV. Nous avons vu dans le tableau 5.4 que l'effet du terme d'interférence n'était visible qu'à haute énergie. Les valeurs obtenues dans [63] sont :

$$\begin{aligned} D(145 \text{ GeV}) &= 29 \pm 7 \% \\ D(155 \text{ GeV}) &= 33 \pm 5 \% \\ D(165 \text{ GeV}) &= 34 \pm 5 \% \end{aligned} \tag{5.41}$$

Une étude de l'incertitude systématique sur R due à la précision sur les mesures du paramètre D y est également menée et conclut qu'elle vaut 1.10^{-4} pour $\delta D = 7\%$. Cette incertitude est donc négligeable pour la mesure de $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$.

Si le terme d'interférence n'était pas inclus dans la procédure de pondération, l'erreur sur la valeur moyenne de R serait de $(-6,5 \pm 1,0) \cdot 10^{-4}$, pouvant atteindre $(-68 \pm 7) \cdot 10^{-4}$ à 165 GeV [63]. La valeur de D que nous utilisons pour la pondération de la formule 5.40 est 35 %.

5.5 Mesures de distance et d'énergie

Un des principes de NA48 est que les quatre modes doivent être considérés dans la même zone fiducielle. Une erreur commise sur l'échelle de distance engendre un biais sur la mesure du double rapport R .

5.5.1 Échelle d'énergie des $\pi^0 \pi^0$

Rappelons la formule 3.10 qui nous permet de calculer la distance d'un événement $\pi^0 \pi^0$ au calorimètre : $D = \sqrt{\sum E_i E_j \times (r_{ij})^2} / M_K$, où E_i est l'énergie du photon i , et r_{ij} est la distance entre deux photons. L'échelle de distance est ainsi linéairement reliée à l'échelle d'énergie.

Pour fixer l'échelle de distance — et donc d'énergie — on utilise un point fixe de notre faisceau : l'AKS dont la position est connue par construction. Un exemple de distribution des positions longitudinales des désintégrations reconstruites est donné par la figure 5.16 de gauche. Les événements qui se sont désintégrés avant l'AKS ont été éliminés de l'échantillon. La distribution obtenue correspond donc à la convolution d'une fonction en marche d'escalier avec la résolution longitudinale et l'exponentielle décroissante de désintégration des K_S . Le front montant de cette distribution permet de mesurer la position de l'AKS.

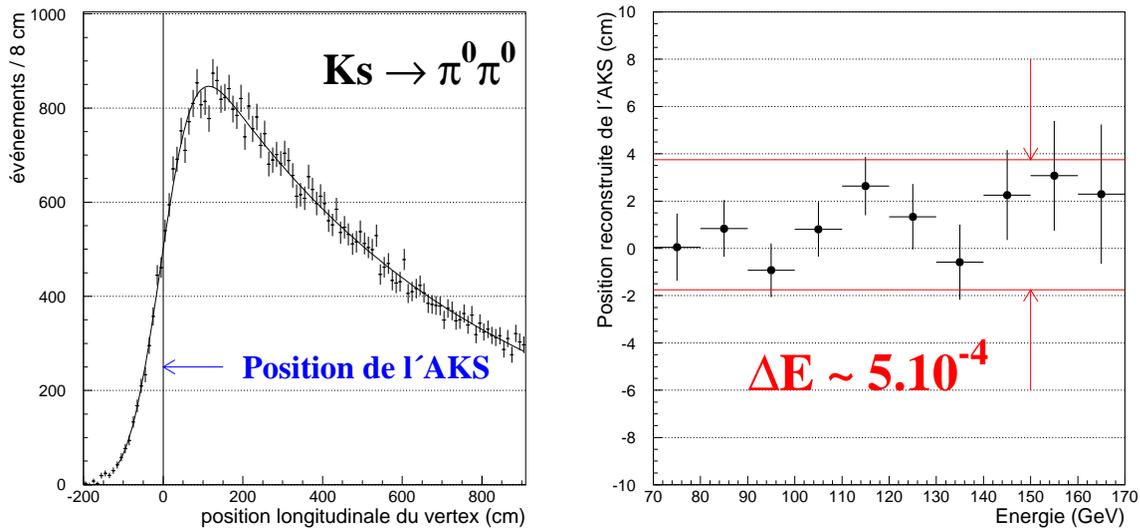


FIG. 5.16 – Gauche : distribution longitudinale d'événements $\pi^0\pi^0$ proches de l'AKS. Droite : position reconstruite de l'AKS en fonction de l'énergie.

L'échelle absolue en énergie est fixée de telle manière que la position de l'AKS soit correctement reconstruite. Pour tester la validité de l'échelle de distance obtenue, plusieurs méthodes sont employées :

- La stabilité de la position de l'AKS en fonction de l'énergie est vérifiée. Le résultat (figure 5.16 de droite) est constant dans ± 3 cm, ce qui correspond à une variation d'environ $\pm 3 \cdot 10^{-4}$ sur l'énergie, l'AKS étant à 115 mètres du calorimètre.
- Une deuxième position fixe est ajustée. Pendant quelques heures, une cible de CH_2 a été soumise à un faisceau de pions négatifs. Les π^0 et η^0 produits se désintègrent en photons et la position de la cible est convenablement reconstruite.
- Pour des événements $\pi^0\pi^0$ où l'un des pions se désintègre en $e^+e^-\gamma$, les positions longitudinales obtenues avec les photons (neutres) et la paire électron-positron (chargés) sont comparées.

L'ensemble de ces vérifications nous amène à poser une limite sur notre incertitude de l'échelle d'énergie de $\pm 3 \cdot 10^{-4}$. L'incertitude qui en découle sur le double rapport est $\Delta R = \pm 5 \cdot 10^{-4}$.

5.5.2 Non-linéarité du calorimètre

La linéarité de la réponse du calorimètre peut également être vérifiée de plusieurs manières :

- Avec les électrons des désintégrations $\pi e \nu$. La valeur de $E_{K\tau}/P_{Ch}$ ne varie pas en fonction de l'énergie de plus de 0,3 %.
- La valeur de la masse reconstruite pour un pion neutre en fonction de son énergie présente également une variation de l'ordre de 0,3 %, comme l'illustre la figure 5.17.

En faisant varier les énergies des photons de manière à reproduire la non-linéarité résiduelle de 0,3 %, on peut calculer [43] la sensibilité du double rapport R : $\Delta R = \pm 9 \cdot 10^{-4}$.

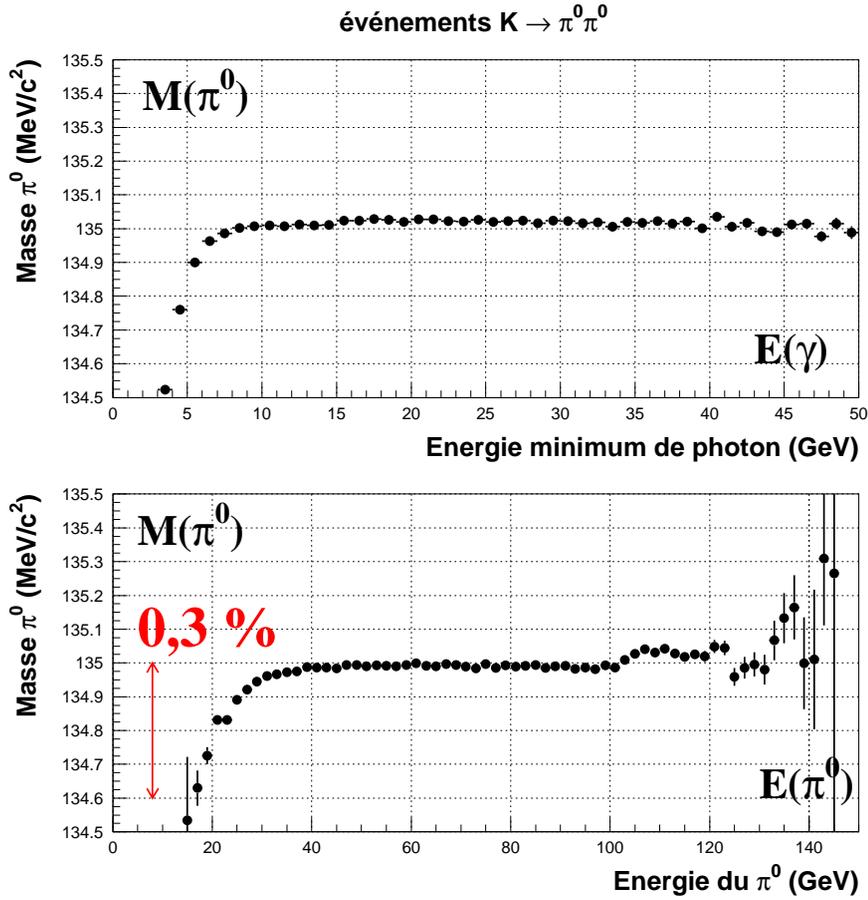


FIG. 5.17 – Masse de π^0 reconstruite en fonction de l'énergie du photon le moins énergétique (haut) du π^0 lui-même (bas).

5.5.3 Bilan des effets sur $\pi^0\pi^0$

En plus des deux effets précédemment évoqués, l'éventualité d'autres biais dus à la reconstruction des événements $\pi^0\pi^0$ a été considérée :

- L'incertitude sur l'**échelle transverse** du calorimètre. Celle-ci change l'échelle de distance, d'après la formule 3.10.
- L'**uniformité** de la réponse du calorimètre sur l'ensemble des cellules.
- L'incertitude sur les corrections appliquées à la reconstruction pour tenir compte du **partage de l'énergie** entre deux amas proches, ou de l'**effet de charge d'espace**.
- L'effet due à la légère différence entre la direction de projectivité du calorimètre et la direction réelle du **développement longitudinal** des gerbes.

L'ensemble des incertitudes sur le double rapport liées à la reconstruction des $\pi^0\pi^0$ est résumé dans le tableau 5.5. La thèse de Jose Ocariz [43] expose de manière détaillée ces différents effets. La somme quadratique des incertitudes sur R donne :

$$\Delta R = \pm 12 \cdot 10^{-4} \quad \Rightarrow \quad \Delta R e(\varepsilon'/\varepsilon) = \pm 2 \cdot 10^{-4} \quad (5.42)$$

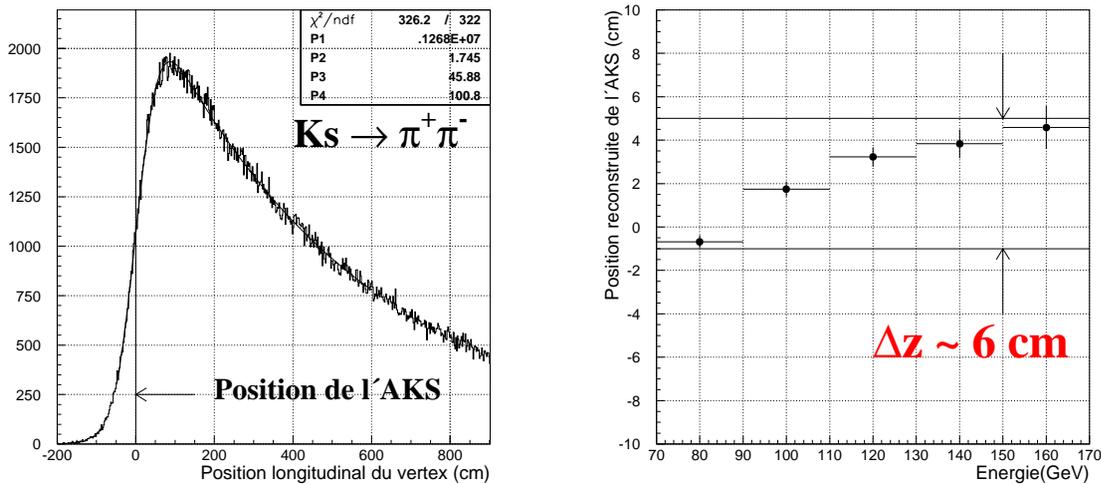
Source	Effet (10^{-4})
Échelle d'énergie	± 5
Non-linéarité	± 9
Taille transverse	± 3
Uniformité	± 3
Correction	± 2
Développement longitudinal	± 3
Somme	± 12

TAB. 5.5 – Résumé des effets systématiques liés à la mesure de l'énergie dans le calorimètre.

5.5.4 Reconstruction $\pi^+\pi^-$

Pour un événement $\pi^+\pi^-$, le vertex est reconstruit par l'association géométrique des traces. Contrairement au cas des événements $\pi^0\pi^0$, la connaissance de l'énergie n'est pas indispensable⁵ pour la détermination de la zone fiducielle.

L'ajustement de la position de l'AKS peut être utilisé pour vérifier la géométrie et on obtient la position correcte à 1 cm près en moyenne, variant de ± 3 cm en fonction de l'énergie, comme l'illustre la figure 5.18.


 FIG. 5.18 – Gauche : distribution longitudinale d'événements $\pi^+\pi^-$ proches de l'AKS. Droite : position reconstruite de l'AKS en fonction de l'énergie.

On peut également estimer l'incertitude systématique liée à la géométrie en déplaçant artificiellement les chambres de 5 mm l'une par rapport à l'autre et en variant de 2 pour mille l'intensité du champ magnétique. Les variations de R restent inférieures à $5 \cdot 10^{-4}$.

$$\Delta R = \pm 5 \cdot 10^{-4} \quad \Rightarrow \quad \Delta R \epsilon(\epsilon'/\epsilon) = \pm 0,8 \cdot 10^{-4} \quad (5.43)$$

⁵En fait, l'impulsion des traces est tout de même nécessaire pour calculer des corrections dues au champ magnétique résiduel entre les chambres 1 et 2 et dans le vide en amont.

5.6 Effet de l'activité accidentelle

L'activité dans les détecteurs est essentiellement induite par le faisceau K_L , bien plus intense que le faisceau K_S . En principe, son effet sur les événements K_L et K_S est similaire du fait de la simultanéité de l'acquisition des deux faisceaux. Nous avons néanmoins vu, par exemple au paragraphe 4.5.2, que le rapport des intensités K_S/K_L n'est pas rigoureusement constant. Des événements peuvent donc être perdus (ou gagnés) différemment en K_S et K_L du fait de l'activité *accidentelle* différente dont ils sont témoins.

Pour corriger ce biais éventuel, nous avons recours à une technique de **superposition d'événements** représentatifs de l'activité instantanée. Le signal de déclenchement de tels événements est engendré par deux moniteurs d'intensité, un pour chaque faisceau. Ces systèmes fournissent un échantillon d'événements *aléatoirement* déclenchés, proportionnellement aux intensités. L'information de tous les détecteurs est enregistrée pour ces événements et on la superpose à celle des candidats⁶ $\pi^+\pi^-$ et $\pi^0\pi^0$.

L'ensemble des procédures de reconstruction et de sélection est alors appliqué à ces nouveaux événements. La comparaison des événements avant et après superposition de l'activité accidentelle fournit les informations suivantes :

- Le nombre d'événements perdus lors de la procédure.
- Le nombre d'événements gagnés.
- Pour des événements K_L , la modification du poids pour un événement qui passe les sélections avec et sans superposition.

Ceci permet, dans chaque mode, de calculer la variation du nombre d'événements due à l'activité accidentelle. On suppose que le rapport du nombre d'événements véritables N_{ver} au nombre d'événements mesurés (c'est-à-dire perturbés par l'activité accidentelle) N_{mes} est égale au rapport des nombres d'événements avant et après superposition d'événements aléatoires, soit :

$$\frac{N_{ver}}{N_{mes}} = \frac{\sum P + \text{perte}}{\sum P' + \text{gain}}, \quad (5.44)$$

où la somme porte sur l'échantillon des événements qui figurent dans l'échantillon avant et après superposition. Les poids P et P' sont respectivement les poids des événements avant et après superposition. Ils valent 1 pour les événements K_S mais peuvent différer pour les K_L . Événements K_L perdus et gagnés sont également pondérés et le poids n'est pas ambigu puisqu'ils n'appartiennent qu'à un seul échantillon.

L'effet $\Delta N/N$ dans un mode donné s'écrit alors :

$$\frac{\Delta N}{N} = \frac{N_{mes} - N_{ver}}{N_{ver}} = \frac{\sum (P' - P) + \text{gain} - \text{perte}}{\sum P + \text{perte}}. \quad (5.45)$$

La figure 5.19 montre l'ampleur des trois effets de l'activité accidentelle, en fonction de l'énergie et pour les quatre modes. Les gains et les pertes dus aux migrations d'un événement d'un intervalle à l'autre ont été pris en compte. Le point de l'histogramme situé en deçà de la ligne à 70 GeV contient les effets pour l'ensemble de l'échantillon de 70 à 170 GeV. Pour les événements $\pi^0\pi^0$, ils sont beaucoup plus bas que les autres points car l'effet de migration est important.

- Environ 2 % des événements $\pi^+\pi^-$ sont perdus. Cet effet est dominé par des dépassements de capacité du système de lecture des chambres à dérive (voir paragraphe 3.5.2) dus à la superposition des informations de l'événement original et de l'événement aléatoire.

⁶En 1997, nous avons soumis environ 20 % des événements à cette opération.

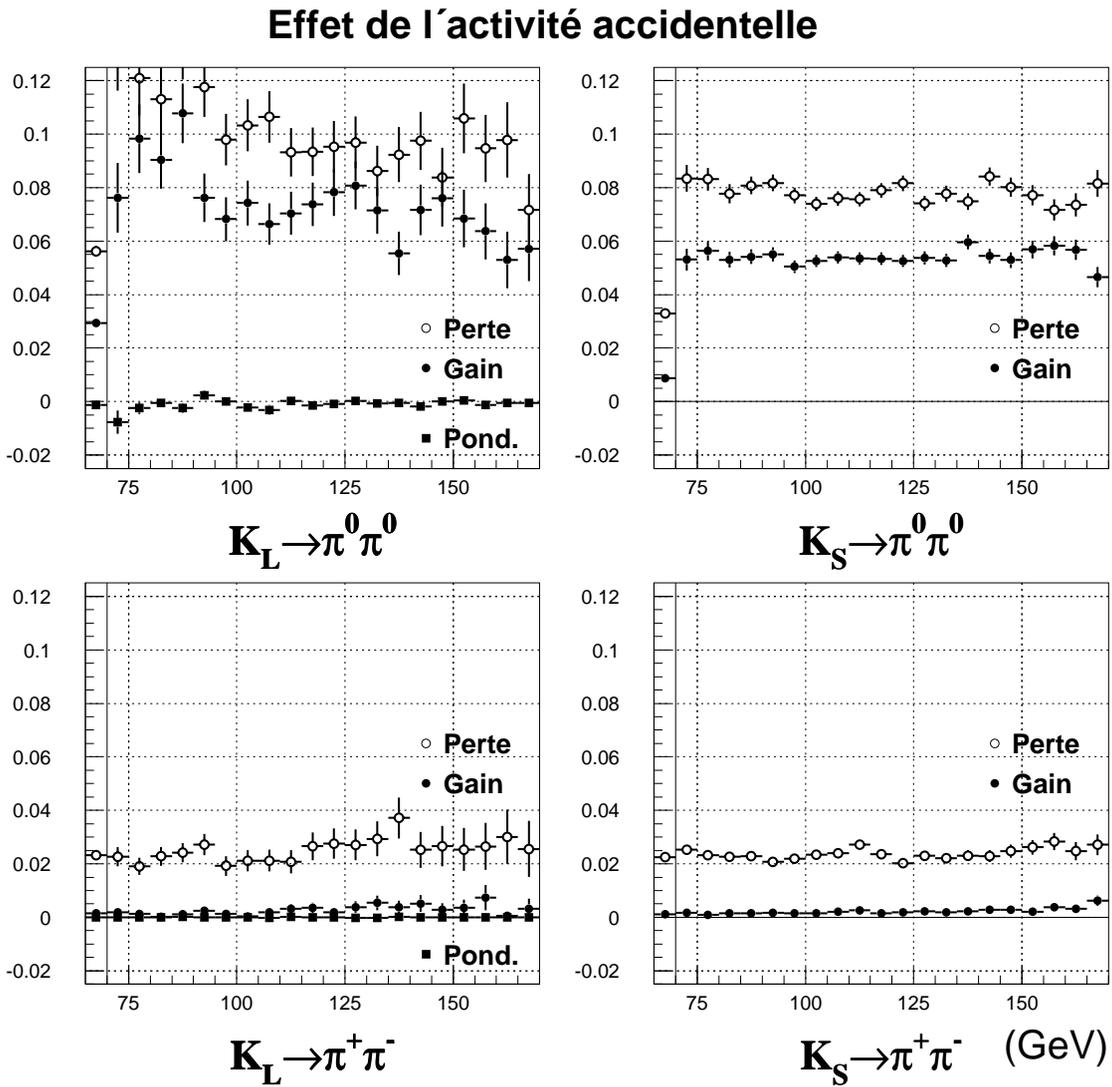


FIG. 5.19 – Pertes, gains et variation de poids due à l'activité accidentelle pour les quatre modes, en fonction de l'énergie en GeV. Le premier point résume les effets sur les échantillons complets, de 70 à 170 GeV.

- Les gains d'événements $\pi^+ \pi^-$ sont très faibles.
- Les pertes et gains des événements $\pi^0 \pi^0$ sont plus importants. Les énergies déposées dans le calorimètre lors de l'événement original et de l'événement aléatoire s'ajoutent et perturbent la reconstruction de l'événement $\pi^0 \pi^0$. La plupart des gains et pertes est due au critère de sélection sur la variable R_{ell} .
- Les effets sont plus importants dans les $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ que dans les $K_S \rightarrow \pi^0 \pi^0$. La superposition ajoute de l'énergie à l'événement original. Son vertex est donc repoussé vers l'amont de la zone de désintégration. Des événements K_L sont donc perdus en amont et gagnés en aval de la zone de désintégration. Le flux de K_L ne variant pas beaucoup avec la position longitudinale, ces gains et ces pertes sont du même ordre de grandeur. Cet effet n'existe pas dans le faisceau K_S puisque l'origine de la zone de désintégration est fixé par l'AKS, et que les événements K_S sont très peu nombreux à la fin de la zone de désintégration.

En sommant ces effets pour les quatre modes, on obtient pour effet sur le double rapport ($\Delta R/R = \pm\Delta N/N$) :

$$\Delta R = (-3,6 \pm 13,2) \cdot 10^{-4} \quad \Rightarrow \quad \Delta Re(\varepsilon'/\varepsilon) = (+0,6 \pm 2,2) \cdot 10^{-4} \quad (5.46)$$

Les effets de l'activité accidentelle se compensent donc entre les quatre modes.

5.7 Conclusion : incertitude systématique

Le tableau 5.6 résume les corrections que nous avons appliquées au double rapport R . La somme de ces corrections s'élève à $56 \cdot 10^{-4}$.

Source	Correction (10^{-4})	Incertitude (10^{-4})	Référence paragraphe
Étiquetage accidentel	+18	9	5.1.3
Inefficacité de l'étiquetage	—	5	5.1.2
Bruit de fond $\pi^+\pi^-$	+20	4	5.2.1
Diffusion des faisceaux	-12	3	5.2.2
Bruit de fond $\pi^0\pi^0$	-8	2	5.2.3
Déclenchement $\pi^+\pi^-$	+9	23	4.6
Correction d'acceptance	+29	12	5.4
Énergie $\pi^0\pi^0$	—	12	5.5.3
Reconstruction $\pi^+\pi^-$	—	5	5.5.4
Activité accidentelle	-4	13	5.6
Somme des effets	+56	34	5.7

TAB. 5.6 – Résumé des effets et incertitudes systématique sur R .

L'incertitude systématique sur la mesure du double rapport R s'obtient en faisant la somme quadratique des incertitudes ci-dessus :

$$\sigma_{syst}^R = 34 \cdot 10^{-4}, \quad (5.47)$$

ce qui correspond à une incertitude sur $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$ six fois moindre :

$$\sigma_{syst}^{Re(\varepsilon'/\varepsilon)} = 5,7 \cdot 10^{-4}. \quad (5.48)$$

Cette incertitude est à comparer avec l'incertitude statistique de $4,5 \cdot 10^{-4}$ que nous avons obtenue au paragraphe 3.6. Ces nombres seront discutés dans le chapitre suivant, à la lueur du résultat obtenu.

Chapitre 6

Résultat et discussions

Dans le chapitre précédent, nous avons montré quelles sont les corrections à appliquer aux nombres d'événements collectés dans les quatre modes pour pouvoir obtenir effectivement une mesure du double rapport R et du paramètre de violation directe de \mathcal{CP} : $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$.

$$R = \frac{\Gamma(K_L \rightarrow \pi^0\pi^0)}{\Gamma(K_S \rightarrow \pi^0\pi^0)} / \frac{\Gamma(K_L \rightarrow \pi^+\pi^-)}{\Gamma(K_S \rightarrow \pi^+\pi^-)} \simeq 1 - 6 \times Re(\varepsilon'/\varepsilon). \quad (6.1)$$

Le premier paragraphe de ce chapitre donne le résultat obtenu sur l'échantillon de données acquis par NA48 en 1997. Les paragraphes suivants montrent la stabilité de ce résultat en fonction de différentes variables cruciales de l'analyse. En guise de conclusion, je comparerai la valeur obtenue à celles d'autres expériences et aux prédictions théoriques.

6.1 Résultat

La mesure est effectuée par intervalle d'énergie pour s'affranchir des légères différences de spectre entre K_S et K_L . Le résultat obtenu est représenté sur la figure 6.1. La plupart des corrections ont été calculées et appliquées par intervalle d'énergie. Seules les corrections suivantes ont été appliquées à l'ensemble des points :

- L'effet de l'activité accidentelle (paragraphe 5.6) : $-3,6 \cdot 10^{-4}$.
- La soustraction des événements diffusés dans le faisceau K_L (5.2.2) : $-12 \cdot 10^{-4}$.

Les barres d'erreur contiennent la contribution statistique des quatre modes, des échantillons de contrôle utilisés pour les mesures de bruits de fond et d'efficacités de déclenchement, ainsi que l'incertitude statistique provenant des lots d'événements MonteCarlo utilisés pour calculer la correction d'acceptance.

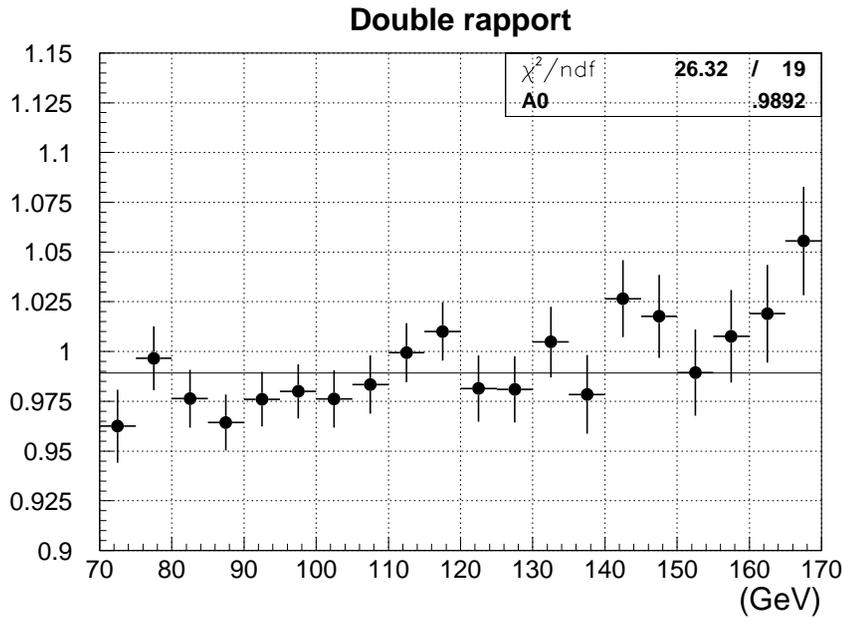
Le résultat obtenu en effectuant la moyenne simple de ces vingt mesures est :

$$R = (0,9892 \pm 0,0027 \text{ (stat.)} \pm 0,0034 \text{ (syst.)}) \cdot 10^{-4} \quad (6.2)$$

où les incertitudes ont été explicitées au paragraphe 3.6 pour la contribution relevant de la statistique des quatre modes et au paragraphe 5.7 pour la contribution des effets systématiques.

Nature de l'incertitude systématique

L'incertitude systématique est donc supérieure à l'incertitude statistique. Une importante partie de cette incertitude provient en fait de la statistique des lots utilisés pour estimer l'ampleur de certains effets systématiques. C'est en particulier le cas des incertitudes suivantes :

FIG. 6.1 – Mesures du double rapport R par intervalles d'énergie.

- L'incertitude liée aux systèmes de déclenchement dépend de la taille des échantillons de contrôle acquis pour la mesure des efficacités, comme nous l'avons vu au chapitre 4.
- L'incertitude sur la correction d'acceptance est dominée par l'incertitude statistique sur le lot d'événements engendrés pour la mesurer.
- Les probabilités d'erreur d'étiquetage sont mesurées sur des lots de données acquis parallèlement aux lots principaux.
- L'incertitude sur les effets de l'activité accidentelle dépend du nombre d'événements de données soumis à la méthode de superposition d'événements aléatoires.

On peut estimer à l'aide du tableau 5.6 résumant les effets systématiques que l'incertitude systématique totale de $34 \cdot 10^{-4}$ se compose d'une contribution d'origine purement statistique s'élevant à $31 \cdot 10^{-4}$ environ, la composante réellement systématique ne comptant qu'à hauteur de $15 \cdot 10^{-4}$. La part d'origine statistique diminue naturellement à mesure que l'on collecte (ou engendre) plus de données.

Estimateur non biaisé

Nous disposons de vingt mesures indépendantes, données par le double rapport de quatre nombres d'événements mesurés, et par les corrections qui ont été décrites au chapitre 5. Il n'est *a priori* pas évident que cette procédure fournisse un bon estimateur statistique de la variable aléatoire du double rapport. N'oublions pas que nous devons effectuer une mesure à quelques 10^{-4} près.

Une discussion de ce problème peut être consultée en annexe de la référence [64]. Dans l'annexe B de cette thèse, je décris l'estimateur non biaisé que nous utilisons pour mesurer le double rapport R par intervalle d'énergie et pour moyenner les 20 mesures obtenues. Le résultat

obtenu varie par rapport au résultat précédent par :

$$\Delta R = -2,7 \cdot 10^{-4}. \quad (6.3)$$

L'erreur commise en effectuant la moyenne des valeurs de R par intervalle d'énergie n'est donc pas très importante ($0,5 \cdot 10^{-4}$ sur $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$). L'utilisation de cet estimateur est surtout fort utile pour calculer la valeur de R sur des sous-ensembles des données de 1997.

Valeur de $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$

La mesure du double rapport obtenue à l'aide de l'estimateur non biaisé ci-dessus donne la valeur de $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$ suivante :

$$Re(\varepsilon'/\varepsilon) = (18,5 \pm 4,5 \text{ (stat.)} \pm 5,7 \text{ (syst.)}) \cdot 10^{-4} \quad (6.4)$$

En sommant quadratiquement les incertitudes statistique et systématique, j'obtiens donc pour valeur de $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$: $(18,5 \pm 7,3) \cdot 10^{-4}$, soit un effet significatif à 2,5 écarts standards. **L'existence de la violation directe de \mathcal{CP} est donc fortement favorisée par ce résultat.** Nous verrons qu'avec les autres mesures disponibles, passées ou récentes, il l'établit fermement.

6.2 Stabilité du résultat

Avant de comparer ce résultat avec les autres résultats expérimentaux et avec les prédictions théoriques, il est intéressant de se pencher sur sa stabilité en fonction des variables clefs de l'analyse.

6.2.1 Apparente variation avec l'énergie

Sur la figure 6.1, il peut sembler que le résultat de la mesure dépend de l'énergie. De fait, si on essaye d'ajuster une droite sur la succession des points, on obtient une pente de $(5,4 \pm 1,5) \cdot 10^{-4}/\text{GeV}$, soit une valeur différente de zéro à 3,6 écarts standards. Il faut être extrêmement prudent avec ce genre de considération.

D'abord, les vingt mesures ne sont pas violemment incompatibles entre elles. La probabilité de leur χ^2 (26,3 pour 19 degrés de liberté) est de 13 %. Néanmoins, plus que la compatibilité des mesures, c'est l'ordre dans lequel elles apparaissent dans le graphe qui paraît troublant.

Certains effets ne sont pas représentés sur la figure 6.1 et peuvent contribuer à l'existence d'une variation avec l'énergie. L'impact de ces effets sur la moyenne des mesures a été pris en compte dans l'incertitude globale.

- **L'échelle d'énergie** est le seul de nos effets systématiques connus susceptible d'engendrer directement une variation avec l'énergie. Une erreur de 1 cm sur la position de l'AKS engendre une variation de $10^{-5}/\text{GeV}$. Pour justifier l'effet apparent ($\sim 5 \cdot 10^{-4}/\text{GeV}$), il faudrait que l'erreur sur la position reconstruite de l'AKS soit de l'ordre de 50 cm. Or, nous avons vu au paragraphe 5.5.1 que l'échelle d'énergie était maîtrisée à ± 3 cm près, soit une variation avec l'énergie d'environ $\sim 6 \cdot 10^{-5}/\text{GeV}$. Cet éventuel effet est de l'ordre du dixième de l'effet apparent et ne peut en aucun cas le justifier pleinement.
- **La correction d'activité accidentelle** a été appliquée globalement. Si on applique la correction intervalle par intervalle, un ajustement (tenant compte de la corrélation des incertitudes entre intervalles, due aux migrations d'événements d'un intervalle à l'autre lors de la procédure de superposition) donne une pente de $(5,0 \pm 1,6) \cdot 10^{-4}/\text{GeV}$ soit un effet significatif à trois écarts standards.

L'effet reste donc relativement important. Des études poussées ont été effectuées pour tenter de trouver un effet systématique susceptible d'engendrer une telle variation. Il serait fastidieux d'énumérer de manière exhaustive tous les efforts qui ont été faits en ce sens. Néanmoins, voici quelques effets auxquels un soin particulier a été apporté :

- Effets géométriques : l'énergie des kaons est directement reliée à l'ouverture de leurs produits de désintégration, et donc à la topologie des événements dans les détecteurs. Au travers de nouveaux critères de sélections, différentes topologies d'événements $\pi^+\pi^-$ ou $\pi^0\pi^0$ ont été étudiées; le rapport des événements K_S aux K_L pondérés (corrigés des effets d'acceptance) ne présente pas de variation permettant de justifier un effet dépendant de l'énergie. En d'autres termes, l'effet apparent n'est pas significativement corrélé à une topologie particulière d'événements.
- Effets des systèmes de déclenchement : au chapitre 4, nous avons vérifié qu'aucune composante du déclenchement n'échappait à notre contrôle, en particulier des composantes comme E_{tot} qui dépendent nécessairement de l'énergie.
- Effets dépendants de l'intensité : ce type d'effet est pris en compte par la correction calculée à l'aide de la méthode de superposition d'événements du paragraphe 5.6, pour ce qui concerne les pertes (ou les gains) dus à l'activité accidentelle dans les détecteurs. Les pertes d'événements dépendantes du temps sont symétrisées entre K_S et K_L par des critères tels que ceux que nous avons vus au paragraphe 3.5. Des études complémentaires ont été menées, comme celles que je présente au paragraphe 6.3. Aucune n'a modifié de manière significative l'effet apparent.

Enfin, nous avons décidé *a posteriori* d'ouvrir la région d'étude en énergie. L'expérience a été conçue pour effectuer la mesure du double rapport entre 70 et 170 GeV. La prudence employée dans la stratégie de déclenchement et d'acquisition pour ne pas biaiser cet échantillon autorise d'étendre cet intervalle à 65-180 GeV. La figure 6.2 montre ainsi les valeurs de trois nouvelles mesures de R , dans les intervalles [65;70], [170;175] et [175;180] GeV.

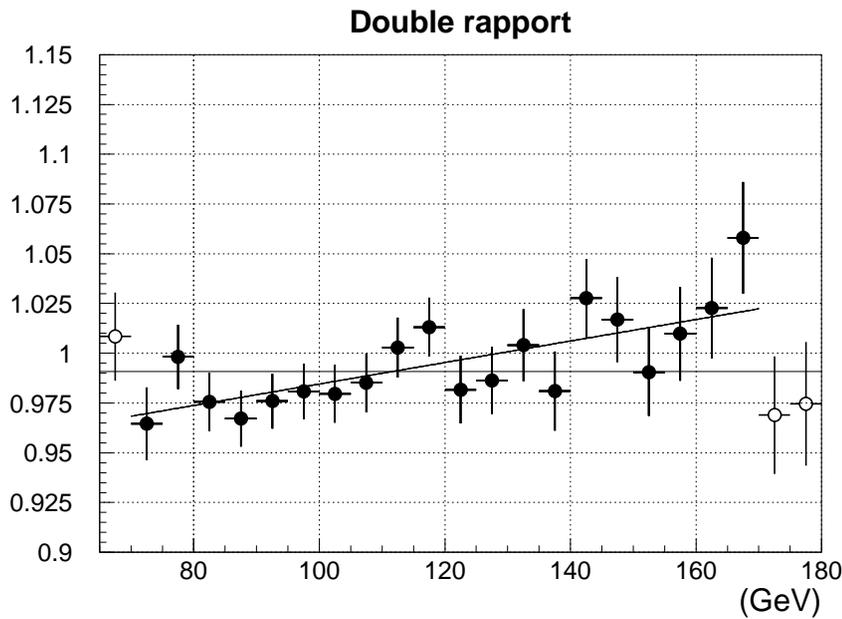


FIG. 6.2 – Mesures du double rapport R sur un intervalle d'énergie étendu.

Les trois valeurs obtenues ne favorisent pas l'hypothèse d'un effet systématique. Admettons en effet que la pente de $5.10^{-4}/\text{GeV}$ mesurée soit un effet réel. Les trois nouvelles mesures s'écartent respectivement de cette hypothèse par (en unité de χ^2) 5,1 pour le point à 65 GeV, 2,7 et 2,3 pour les points à 175 et 180 GeV. La probabilité d'observer un χ^2 de 10,1 pour ces trois degrés de liberté n'est que de 1,8 % !

En revanche, les trois valeurs sont complètement compatibles avec la valeur moyenne obtenue grâce aux vingt mesures originales. Néanmoins, nous n'utiliserons que les points entre 70 et 170 GeV pour mesurer $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$, les trois nouveaux points ayant été utilisés *a posteriori* pour éprouver le résultat.

La conclusion de l'ensemble des études est qu'aucun des nombreux effets étudiés n'est susceptible d'introduire une telle dépendance de la mesure avec l'énergie. Il est donc légitime de supposer que l'effet observé est largement dû à une fluctuation statistique, ce que semble confirmer l'ouverture de l'intervalle d'énergie considéré.

Dans les paragraphes suivants, nous ferons varier certains des critères de sélection que nous avons élaborés au chapitre 3. La mesure du double rapport R est suffisamment précise pour être sensible à des variations de l'ordre de quelques pour cent des échantillons utilisés. Pour chaque étude, nous vérifierons donc que les variations de R observées sont compatibles avec les variations statistiques des lots d'événements dues à la modification des critères de sélection.

L'objectif de ces études n'est donc pas de calculer des incertitudes systématiques, cette question ayant été traitée au chapitre 5. Il s'agit plutôt ici de vérifier *a posteriori* que le résultat ne souffre pas d'effets inattendus et non couverts par les incertitudes systématiques. Ces exercices ont également le mérite d'illustrer la cohérence de la méthode. Les différentes corrections que nous devons appliquer aux nombres d'événements varient en effet significativement avec les critères de sélection que j'ai choisi de modifier.

6.2.2 Variation de la zone fiducielle

Le choix de la largeur de la zone fiducielle utilisée dans l'analyse du double rapport est guidée par la méthode de pondération que nous utilisons pour diminuer les corrections d'acceptance. Élargir la zone de désintégration n'aurait que peu d'intérêt, dans la mesure où les événements ajoutés sont essentiellement des K_L et qu'ils reçoivent un poids très faible. L'incertitude statistique admet une valeur asymptotique qui dépend du rapport des flux de K_S et de K_L entrant dans la zone fiducielle [57].

La stratégie d'acquisition a été établie en fonction de ces critères. Nous avons en effet vu que pour minimiser le taux d'événements enregistrés, les systèmes de déclenchement neutre comme chargé appliquent une coupure sur le temps de vie des kaons, reconstruit *en ligne*. Dans l'analyse présentée jusqu'ici, la zone fiducielle débute à l'AKS et s'achève à une distance égale à 3,5 fois la distance de vol moyenne des K_S (et dépendant donc de l'énergie).

Il est bien sûr impossible de déplacer l'origine (l'AKS) de la zone fiducielle dans l'analyse. En revanche, le tableau 6.1 présente les résultats obtenus en faisant varier sa largeur. Les valeurs considérées sont 2,5, 3,0, 3,5 (analyse standard) et 3,8 Λ_S (les systèmes de déclenchement sont encore raisonnablement efficaces). Les valeurs de différentes corrections ont été portées et on remarque les points suivants :

- L'**erreur statistique** ne diminue pas beaucoup à mesure qu'on élargit la zone de désintégration, alors qu'on accepte un bon nombre d'événements K_L . Ceci illustre les limitations de la méthode de pondération : il est inutile d'élargir la zone fiducielle au delà de 3,5 fois la longueur de vol des K_S .
- La proportion de **bruit de fond** au mode $\pi^0\pi^0$ croît à mesure que l'on augmente la largeur considérée. Nous avons rencontré cet effet au paragraphe 5.2.3 : les événements de bruit de fond $3\pi^0$ sont plus nombreux à grand z , puisqu'ils sont reconstruits avec moins d'énergie qu'ils n'en ont réellement.
- La **correction d'acceptance** croît également. En élargissant la portée en z , on autorise plus d'événements à illuminer le centre des détecteurs, région où les différences d'acceptance sont produites, comme nous l'avons vu au paragraphe 5.4.

Largeur	$2,5 \times \Lambda_S$	$3,0 \times \Lambda_S$	$3,5 \times \Lambda_S$	$3,8 \times \Lambda_S$
Erreur « statistique »	39,3	38,1	37,4	37,1
Bruit de fond neutre	6,4	7,5	8,9	9,8
Bruit de fond chargé	19,8	19,8	19,8	19,8
Effet du déclenchement	9,5	9,8	9,1	8,5
Correction d'acceptance	21,7	26,1	29,6	32,9
Variation de R par rapport à l'analyse standard (col. 3)	$-1,5$ $\pm 4,3$	$+0,3$ $\pm 2,7$	—	$+0,5$ $\pm 1,7$

TAB. 6.1 – Résultats obtenus en faisant varier la largeur de la zone fiducielle. Tous les nombres sont en unité de 10^{-4} . L'erreur dite statistique contient certaines incertitudes systématiques liées à la statistique d'échantillon de contrôle (efficacité de déclenchement, acceptance et bruits de fond).

Le résultat varie par moins que $2 \cdot 10^{-4}$. L'incertitude statistique non corrélée des deux résultats est portée à la dernière ligne du tableau et les variations observées sont compatibles avec zéro. Le résultat ne dépend ainsi pas de la largeur de la zone de désintégration choisie pour l'analyse, ce qui constitue une vérification *a posteriori* de la méthode de pondération et de la correction d'acceptance.

6.2.3 Critères de sélection $\pi^+\pi^-$

Pour tester la procédure d'extraction du signal $\pi^+\pi^-$ et de soustraction des bruits de fond résiduels, on peut faire varier les critères de sélection que nous avons vu au chapitre 3.1. Les paragraphes suivants envisagent certaines de ces variations, que résume le tableau 6.2.

Impulsion transverse

En changeant la coupure sur l'impulsion transverse, on s'attend à modifier la proportion de bruit de fond contenue dans l'échantillon d'événements $\pi^+\pi^-$ sélectionnés. C'est ce que l'on observe dans le tableau 3.1.

L'analyse standard ($\tilde{p}_\perp^2 < 200 \text{ (MeV/c)}^2$) nous a donné une proportion de bruit de fond de 2 pour mille. Une coupure deux fois plus large ($\tilde{p}_\perp^2 < 400 \text{ (MeV/c)}^2$) double le bruit de fond (4,3 pour mille). Une coupure plus stricte ($\tilde{p}_\perp^2 < 150 \text{ (MeV/c)}^2$) fournit un bruit de fond plus faible : 1,4 pour mille.

La valeur de R obtenue dans ces deux cas ne diffère pas par plus de 10^{-4} de la valeur nominale, ce qui tend à montrer que la mesure du bruit de fond est correctement effectuée.

Rayon dans les chambres à dérive

La coupure sur la distance entre le centre du faisceau et les points d'impact dans les chambres à dérive a un effet important sur l'efficacité des systèmes de déclenchement et sur la correction d'acceptance. Dans l'analyse standard, il est requis que les traces soient à plus de 12 cm du centre.

Dans le tableau 3.1, le critère a été étendu à 15 cm. La frontière d'acceptance est alors plus longue à un endroit où la différence d'illumination des produits de désintégration K_S et K_L est significative : une importante différence d'acceptance est créée, correspondant à une correction sur R d'environ sept pour mille. Le double rapport ainsi corrigé diffère du double rapport de l'analyse standard par $(-5, 1 \pm 4, 5) \cdot 10^{-4}$ ce qui représente une variation non significative.

Rappelons également qu'une incertitude systématique de $5 \cdot 10^{-4}$ a été associée à la correction d'acceptance, pour rendre compte d'éventuelles différences entre les paramètres des faisceaux utilisés dans le programme de simulation et ceux des données réelles.

Coupeure des électrons

Pour éliminer les désintégrations $\pi e \nu$ du faisceau K_L , nous avons demandé qu'aucune des deux traces ne dépose plus de 80 % de son énergie (mesurée par le spectromètre) dans le calorimètre électromagnétique. En repoussant ce critère à 90 %, le bruit de fond passe de $19,8 \cdot 10^{-4}$ à $33,9 \cdot 10^{-4}$ et la mesure de R ne varie pas de manière significative.

Quantité Critère	\bar{p}_\perp^2 (MeV/c) ²		Rayon < 15 cm	E/P < 0,9	Analyse standard
	< 150	< 400			
Bruit de fond chargé	14,1	43,1	19,6	33,9	19,8
Effet du déclenchement	+ 9,4	+ 5,3	+ 11,4	+ 13,9	+ 9,1
Correction d'acceptance	+29,7	+ 29,7	+ 69,1	+ 29,5	+ 29,6
Variation de R par rapport à l'analyse standard	+ 0,6 $\pm 1,2$	+ 0,7 $\pm 1,5$	- 5,1 $\pm 4,5$	+ 3,9 $\pm 5,1$	— —

TAB. 6.2 – Résultats obtenus en faisant varier certains critères de sélection des événements $\pi^+\pi^-$. Tous les nombres sont en unité de 10^{-4} .

Ouverture des traces

Plutôt que de varier les coupures, on peut envisager de séparer les événements $\pi^+\pi^-$ en deux lots distincts.

Deux échantillons de taille comparable et aux propriétés différentes sont fournis par un critère topologique : on considère d'une part les événements dont l'angle de la paire $\pi^+\pi^-$ s'ouvre dans le champ magnétique du spectromètre, et d'autre part ceux dont l'angle se ferme. Pour une orientation du champ magnétique donné, cette séparation revient à la comparaison de la position du pion positif par rapport au pion négatif, le long de l'axe horizontal x .

Ces deux types d'événements n'ont pas les mêmes acceptances et n'illuminent pas les détecteurs de la même manière. On s'attend donc à ce que les bruits de fond, la correction d'acceptance et les effets de déclenchement soient éventuellement différents sur les deux lots. Le tableau 6.3 résume ces variations.

- La proportion de bruit de fond ne diffère que par $0,6 \cdot 10^{-4}$.
- La correction de l'effet de déclenchement est relativement différente entre les deux lots. Néanmoins, cette différence de $(33 \pm 40) \cdot 10^{-4}$ est compatible avec zéro et on ne peut pas conclure que l'effet est réel.

Topologie des traces	ouvertes	fermées
Bruit de fond $\pi^+\pi^-$	19,3	19,9
Effet du déclenchement	$+24,1 \pm 28,7$	$-9,1 \pm 27,3$
Correction d'acceptance	$+11,5 \pm 12,4$	$+43,6 \pm 12,7$
Différence ΔR	$76,4 \pm 52,5$	

TAB. 6.3 – Résultats obtenus en distinguant les événements $\pi^+\pi^-$ dont l'angle s'ouvre ou se ferme dans le champ magnétique du spectromètre.

- En revanche, la correction d'acceptance est significativement différente. L'incertitude donnée au tableau 6.3 contient l'incertitude sur les lots d'événements $\pi^0\pi^0$, totalement corrélée entre les deux mesures. La correction est plus forte pour les événements dont les traces se ferment car la probabilité qu'elles sortent de l'acceptance après l'aimant est plus grande que pour les événements aux traces ouvertes. Puisque l'illumination des premières chambres par les deux faisceaux n'est pas identique, ceci engendre une importante différence d'acceptance.

Les résultats corrigés obtenus diffèrent de $(76,4 \pm 52,5) \cdot 10^{-4}$, où l'erreur correspond à l'incertitude non-corrélée des deux échantillons, c'est-à-dire aux événements $\pi^+\pi^-$. L'ampleur de la variation est importante mais reste non significative.

Les nombres d'événements $\pi^+\pi^-$ collectés en 1997 sont environ deux fois supérieurs aux nombres d'événements $\pi^0\pi^0$. Malheureusement, l'efficacité du déclenchement amène l'incertitude statistique liée au mode $\pi^+\pi^-$ au même niveau que celle du mode $\pi^0\pi^0$, ce qui limite le pouvoir statistique de cet exercice. Il aura en revanche un intérêt accru sur les données acquises en 1998 et 1999, dans lesquels le rapport des événements $\pi^+\pi^-/\pi^0\pi^0$ vaut environ quatre — le facteur 2 de présélection des déclenchements $\pi^+\pi^-$ a pu être ôté grâce à une amélioration des systèmes de déclenchement et d'acquisition — et pour lesquels l'incertitude liée au déclenchement a été améliorée.

6.2.4 Critères de sélection $\pi^0\pi^0$

De même que nous avons fait varier les critères de sélection des événements $\pi^+\pi^-$, on peut modifier ceux des événements $\pi^0\pi^0$ qui ont été décrits au paragraphe 3.2.2.

Variation du bruit de fond

La quantité $R_{ellipse}$, qui a été définie page 90 est une variable de χ^2 qui nous permet de distinguer le bruit de fond $3\pi^0$ du signal $2\pi^0$. En modifiant ce critère de sélection, on change naturellement la proportion de bruit de fond que l'on doit soustraire du lot des $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0$. Le critère standard ($R_{ellipse} < 1,5$) donne un bruit de fond de $8,9 \cdot 10^{-4}$, alors qu'un critère plus sévère ($R_{ellipse} < 1,0$) donne $6,0 \cdot 10^{-4}$ et un critère plus lâche ($R_{ellipse} < 3,0$) donne $17,6 \cdot 10^{-4}$.

Le tableau 6.4 donne les variations du double rapport R , inférieures à $2 \cdot 10^{-4}$ et compatibles avec zéro.

Rayon dans le calorimètre

Dans l'analyse standard, on requiert que les centres des gerbes électromagnétiques qui participent à un événement $\pi^0\pi^0$ soit à plus de 15 cm de l'axe des faisceaux, c'est-à-dire à plus que 5 cm du tube à vide, pour éviter que trop d'énergie soit perdue dans le tube à vide. Dans le tableau 6.4, on a porté ce critère à 17,5 et 20 cm. La correction d'acceptance augmente légèrement

et les variations du double rapport R sont compatibles avec zéro.

Quantité Critère	$R_{ellipse}$ < 1,0	$R_{ellipse}$ < 3,0	Rayon < 17,5 cm	Rayon < 20,0 cm	Analyse standard
Bruit de fond $\pi^0\pi^0$	6,0	17,6	8,0	6,9	8,9
Correction d'acceptance	29,4	31,5	+ 34,7	+ 38,8	+ 29,6
Variation de R par rapport à l'analyse standard	+ 0,8 $\pm 3,5$	- 1,7 $\pm 2,7$	+ 4,5 $\pm 8,9$	+ 7,7 $\pm 14,0$	— —

TAB. 6.4 – Résultats obtenus en faisant varier certains critères de sélection des événements $\pi^0\pi^0$. Tous les nombres sont en unité de 10^{-4} .

6.2.5 Différence d'acceptance

Le propos de ce paragraphe est d'étudier la stabilité du résultat en fonction de la correction d'acceptance. Nous avons déjà vu dans les études des paragraphes précédents que la correction d'acceptance varie avec certains des critères de sélection, comme la largeur de la zone fiducielle considérée et la coupure sur le rayon d'impact des traces dans le spectromètre. Les valeurs de R obtenues en modifiant ces critères sont compatibles avec la valeur de l'analyse standard.

Asymétrie des impulsions

La correction d'acceptance provient essentiellement de la différence d'illumination du spectromètre par les pions chargés. Nous avons vu au paragraphe 3.1.3 qu'une coupure sur l'asymétrie Asp des impulsions des pions permet de rendre ces illuminations plus similaires entre K_S et K_L . Un critère de sélection dépendant de l'énergie a été défini pour l'analyse standard : $Asp < 0,62$ et $Asp < 1,08 - 0,52 \times E/100$ GeV. Dans le tableau 6.5, deux autres cas sont envisagés :

- N'appliquer aucun critère sur l'asymétrie des impulsions.
- Appliquer une coupure plus sévère $Asp < 0,2$ indépendante de l'énergie.

Dans les deux cas, la correction d'acceptance diminue. Ce résultat peut paraître surprenant puisque le critère a justement été choisi pour diminuer les différences d'acceptance. L'intérêt de la coupure en Asp réside dans le fait que des événements *de cinématique identique* soient acceptés ou rejetés dans les deux faisceaux, de façon à diminuer la sensibilité de la correction à la description des faisceaux. L'erreur systématique de $5 \cdot 10^{-4}$ que nous avons évaluée pour traduire cet effet a précisément été calculée pour des événements soumis au critère standard de sélection sur l'asymétrie des impulsions.

Dans le cas où on n'applique pas ce critère, la correction d'acceptance diminue parce que les nombres d'événements K_S et K_L perdus se rapprochent de manière fortuite, sans qu'ils soient nécessairement des événements de même cinématique.

Les résultats obtenus pour le double rapport R , corrigés des effets d'acceptance sont compatibles avec le résultat de l'analyse standard.

Dans les paragraphes précédents, nous avons envisagé des variations du double rapport R liées aux différences géométriques qui peuvent exister entre les différents types d'événements. Le prochain paragraphe traite d'éventuelles différences temporelles.

Analyse	Standard	$ Asp < 1,0$	$ Asp < 0,2$
Erreur « statistique »	37,4	35,1	48,5
Bruit de fond chargé	20,1	19,8	19,8
Effet du déclenchement	+ 9,1	+ 10,9	+ 9,1
Correction d'acceptance	+ 29,6	+ 16,6	+ 6,2
Variation de R par rapport à l'analyse standard (col. 1)	—	- 1,3	+ 45,2
	—	$\pm 12,8$	$\pm 30,8$

TAB. 6.5 – Résultats obtenus en faisant varier le critère d'asymétrie des traces. Tous les nombres sont en unité de 10^{-4} . L'erreur dite statistique contient certaines incertitudes systématiques liées à la statistique de certains échantillons de contrôle (efficacité de déclenchement, acceptance et bruits de fond).

6.3 Stabilité en fonction de l'intensité

Un des points clefs de l'expérience NA48 est d'acquérir les quatre modes simultanément. J'ai déjà évoqué à plusieurs reprises — par exemple au paragraphe 4.5 sur les petites inefficacités de déclenchement — le fait que le rapport d'intensité K_S/K_L admet de légères variations en fonction du temps. Des variations ont été mises en évidence sur plusieurs échelles temporelles :

- Au fil des jours de la prise de données, les intensités de K_S et/ou de K_L varient du fait de modifications opérées dans la production des faisceaux. Le rapport K_S/K_L change en particulier au milieu de la campagne de 1997, passant de 1,8 à 2,0 en moyenne.
- Il varie également au cours du déversement des paquets de protons, qui dure 2,4 s.
- Des structures sont également mises en évidence dans les faisceaux :
 - Le réseau électrique de 50 Hz.
 - La fréquence de rotation des protons dans le SPS : 43 kHz.
 - La fréquence des cavités accélératrices du SPS : 200 MHz.

Le propos de ce paragraphe est de vérifier que la mesure de $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$ ne dépend pas de ces variations d'intensité, et de proposer une méthode pour s'affranchir de ces variations.

6.3.1 Variations temporelles

Une première méthode pour vérifier la stabilité du résultat en fonction du rapport d'intensités et de le mesurer en fonction des variables dont on dispose et dans lesquelles le rapport K_S/K_L n'est pas constant.

Stabilité hebdomadaire

La figure 6.3 représente la valeur du double rapport R en faisant un découpage hebdomadaire¹ de la campagne de prise de données. Les mesures sont compatibles entre elles. Leur χ^2 par degré de liberté est de 9,8/6, ce qui correspond à une probabilité de 10 %.

Ce type d'étude ne constitue qu'une vérification puisque les périodes où un élément de l'expérience est jugé déficient ont été *a priori* éliminées de l'échantillon final, et ce par des études indépendantes du résultat obtenu. La stabilité des conditions de l'expérience est en particulier illustrée dans l'annexe A.

¹Un arrêt des faisceaux d'une durée de huit heures était observé toutes les semaines pour diverses interventions techniques. Le découpage de la figure suit ces interruptions.

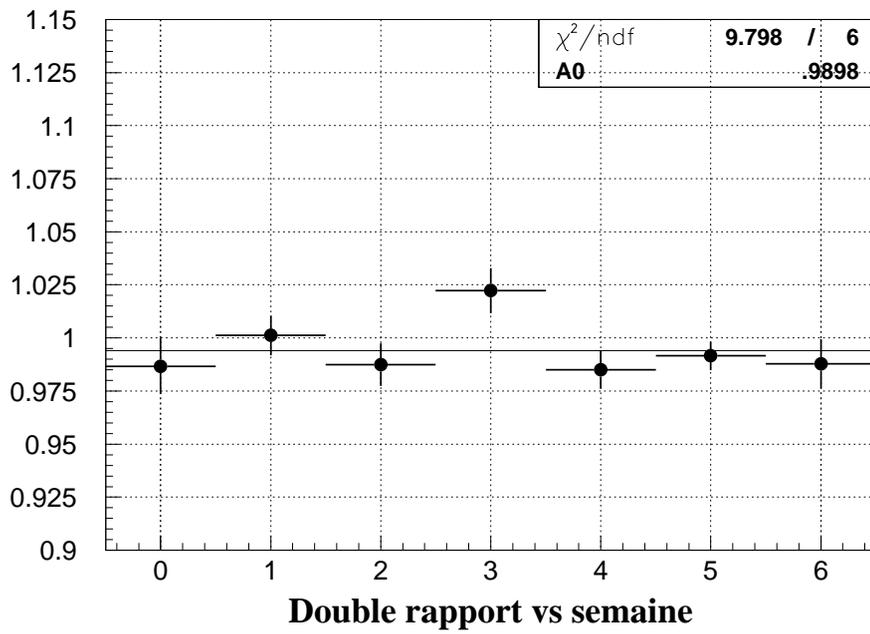
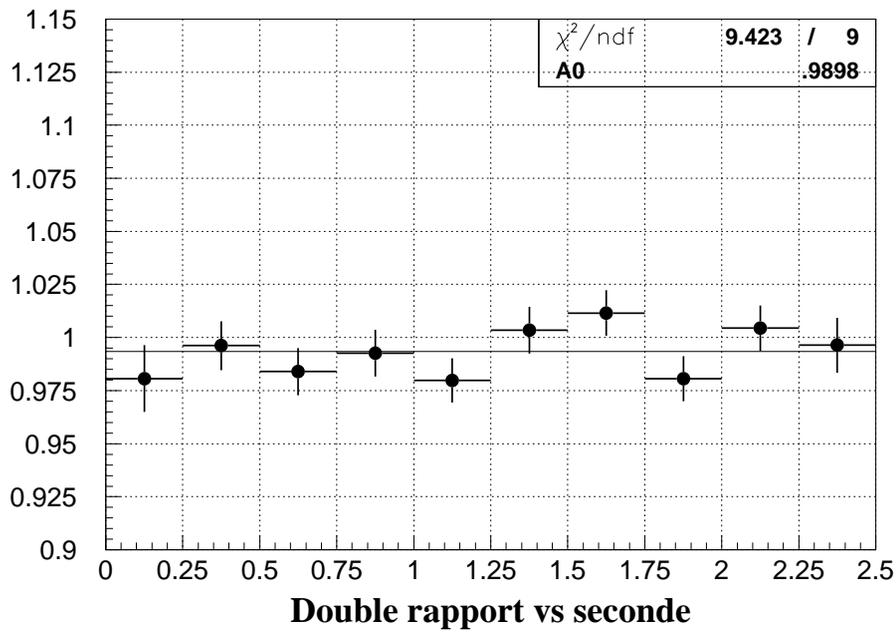
FIG. 6.3 – Mesures du double rapport R en fonction du jour.

FIG. 6.4 – Variation du double rapport en fonction du temps du déversement en secondes.

Stabilité avec le temps du déversement

Une autre échelle temporelle dans laquelle il est aisé d'exhiber des variations du rapport K_S/K_L est le temps de déversement des protons du SPS sur les cibles de NA48.

La figure 6.4 montre les valeurs mesurées du double rapport R , pour un découpage du temps de déversement en tranches d'un quart de seconde. Les mesures sont parfaitement compatibles.

6.3.2 Méthode de pondération des événements K_S

Une autre méthode pour vérifier que la mesure du double rapport n'est pas sensible aux variations d'intensité est de tenter de s'affranchir de ces variations et de vérifier que le résultat obtenu est identique au résultat original. De fait, la mesure n'est sensible qu'aux différences d'intensité entre K_S et K_L . S'il est possible de rendre artificiellement le rapport des intensités K_S/K_L constant, les éventuelles variations des taux de comptage avec l'intensité s'élimineront dans le double rapport.

Le principe de la méthode s'inspire de celui que l'on a utilisé pour tenir compte des variations du rapport K_S/K_L avec la position longitudinale dans la zone de désintégration. De même que l'on simule un rapport d'acceptance K_S/K_L constant, nous allons simuler un rapport d'intensité K_S/K_L par **une méthode de pondération**.

Nous devons donc pondérer des événements de sorte que K_S et K_L représentent les mêmes intensités instantanées. Il y a plusieurs manières d'opérer :

- Pondérer chaque événement K_L par l'intensité instantanée du faisceau K_S , et chaque événement K_S par l'intensité instantanée du faisceau K_L .
- Pondérer les événements K_L par le rapport des intensités instantanées K_S/K_L .
- Ou pondérer les événements K_S par le rapport des intensités instantanées K_L/K_S .

Nous nous concentrerons sur cette dernière possibilité. Puisque les événements K_S sont plus nombreux que les K_L , cette solution est la meilleure en ceci que les pertes statistiques dues à la pondération sont les plus petites².

La technique

On procède de la même façon que pour la pondération par le temps de vie. Tous les événements K_S intervenant dans l'analyse sont pondérés. Les incertitudes \sqrt{N} sont remplacées par la dispersion des poids $\sqrt{\sum_i P_i^2}$.

Pour calculer l'**efficacité des systèmes de déclenchement** pour les événements K_S , on utilise un échantillon d'événements de contrôle pondérés, de sorte que l'efficacité utilisée soit mesurée dans les conditions d'intensité des événements du déclenchement principal.

Il existe toutefois une différence notable avec la pondération par le temps de vie. Autant la **probabilité d'étiquetage** ne dépend pas de la position des désintégrations dans notre zone fiducielle, autant elle dépend de l'intensité instantanée du faisceau K_S et *a fortiori* du rapport des intensités K_L/K_S . Reprenons les équations 5.14 qui permettent de calculer les nombres d'événements réels en fonction des nombres d'événements étiquetés, et de corriger ainsi les erreurs d'étiquetage. En négligeant l'inefficacité de l'étiquetage (ce que l'on ne fera pas dans la pratique), ces équations s'écrivent :

²Dans le cas de la pondération par les durées de vie, il est plus intéressant de pondérer les événements K_L car la distribution du temps de vie des K_S présente une variation beaucoup plus forte, ce qui n'est pas le cas avec les intensités.

$$\begin{aligned} N_S &= N_S^{eti q} - \frac{\alpha_{LS}}{1 - \alpha_{LS}} N_L^{eti q} \\ P_L &= \frac{P_L^{eti q}}{1 - \alpha_{LS}} \end{aligned} \quad (6.5)$$

où les nombres N correspondent à un comptage simple, et les nombres P sont la somme des poids appliqués aux événements, dépendant de leur temps de vie. Ces équations s'écrivent indépendamment pour des événements $\pi^+\pi^-$ et $\pi^0\pi^0$. Dans la méthode de pondération des événements K_S , la première ligne des équations ci-dessus est remplacée par :

$$P'_S = P'_S)^{eti q} - \frac{\alpha'_{LS}}{1 - \alpha'_{LS}} P'_L)^{eti q} \quad (6.6)$$

où α'_{LS} est une nouvelle probabilité d'étiquetage accidentel, et où les P' sont des nombres d'événements K_S ou K_L pondérés par le rapport des intensités instantanées.

La **correction d'acceptance** est quant à elle inchangée. Elle est même davantage représentative de l'échantillon pondéré que de l'échantillon original, puisque les lots de K_S et de K_L sont engendrés en quantités égales, pour chaque configuration de la prise de données. Ce type de d'effet est néanmoins totalement négligeable sur la correction d'acceptance.

Reste à trouver un poids représentatif du rapport d'intensité K_L/K_S à appliquer aux événements K_S . Ici encore, plusieurs possibilités s'offrent à nous.

Pondération par des fonctions explicites

De la même façon que, pour corriger les effets d'acceptance, on pondère les événements K_L par une fonction explicite de la position du vertex, on peut ici pondérer les événements K_S par une fonction explicite des variables caractérisant les variations d'intensité.

Nous avons vu que le rapport K_S/K_L varie au cours des 2,4 secondes de déversement des protons, ainsi qu'au cours de la campagne de prise de données. La figure 6.5 propose une paramétrisation de ces variations. Les données ont été divisées en huit lots arbitraires et le rapport des nombres d'événements K_S sur K_L est distribué en fonction du temps du déversement.

Durant les périodes 1 à 4, le rapport des intensités varie au cours du déversement en décroissant d'environ 25 %. Entre les périodes 4 et 5, les réglages des faisceaux ont été ajustés et ces variations ont été réduites. Le rapport moyen K_S/K_L est alors passé de 2,0 à 1,8.

Pour prendre en compte ces variations, on peut pondérer les événements K_S par des fonctions ajustées sur les distributions de la figure 6.5. Le résultat d'ajustement par des polynômes de degré 3 est porté sur chaque graphe. En fait, les fonctions de pondération utilisées sont égales à l'inverse de celles de la figure puisque c'est le rapport K_S/K_L qui y est porté. On les multiplie par un facteur arbitraire de 1,7 pour obtenir des poids inférieurs à 1. Ce facteur n'a qu'un intérêt cosmétique puisqu'il disparaît dans le double rapport, entre événements neutres et chargés.

Le calcul de R obtenu avec cette pondération est porté au tableau 6.6, dans la colonne *Correction 1*. Tous les nombres donnés concernent une variation par rapport à l'analyse non pondérée. Les points importants sont les suivants :

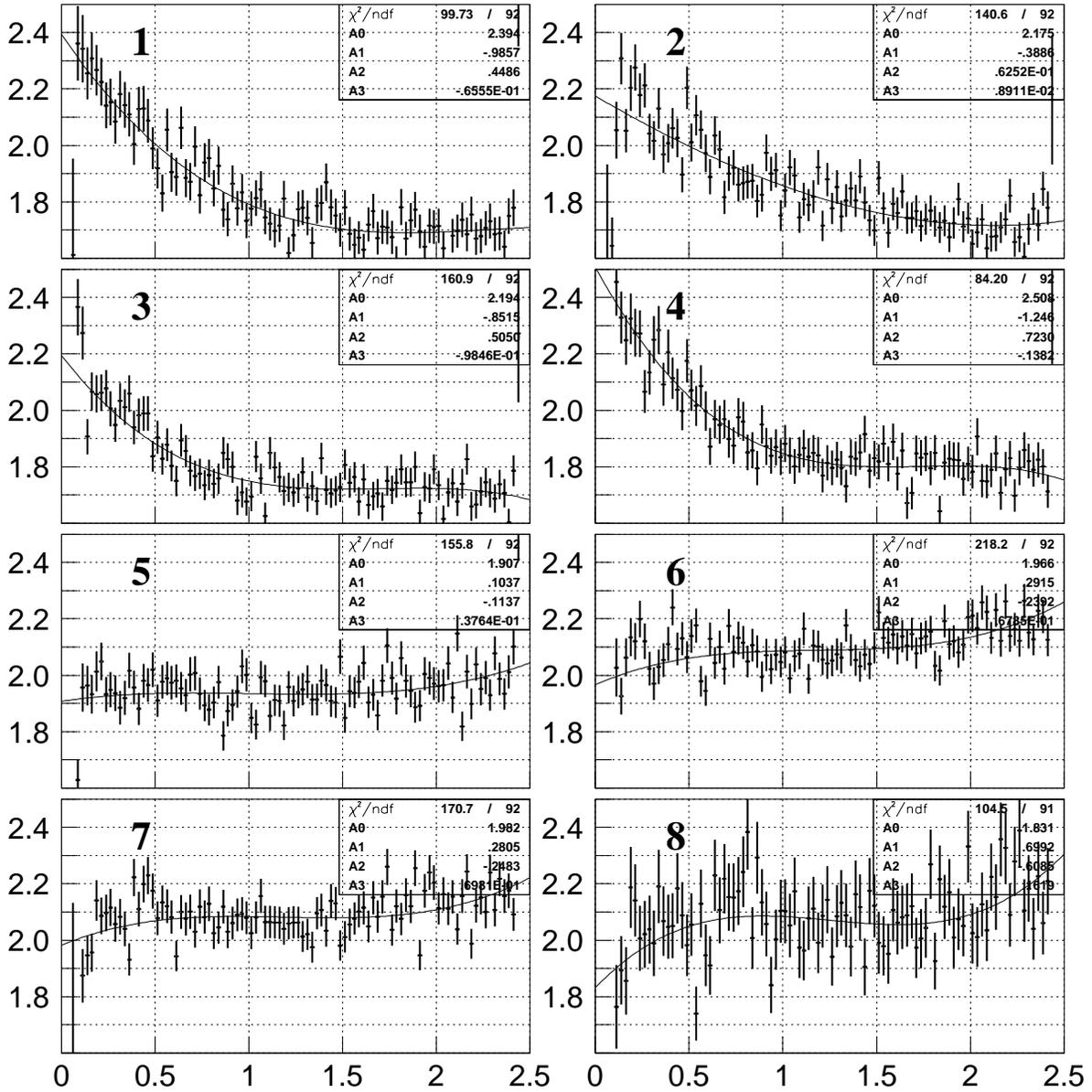


FIG. 6.5 – Rapport des événements K_S/K_L en fonction du temps de déversement des protons (abscisse en seconde) et de la période de la campagne de prise de données (différentes figures).

- L'erreur statistique sur les K_S n'augmente que très peu. La dispersion des poids est petite, puisqu'ils restent entre 0,7 et 1. L'effet sur l'incertitude statistique de R et donc de $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$ est parfaitement négligeable.
- La probabilité d'étiquetage accidentel varie de $-6 \cdot 10^{-4}$.
- Le double rapport « brut », c'est-à-dire corrigé des erreurs d'étiquetage et des bruits de fond, varie par une quantité appréciable : $-19,2 \cdot 10^{-4}$, ce qui montre qu'il existe un effet.
- Cette variation est complètement compensée par la correction des efficacités de déclenchement. Certaines des composantes de ces inefficacités dépendent évidemment de l'intensité. Comme le rapport des intensités K_S/K_L varie également, elles peuvent introduire un biais, que la correction corrige. Cet argument est le même que celui que j'ai utilisé pour étudier les petites inefficacités au paragraphe 4.5. L'effet observé avant correction peut ainsi être

attribué au système de déclenchement.

La compensation démontre deux points importants. D'abord la méthode employée pour absorber les variations d'intensité par une méthode de pondération est cohérente. De plus, la correction des efficacités est parfaitement licite.

- Le résultat incluant toutes les corrections ne varie pas par plus de 10^{-6} , ce qui montre que la mesure n'est pas biaisée par un effet dépendant de l'intensité que l'on aurait négligé.

Variation par rapport à l'analyse standard non pondérée	Correction 1 figure 6.5	Correction 2 figure 6.6
Pertes d'événements K_S	-12,3 %	-12,5 %
Erreur relative K_S	+ 0,35 %	+ 0,36 %
Étiquetage accidentel	-6.10^{-4}	-10.10^{-4}
Double rapport R brut	$-19,2.10^{-4}$	$-18,3.10^{-4}$
Efficacité du déclenchement K_S	$-18,0.10^{-4}$	$-17,1.10^{-4}$
Correction au double rapport	$+19,2.10^{-4}$	$+18,9.10^{-4}$
Double rapport R corrigé	$< 10^{-6}$	$+0,6.10^{-4}$

TAB. 6.6 – Résultat de la méthode de pondération des événements K_S par des fonctions explicites.

Plus précisément, le résultat ne souffre pas d'effet dépendant de l'intensité par l'intermédiaire des variables que l'on a utilisées pour établir nos poids, c'est-à-dire : le temps du déversement et la période de prise de données. Même si les autres variations du rapport d'intensités sont du même ordre de grandeur (10 %, voir encore le paragraphe 4.5), il peut être intéressant de poursuivre l'exercice.

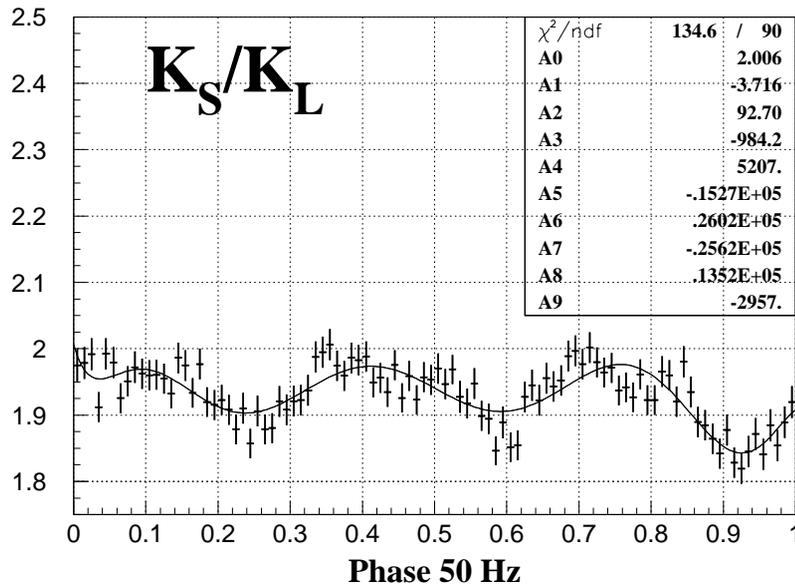


FIG. 6.6 – Rapport des événements K_S/K_L en fonction de la phase par rapport au réseau électrique (50 Hz).

La figure 6.6 montre le rapport K_S/K_L en fonction de la phase par rapport à la fréquence du réseau électrique (50 Hz). Après les variations précédemment évoquées, c'est à cette échelle de temps que l'on observe le plus de variation. Un ajustement polynomial est utilisé pour corriger de nouveau le double rapport et les résultats sont portés dans la colonne *Correction 2* du tableau 6.6. Les conclusions que l'on peut tirer de cette étude complémentaire sont identiques.

Pondération par les mesures des moniteurs d'intensités

La méthode de pondération par des fonctions explicites exposées ci-dessus possède une importante faiblesse. Elle repose sur la connaissance que nous avons des variations d'intensité des deux faisceaux et non sur une mesure de ces intensités. Pour pouvoir appliquer la méthode de pondération de manière idéale, on aimerait disposer de mesures de l'intensité instantanée événement par événement.

Même si une telle mesure n'est pas disponible, on peut calculer des quantités s'en approchant. Dans chaque faisceau, des détecteurs ont été placés pour mesurer leur intensité. Des échelles comptabilisent l'activité observée par ces *moniteurs* et l'intégrale du comptage depuis le début du déversement est enregistrée avec chaque événement.

En effectuant la différence ΔN des intégrales entre deux événements successifs, et en la divisant par leur écart temporel Δt , on dispose d'une estimation de l'intensité instantanée des faisceaux. Pour la campagne de 1997, l'expérience enregistrait environ 15 000 événements par cycle de 2,4 secondes. L'échelle de temps caractéristique des mesures d'intensité obtenues à l'aide des moniteurs est donc de 6 kHz, ce qui permet de rendre compte de toutes les variations que nous avons englobées dans la méthode des fonctions explicites.

La figure 6.7 représente les valeurs de $\Delta N/\Delta t$ obtenues par les deux moniteurs, pour des événements K_S et $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-$ sélectionnés par la position de leur vertex.

On constate que la mesure de l'intensité par le moniteur du faisceau K_L possède deux maxima. Il ne s'agit pas de deux régimes d'intensité différente, mais d'un problème de fonctionnement de l'appareillage. Il n'est alors pas possible d'utiliser ce moniteur pour pondérer l'ensemble des événements K_S par le rapport des intensités K_L/K_S .

Néanmoins, on peut restreindre la mesure au lot de données sur lequel le moniteur fonctionne correctement. Il est alors possible de comparer les résultats obtenus sur ce sous-échantillon pondéré avec celui obtenu sans la méthode de pondération. Les résultats sont consignés dans le tableau 6.7. La valeur de R obtenue ne diffère de la valeur standard que par moins de 10^{-4} .

Les résultats obtenus par les deux méthodes de pondération des événements K_S par le rapport des intensités K_S/K_L sont donc parfaitement compatibles avec le résultat standard. Ce résultat constitue une vérification que la mesure ne dépend pas des variations temporelles.

Variation par rapport à l'analyse standard non pondérée	Correction
« Pertes » d'événements K_S	+14,2 %
Erreur statistique K_S	+11 %
Étiquetage accidentel	$-5,3 \cdot 10^{-4}$
Double rapport R brut	$-7,2 \cdot 10^{-4}$
Efficacité du déclenchement K_S	$-19,6 \cdot 10^{-4}$
Correction au double rapport	$+4,4 \cdot 10^{-4}$
Double rapport R corrigé	$-0,6 \cdot 10^{-4}$

TAB. 6.7 – Résultat de la méthode de pondération des événements K_S par le rapport des moniteurs d'intensité.

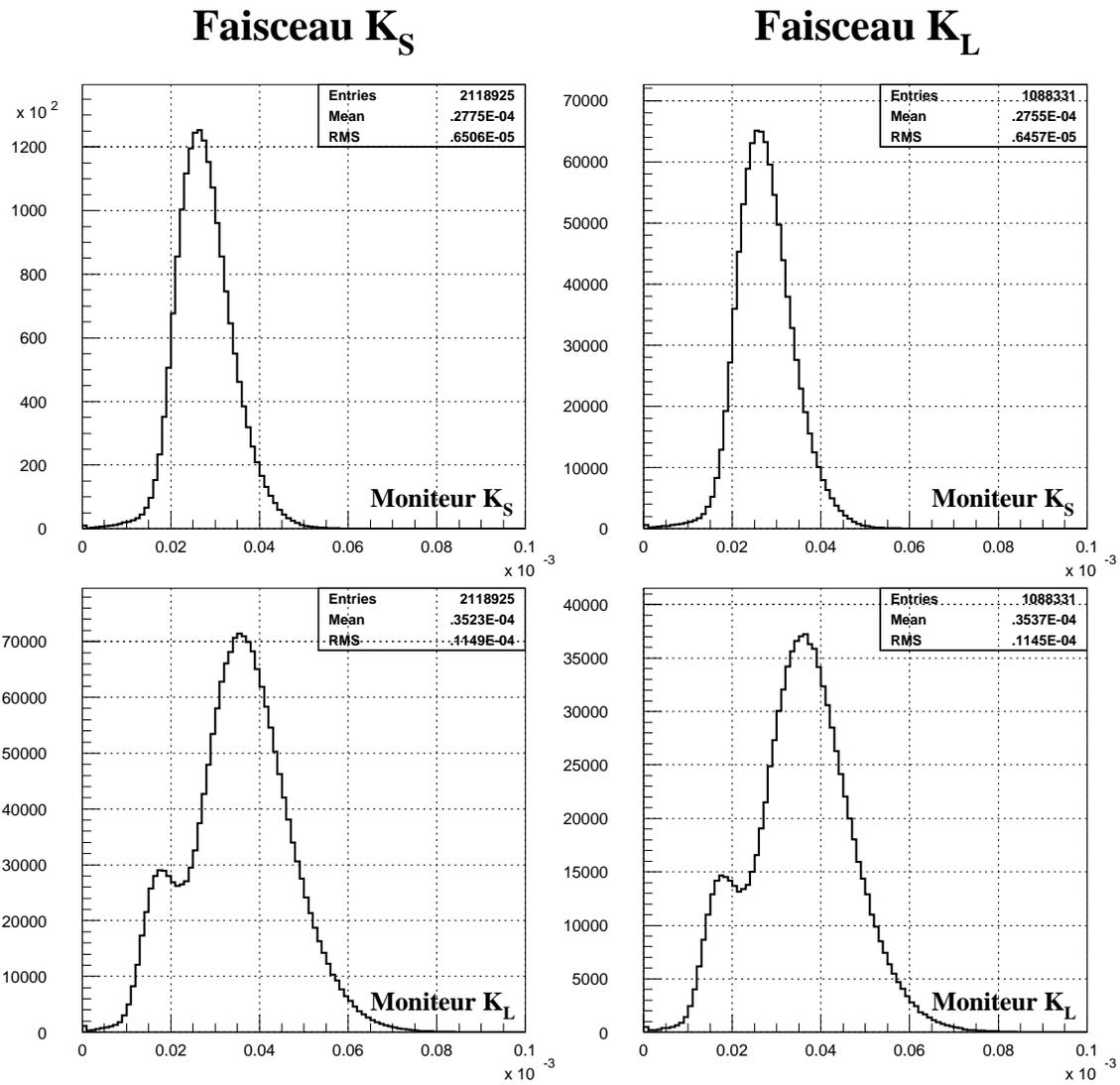


FIG. 6.7 – Distributions des mesures d'intensité instantanée fournies par les moniteurs de faisceaux, pour des événements K_S et $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-$. Unités : nombre d'événements / 25 ns.

L'ensemble des études faites dans ce chapitre nous a permis d'éprouver la stabilité du résultat obtenu en fonction de différentes variables. Dans les paragraphes suivants, nous comparerons ce résultat avec d'autres résultats expérimentaux et avec des estimations théoriques récentes.

6.4 Comparaisons expérimentales

Le résultat présenté par cette thèse est $Re(\varepsilon'/\varepsilon) = (18,5 \pm 7,3).10^{-4}$. À lui seul, il établit la violation directe de \mathcal{CP} avec un degré de confiance de 99 %. Dans ce paragraphe, nous le comparerons aux autres résultats publiés et nous calculerons la moyenne de ces mesures.

6.4.1 Le résultat publié par NA48

En se fondant sur l'échantillon de données acquis en 1997, l'expérience NA48 a publié [65] la mesure suivante du paramètre de violation directe de \mathcal{CP} :

$$Re(\varepsilon'/\varepsilon) = (18,5 \pm 4,5(stat.) \pm 5,8(syst.)).10^{-4} \quad (6.7)$$

Ce résultat concorde exactement avec celui obtenu dans le cadre de cette thèse. Le résultat publié a été obtenu en moyennant les résultats de plusieurs analyses appliquant essentiellement les critères de sélections exposés au chapitre 3.

L'incertitude statistique est ainsi totalement corrélée entre les différentes analyses. Néanmoins, des différences peuvent provenir de la manière d'appliquer les corrections des effets systématiques que j'ai exposés au chapitre 5.

Le choix des fenêtres d'étiquetage utilisées pour calculer $\Delta\alpha$ (par. 5.1.3) ou des régions de contrôle utilisées pour le calcul du bruit de fond (par. 5.2.1), peut par exemple faire varier le résultat de quelques 10^{-4} . C'est ce qui explique les légères différences que l'on peut constater entre ma table d'incertitudes systématiques (tableau 5.6) et celle de la référence [65]. Ces différences sont couvertes par les incertitudes allouées à chaque correction. Les résultats sont ainsi parfaitement compatibles.

6.4.2 Premier résultat de l'expérience KTeV

Le 24 février 1999, l'expérience KTeV que j'ai présentée au paragraphe 1.5.2 a annoncé son premier résultat, basé sur le quart du lot expérimental alors acquis³. Cette mesure, publiée dans la référence [66] et sujet de la thèse de Peter Shawhan [67] donne pour valeur de $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$:

$$Re(\varepsilon'/\varepsilon) = (28,0 \pm 3,0(stat.) \pm 2,8(syst.)).10^{-4} \quad (6.8)$$

L'incertitude systématique a été maîtrisée à un niveau comparable à celle de l'expérience précédente E731. La taille importante du lot de données permet d'obtenir la mesure la plus précise à ce jour du paramètre de violation directe de \mathcal{CP} : $Re(\varepsilon'/\varepsilon) = (28,0 \pm 4,1).10^{-4}$.

Cette valeur élevée se situe à presque sept écarts standards de zéro.

6.4.3 Moyenne mondiale

L'ensemble des résultats publiés de 1987 à ce jour est résumé dans la figure 6.8, en fonction de l'année de publication.

En moyennant les résultats finals des expériences NA31, E731 et les premiers résultats de KTeV et de NA48, on obtient :

$$Re(\varepsilon'/\varepsilon) = (21,8 \pm 2,8).10^{-4} \quad (6.9)$$

³Depuis, l'expérience a encore doublé son échantillon de données.

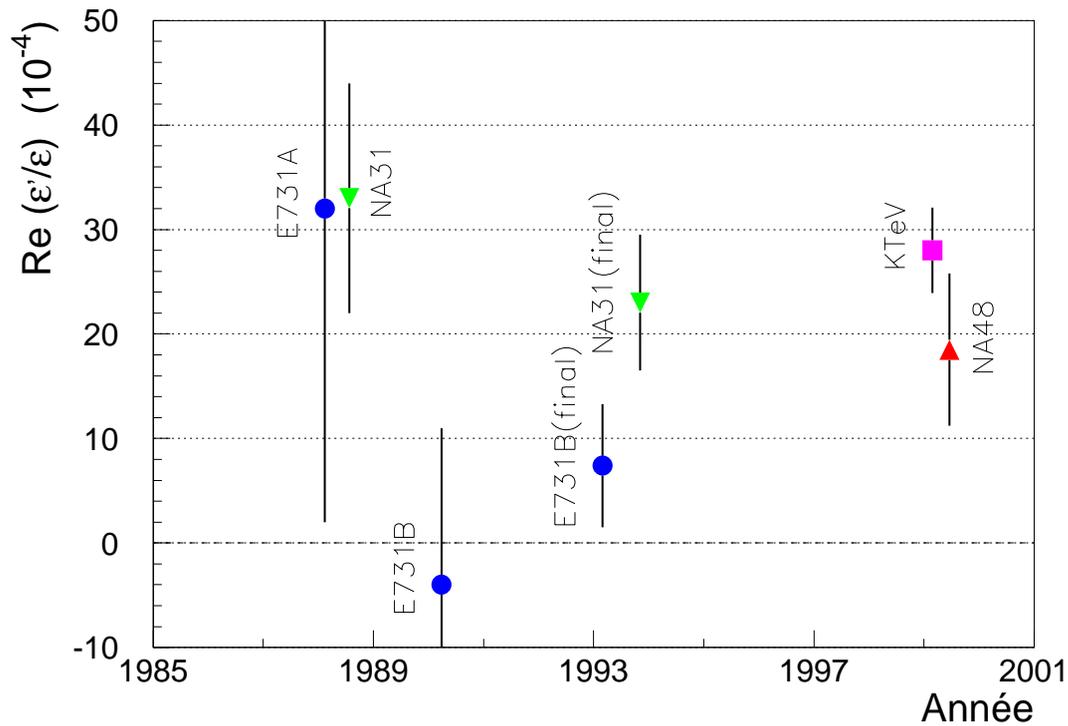


FIG. 6.8 – Résultats expérimentaux publiés depuis 1985.

Le χ^2 de cette moyenne est de 8,4 pour trois degrés de liberté, ce qui ne correspond qu'à une probabilité de 3,8 %. La méthode généralement employée par le *Particle Data Group* pour combiner des résultats expérimentaux en accord marginal est d'augmenter l'erreur globale pour forcer le χ^2 par degré de liberté à valoir une unité. On obtient alors $2,8 \times \sqrt{8,4/3} = 4,6$.

En restant prudent, l'effet observé par l'ensemble des expériences reste donc significatif à 4,7 écarts standards. On peut donc affirmer que **l'existence de la violation directe de \mathcal{CP} est fermement établie**. Son ampleur peut maintenant être comparée aux prédictions théoriques.

6.5 Nouveaux résultats théoriques

Même si l'accord de l'ensemble des expériences est encore marginal, elles semblent favoriser des valeurs plus élevées de $Re(\epsilon'/\epsilon)$ que celles que nous avons vues dans l'introduction théorique de ce travail, au paragraphe 1.4.2. La colonne de gauche du tableau 6.8 rappelle brièvement quelles étaient, avant la publication des résultats de KTeV et de NA48, les estimations publiées de la valeur de $Re(\epsilon'/\epsilon)$ dans le modèle standard.

La plupart de ces résultats ont été raffinés depuis et les nouvelles estimations sont consignées dans la seconde colonne, avec les résultats de deux nouveaux groupes. Quand les estimations ont été pratiquées dans deux conditions distinctes (masse du quark étrange, schéma de renormalisation) les deux résultats sont donnés. L'ensemble de ces prédictions est également résumé sous forme d'un graphique en conclusion de cette thèse (figure 6.9).

Il est fort difficile de dégager une valeur moyenne de toutes ces prédictions, tant les modèles et les approximations utilisés par les différents groupes sont variés. Néanmoins, il semble au vu de l'ensemble des nouveaux résultats du tableau 6.8 que les prédictions du modèle standard restent

Groupe	< 1999	ref.	> 1999	ref.
Rome	$3,1 \pm 2,5$	[26]	$3,1^{+6,7}_{-6,3}$ $4,0^{+6,5}_{-6,1}$	[68]
Munich	$3,6 \pm 3,4$ $10,4 \pm 3,4$	[27]	$7,7^{+6,0}_{-3,5}$ $5,2^{+4,6}_{-2,7}$	[69]
Trieste	17^{+14}_{-10}	[28]	23 ± 6	[70]
Dortmund	$9,9 \pm 4,1$		[1, 5; 31, 6]	[71]
Dubna	—			[72]
Taipei	—		[7; 11] [10; 16]	[73]

TAB. 6.8 – Prédications de $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$ avant et après 1999.

plus basses que les mesures expérimentales.

Sans avoir la prétention d'être exhaustifs, les paragraphes suivants avancent certaines explications pour cet apparent désaccord.

Calcul de B_6 sur réseau

Comme nous l'avons vu au paragraphe 1.4.2, plusieurs techniques peuvent être employées pour estimer les éléments de matrice hadronique. La méthode des calculs de QCD sur réseau est la plus satisfaisante *en principe*. Dans la pratique, elle nécessite une puissance de calcul conséquente et certaines approximations sont nécessaires.

De plus, la valeur du paramètre B_6 (contribution d'un pingouin gluonique) utilisée dans les estimations précédentes était $1,0 \pm 0,2$. Cette valeur, obtenue par un calcul QCD sur réseau n'est plus jugé robuste car des corrections radiatives alors ignorées peuvent considérablement y contribuer. La valeur utilisée dans les nouvelles estimations du groupe de Rome est $1,0 \pm 1,0$, c'est-à-dire la valeur de l'approximation de saturation du vide affublée de 100 % d'erreur.

Cette hypothèse paraît raisonnable car aucun des opérateurs pour lesquels un calcul a été mené ne dévie beaucoup de l'approximation du vide. Néanmoins, il n'existe pas aujourd'hui d'estimation robuste de B_6 par des techniques sur réseau. Beaucoup d'efforts sont faits en ce sens par plusieurs groupes.

Une valeur particulièrement élevée de B_6 permettrait d'obtenir une valeur de $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$ proche de la moyenne expérimentale.

Contribution de l'interaction dans l'état final

Dans la plupart des approches, les effets des interactions dans l'état final ne sont pas calculés, ou du moins pas de façon complète. Dans la référence [74], les auteurs font remarquer qu'une importante contribution de ces effets peut considérablement augmenter la valeur de $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$. Une valeur typique de 7.10^{-4} pourrait atteindre 15.10^{-4} en incluant les interactions dans l'état final.

Même si la valeur quantitative de ce facteur de correction a été critiquée [75], il semble qu'il ne soit pas possible d'exclure une contribution importante de cet effet, permettant d'atteindre les valeurs expérimentales.

Nouvelle physique

Comme nous l'avons vu au paragraphe 1.3.3, il est possible d'obtenir une contribution supersymétrique importante à $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$, et ce en conservant les valeurs expérimentales d'autres observables sensibles aux changements de saveur, telles que ε .

En règle générale, une valeur très différente des prédictions du modèle standard constitue une indication de la présence d'une nouvelle physique, quelle qu'elle soit. En l'occurrence, il est bien sûr impossible de conclure ceci des mesures et des prédictions de $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$. Les calculs de $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$ dans le cadre du modèle standard sont délicats et de nombreuses faiblesses peuvent être suspectées avant de considérer l'éventualité de nouvelles contributions à $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$.

6.6 Conclusion et perspectives

Dans cette thèse, j'ai présenté une première mesure effectuée par l'expérience NA48 du paramètre $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$ de violation directe de \mathcal{CP} :

$$\boxed{Re(\varepsilon'/\varepsilon) = (18,5 \pm 4,5 \text{ (stat.)} \pm 5,7 \text{ (syst.)}) \cdot 10^{-4}} \quad (6.10)$$

Ce résultat, combiné aux mesures des expériences passées et actuelles démontre l'existence de la violation directe de \mathcal{CP} .

Le modèle super-faible que nous avons évoqué au paragraphe 1.3.1 ne peut donc pas être considéré comme seule source de violation de \mathcal{CP} . Depuis la découverte de la troisième famille de quarks, l'hypothèse super-faible était déjà fortement défavorisée, puisque le modèle standard seul est capable d'engendrer la violation de \mathcal{CP} , indirecte comme directe, comme nous l'avons vu au paragraphe 1.3.2.

Néanmoins, la moyenne expérimentale obtenue semble plus élevée que les prédictions réalisées dans le cadre du modèle standard. La figure 6.9 présente un résumé graphique de ces mesures et de ces prédictions. L'ensemble des dernières prédictions théoriques est porté. Deux types de barres d'erreur sont représentés : des barres d'erreur sombres correspondant à un traitement gaussien des incertitudes, et des barres claires correspondant à un balayage de l'espace des paramètres d'entrée.

En considérant ces dernières, on constate que le modèle standard peut fort bien s'accommoder des valeurs expérimentales, dont la moyenne est représentée par une bande horizontale de largeur son incertitude. Cet accord ne semble s'obtenir qu'au travers d'une *conspiration* des différents paramètres entrant dans les calculs de $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$. Une importante contribution du diagramme pingouin représenté par l'opérateur Q_6 semble en particulier nécessaire.

Si une telle conspiration n'existait pas — les progrès des calculs de chromodynamique quantique sur réseau apporteront des éléments de réponse sur ce point dans un avenir plus ou moins proche — des modèles tels que la supersymétrie sont susceptibles d'apporter une contribution significative à $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$ et de justifier les résultats expérimentaux.

Bien entendu, il est pour l'instant impossible de trancher cette question.

Au niveau expérimental, de nouvelles mesures devraient être fournies par les expériences suivantes :

L'expérience KTeV dispose d'un premier lot acquis en 1997 équivalent à quatre fois les données qui ont été publiées. Ce lot est le plus riche disponible aujourd'hui et il devrait permettre

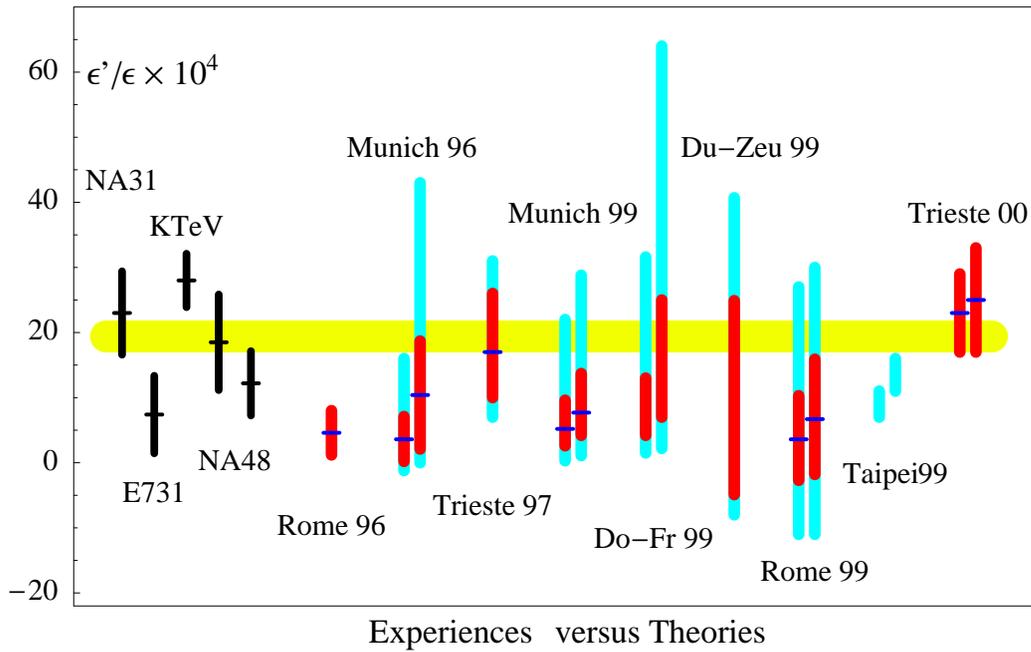


FIG. 6.9 – Résumé des mesures expérimentales et des prédictions théoriques du paramètre $Re(\epsilon'/\epsilon)$.

d'atteindre une précision de $2 \cdot 10^{-4}$ sur $Re(\epsilon'/\epsilon)$. De plus, KTeV possède un second lot acquis en 1999 dont la taille est comparable à celle du premier lot et qui permettra d'améliorer encore la précision.

L'expérience KLOE devrait prochainement acquérir des données permettant une mesure de $Re(\epsilon'/\epsilon)$ par une méthode d'interférométrie de kaons radicalement nouvelle.

L'expérience NA48 dispose quant à elle de deux nouveaux échantillons, acquis en 1998 et 1999 et comprenant respectivement deux et quatre fois plus d'événements que le lot utilisé pour obtenir le résultat de cette thèse.

À l'heure où j'écris ces lignes, l'expérience NA48 a présenté un nouveau résultat [76], basé sur l'échantillon acquis en 1998 :

$$Re(\epsilon'/\epsilon) = (12,2 \pm 2,9(stat.) \pm 4,0(syst.)) \cdot 10^{-4} \quad (6.11)$$

Combiné avec le résultat présenté dans cette thèse, en tenant compte de la – faible – corrélation des incertitudes, le résultat préliminaire de NA48 est :

$$Re(\epsilon'/\epsilon) = (14,0 \pm 4,3) \cdot 10^{-4} \quad (6.12)$$

Ce résultat constitue à lui seul une preuve, à 3,3 écarts standards près de l'existence de la violation de \mathcal{CP} . La précision atteinte est comparable à celle du résultat de KTeV $Re(\epsilon'/\epsilon) = (28,0 \pm 4,1) \cdot 10^{-4}$, et les deux expériences démontrent indépendamment l'existence de la violation directe de \mathcal{CP} . Néanmoins, leur accord est marginal puisqu'elles diffèrent par 2,3 écarts standards. Les analyses des lots finals de ces deux expériences, ainsi qu'une mesure de KLOE avec une méthode différente seront sans doute fort enrichissantes pour notre connaissance de la violation directe de \mathcal{CP} .

Annexes

Annexe A

Base de qualité de données

Cette annexe présente une partie relativement technique de mon travail.

Tout au long de cette thèse, j'ai insisté sur un des principes fondamentaux de notre analyse : les quatre modes doivent être acquis simultanément pour que le flux de chaque faisceau s'élimine dans le rapport $\pi^+\pi^-/\pi^0\pi^0$. Il est donc important de vérifier la stabilité des détecteurs et des systèmes de déclenchement au cours du temps, de manière à s'assurer qu'aucune partie de la prise de données n'est susceptible de produire un double rapport biaisé. Un temps mort d'un des systèmes (chargé OU neutre) durant une période où le rapport des intensités K_S/K_L diffère du rapport moyen de l'ensemble des données introduit par exemple un biais direct sur la mesure. Il s'agit donc de définir un lot de données *propres* sur lequel opérer l'extraction du double rapport R .

Cette opération s'est effectuée en deux étapes :

1. Les équipes responsables des différents systèmes ont étudié leurs performances et signalé les données qu'ils ne considéraient pas comme utilisables pour la mesure de $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$. J'ai pour ma part effectué ce travail pour le système de déclenchement chargé de niveau 2 [59]. L'échelle de temps typique sur laquelle est ici testée la qualité des données est la période d'acquisition ininterrompue (ou *run*).
2. La collaboration a ensuite décidé de se doter d'une **base de données** répertoriant des variables caractéristiques du fonctionnement de l'appareillage. J'ai été chargé de la définition et de la production de cet outil. Deux bases de temps ont été utilisées :
 - Le *run*, pour confirmer et compléter les études précédemment évoquées.
 - Le déversement des protons (ou *burst*) de 2,4 secondes, pour étudier le comportement des détecteurs et surtout des systèmes de déclenchement sur une échelle de temps plus courte. Un *run* comporte typiquement quelques centaines de *bursts*.

Remarque importante : il est souhaitable de définir l'échantillon de données utilisé **avant de conduire l'analyse à son terme**, pour que la décision d'inclure ou d'exclure un lot de données soit indépendante de l'effet que cela a sur le double rapport.

Un exemple : prenons le cas de l'efficacité du système de déclenchement de niveau 2 pour le mode $\pi^+\pi^-$. La figure A.1 représente la variable d'efficacité qui a été implantée dans la base de données, en fonction du numéro de *run*. Seuls 65 *runs* sont représentés, ce qui correspond à une petite partie de la campagne de la prise de données 1997 qui couvre 660 numéros (de 4706 à 5366). Il s'agit de la période la plus pathologique ; on constate en effet que six *runs* ont une efficacité inférieure à 80 % (5072, 5086, 5087, 5097, 5098 et 5105). Ces six *runs* avaient déjà été ôtées de l'échantillon à l'étape 1, et ceci illustre la redondance des deux étapes. Nous verrons plus loin leur complémentarité.

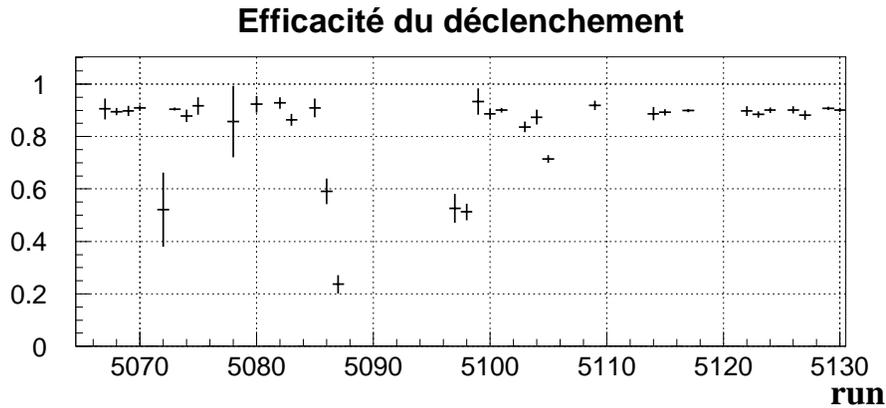


FIG. A.1 – Efficacité du déclenchement de niveau 2, pour une fraction particulièrement pathologique des *runs*.

A.1 À l'échelle du *run*

Dans ce paragraphe, je donne la liste complète des variables qui m'ont paru illustrer la qualité des données à l'échelle du *run* et qui ont été implantées dans la base de données. Quelques exemples de leur stabilité (ou de leur variation) sont également donnés.

A.1.1 Liste des variables

En plus d'informations globales sur le *run* (nombre de *bursts*, nombre de *bursts* déclarés défectueux à la première étape, intensité intégrée, etc.) des quantités physiques sont calculées.

Des critères de sélection très proches¹ des critères standards du chapitre 3 sont appliqués aux événements. Comme il ne s'agit pas ici de calculer $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$, je distingue la provenance d'un événement $\pi^+\pi^-$ par la position verticale du vertex. Pour les événements $\pi^0\pi^0$, la méthode d'étiquetage est normalement utilisée.

Nombres d'événements : cette sélection sert avant tout à comptabiliser les nombres de « bons » événements présents dans chaque *run*. La comparaison de ces quatre nombres permet de localiser des périodes de prise de données très pathologiques, dans lesquelles les événements $\pi^0\pi^0$ ou $\pi^+\pi^-$ sont par exemple complètement absents.

Fonctionnement des détecteurs pour $\pi^+\pi^-$: sur les événements sélectionnés $\pi^+\pi^-$, on teste les performances des détecteurs par les variables suivantes.

- La résolution sur la masse invariante pion-pion pour des événements K_S .
- La valeur moyenne de cette masse invariante (voir plus loin la figure A.4).
- Une « résolution » de la variable d'impulsion transverse, obtenue en ajustant une exponentielle décroissante sur la distribution des événements K_S .
- Un estimateur naïf du bruit de fond, obtenu en divisant le nombre d'événements dont le carré de l'impulsion transverse \vec{p}_\perp est compris entre 400 et 600 $(\text{MeV}/c)^2$, par ceux contenus dans la zone du signal $\pi^+\pi^-$ (entre 0 et 200 $(\text{MeV}/c)^2$) (revoir la figure 3.3).

¹Cette étude a été réalisée, et la base de données produite avant l'établissement définitif des critères de sélection finals.

Dépassement de capacité du système de lecture des chambres : la proportion des données du *run* affectées par cette limitation (telle qu'elle a été définie au paragraphe 3.5.2) est mesurée sur deux types d'événements : de bons candidats $\pi^0\pi^0$ et des événements déclenchés aléatoirement grâce aux moniteurs d'intensité des faisceaux.

Fonctionnement des détecteurs pour $\pi^0\pi^0$: des variables similaires à celles du mode $\pi^+\pi^-$ sont utilisées pour le mode neutre.

- La résolution sur la masse invariante des paires photon-photon contribuant à un événement $K^0 \rightarrow 2\pi^0 \rightarrow 4\gamma$.
- La valeur moyenne de cette masse. Comme l'illustre la figure A.2, cette variable est un exemple de quantité particulièrement stable au cours de la prise de données. Sa moyenne se trouve à un écart négligeable de 30 keV/ c^2 de la valeur du PDG [6].
- La « résolution » de la variable $R_{ellipse}$ obtenue en ajustant une exponentielle décroissante sur sa distribution (que l'on trouve figure 3.10).
- Un estimateur naïf du bruit de fond, obtenu en divisant le nombre d'événements dont $R_{ellipse}$ est compris entre 8 et 12, par ceux compris entre 0 et 4. Du fait des conversions et des désintégrations de Dalitz qui peuplent la région à grand $R_{ellipse}$, cet estimateur n'est sensible qu'à des augmentations fortes du bruit de fond.

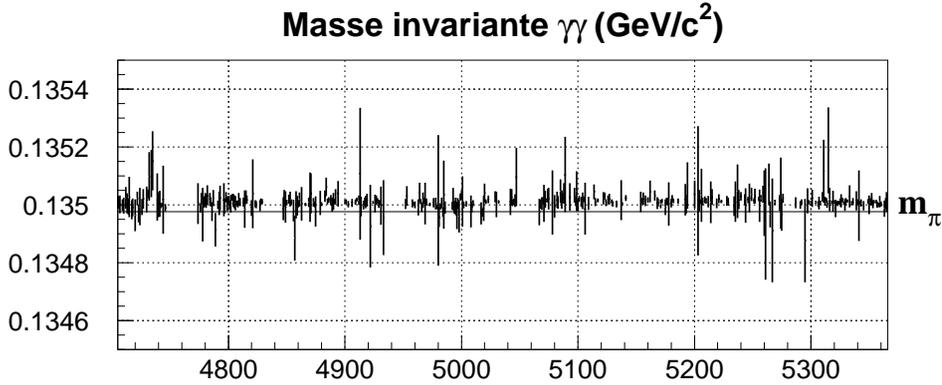


FIG. A.2 – Valeur de la masse invariante photon-photon en fonction du numéro *run*.

Fonctionnement de l'étiquetage : les deux probabilités d'erreurs d'étiquetage sont estimées sur des événements $\pi^+\pi^-$ identifiés par la position de leur vertex, comme nous l'avons vu au paragraphe 3.3. Ces probabilités sont :

- L'inefficacité d'étiquetage, ou le nombre d'événements K_S sans proton en coïncidence dans une fenêtre de ± 2 ns.
- L'étiquetage accidentel, ou le nombre d'événements K_L possédant un proton accidentellement en temps.

Fonctionnement des systèmes de déclenchement : les systèmes de déclenchement sont testés au travers des variables suivantes.

- L'efficacité du système de déclenchement de niveau 2, estimée de la manière exposée au paragraphe 4.2. Nous avons vu un exemple des valeurs obtenues à la figure A.1.
- La proportion du *run* affectée par le temps mort de ce système. Cette proportion est calculée sur les événements $\pi^0\pi^0$ car ils ne sont justement pas affectés par ce temps mort.
- L'efficacité du système de déclenchement pour le mode $\pi^0\pi^0$.

A.1.2 Études et corrections

Variations pathologiques

La plupart de ces variables présente une stabilité remarquable. Seuls quelques *runs* en plus de ceux déjà repérés à l'étape 1 présentent des comportements pathologiques et sont enlevés de l'échantillon final.

Il est à noter que si ces *runs* étaient conservés, les « problèmes » dont ils sont victimes seraient en principe couverts par une des corrections ou incertitudes de l'analyse. Un *run* possédant une forte inefficacité de déclenchement a par exemple fourni son lot d'événement de contrôle et l'efficacité calculée sur l'ensemble des données en tient compte. Il en va de même pour la plupart des problèmes que l'on peut envisager. Néanmoins, puisque ces lots pathologiques sont petits et que le problème n'est pas forcément parfaitement compris, on préfère rejeter de tels *runs* de l'analyse finale.

À titre d'exemple, on a porté sur la figure A.3 la probabilité d'étiquetage accidentel en fonction du *run*. On y aperçoit un *run* pathologique (le *run* 5308 qui frole les 30 %) qui n'avait pas été repéré par le premier examen des performances de la station d'étiquetage. L'établissement de la base de données ainsi qu'un deuxième examen ont permis d'ôter ce *run* de l'échantillon final.

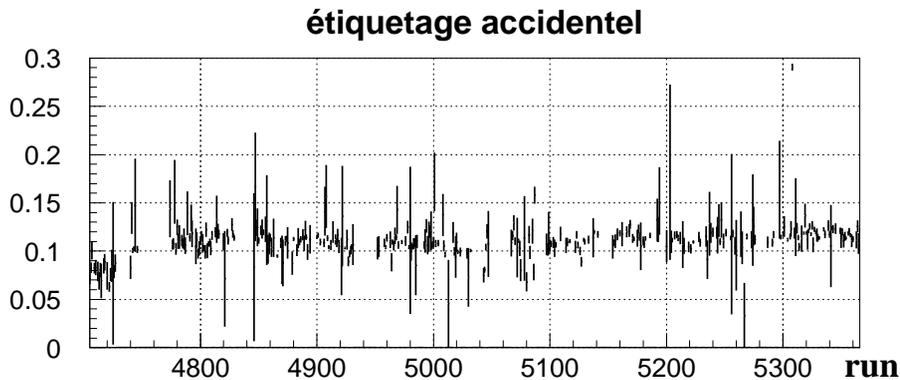


FIG. A.3 – Valeur de la probabilité d'étiquetage accidentel en fonction du numéro *run*.

Variations systématiques et significatives

Une des variables exposées ci-dessus présente toutefois des variations significatives : la valeur moyenne de la masse invariante $\pi^+\pi^-$. On peut en effet distinguer quatre périodes cohérentes dans la prise de données. La figure A.4 du haut montre les valeurs des masses moyennes pour les *runs* se situant autour des frontières entre ces périodes. Au début (période I), la valeur de la masse invariante $\pi\pi$ donne celle du PDG [6], à $100 \text{ keV}/c^2$ près. Pendant les périodes suivantes, elle s'en éloigne d'une quantité allant jusqu'à presque $1 \text{ MeV}/c^2$ dans la période III.

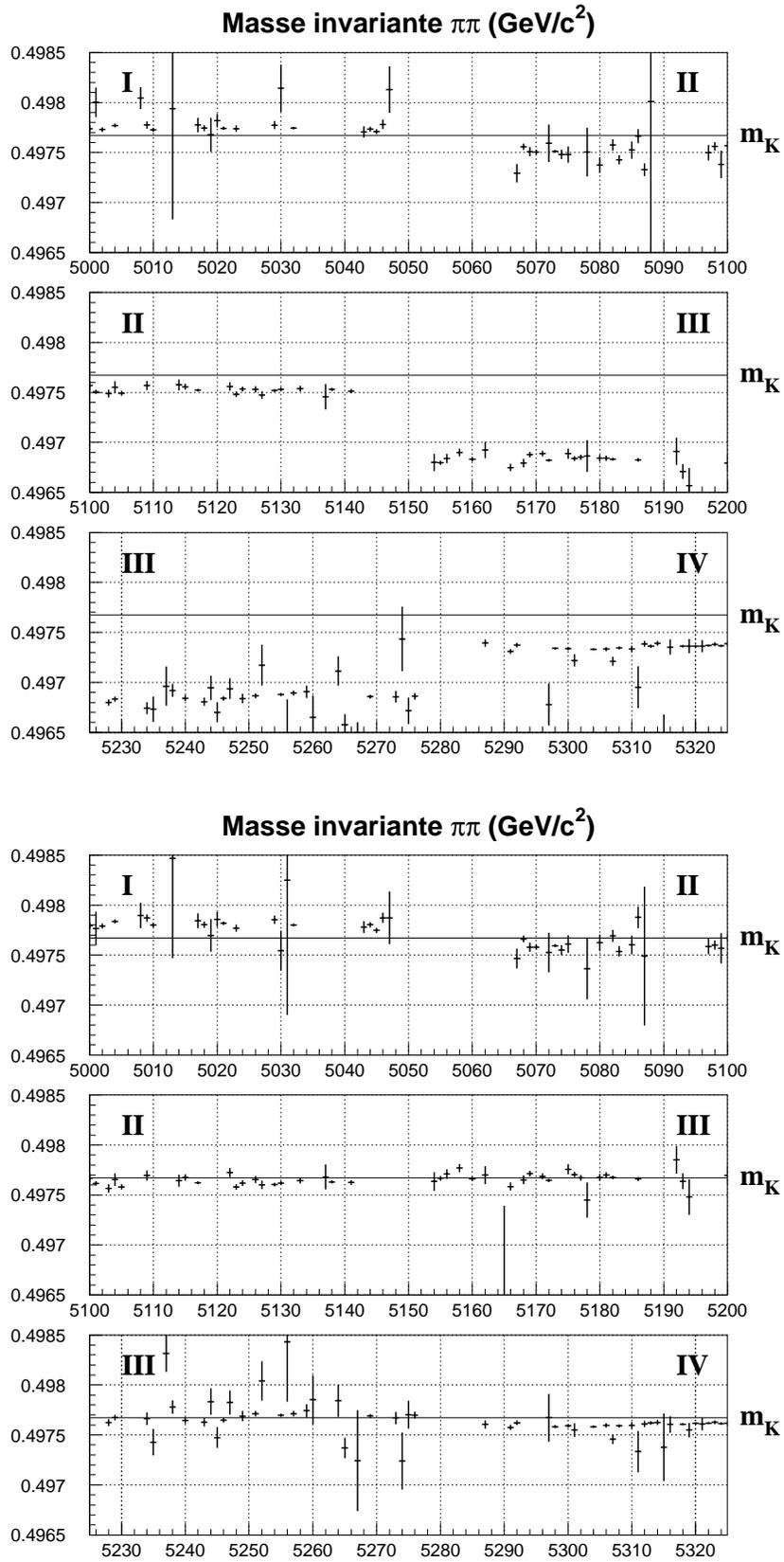


FIG. A.4 – Masse invariante $\pi^+\pi^-$ en fonction du numéro de *run*, autour des changements de période, avant (haut) et après (bas) correction des impulsions.

En vérifiant les cahiers d'expérience, on constate que les limites entre ces périodes correspondent à des moments où le champ magnétique a été éteint et/ou renversé. Or, la valeur moyenne du champ utilisée dans le programme de reconstruction est donnée par une mesure du courant électrique circulant dans l'aimant². Il semble donc que ces variations soient dues à une aimantation permanente apparue lors des changements de champ magnétique. Cette explication suggère que la procédure de désaimantation observée lors des changements était insuffisante.

Néanmoins, ces variations — quelques centaines de keV/c^2 sur la masse du kaon — ne sont pas très élevées et ne justifient pas une reconstruction complète des événements avec une valeur du champ corrigée. Au lieu de cela, j'ai été chargé d'appliquer une correction *a posteriori* aux données reconstruites. Dans chaque période, les impulsions sont modifiées d'une quantité constante $\Delta P/P$ de manière à ce que la masse invariante des événements $\pi^+\pi^-$ concorde de nouveau avec la masse du kaon. L'impulsion de chaque particule est ainsi modifiée et toutes les variables cinématiques sont recalculées avec ces impulsions corrigées.

Les valeurs des variations observées de la masse du kaon, ainsi que la correction appliquée sur les impulsions pour la rétablir sont consignées dans le tableau A.1. La figure A.4 du bas, montre la masse invariante $\pi\pi$ obtenue après correction. Les différences résiduelles sont de l'ordre de $100 \text{ keV}/c^2$.

Période	$m_{\pi\pi} - m_K$ (keV/c^2)	Correction $\Delta P/P$
I	< 100	—
II	~ -200	$+1,5 \cdot 10^{-4}$
III	~ -900	$+24 \cdot 10^{-4}$
IV	~ -300	$+5,0 \cdot 10^{-4}$

TAB. A.1 – Variation et correction du champ magnétique permanent.

A.2 À l'échelle du déversement

La seconde échelle de temps sur laquelle la base de données est établie est la durée du déversement des protons du SPS, soit 2,4 secondes.

A.2.1 Liste des variables

Le nombre d'événements dans un *burst* étant relativement faible, il est impossible d'estimer avec une bonne précision les quantités physiques qui ont été calculées à l'échelle du *run*. En revanche, l'échelle de temps du déversement est une unité sur laquelle il est intéressant de tester les conditions de déclenchement et d'acquisition.

Au total, j'ai implanté dans la base de données près de 60 variables³ par *burst*. Seule une partie de ces variables est décrite ci-dessous, choisie pour le fait que les critères de sélection que l'on applique finalement reposent sur ces variables.

Nombre d'événements aux différentes étapes : on dispose du nombre de candidats $\pi^0\pi^0$ et $\pi^+\pi^-$ à différentes étapes de la procédure de sélection.

²Des valeurs locales précises sont déduites de la mesure de l'intensité du courant et d'une carte de champ détaillée.

³Parmi ces 60 variables, une vingtaine sont calculées grâce à des programmes que m'ont fournis d'autres membres de la collaboration.

- Le résultat des échelles de comptage du superviseur de niveau 2, pour les signaux de déclenchement utilisés pour sélectionner les événements $\pi^+\pi^-$ et $\pi^0\pi^0$, c'est-à-dire les événements qui satisfont *en ligne* aux critères que l'on a vus dans les tableaux 2.3 et 2.2.
- Le nombre d'événements effectivement vus par le programme de reconstruction et de filtrage, dit de déclenchement *de niveau 3*. En principe, ce nombre est égal au précédent, si ce n'est pour des problèmes d'acquisition et de transfert de données.
- Le nombre d'événements qui passent les filtres appliqués aux événements $\pi^+\pi^-$ (voir paragraphe 3.1.4) et $\pi^0\pi^0$ (voir paragraphe 3.2.3). Ces filtres utilisent le résultat de la reconstruction et l'étude de ces nombres peut donc révéler des problèmes liés aux détecteurs ou à l'extraction de leur information.
- Le nombre d'événements $\pi^+\pi^-$ et $\pi^0\pi^0$ répondant aux critères quasi-finaux qui ont également été utilisés à l'échelle du *run*. Ces nombres sont petits à l'échelle du *burst* et ne constituent pas une information statistiquement intéressante.

Premier et dernier événements : en plus d'un simple comptage, on peut tester la répartition des événements dans le *burst*. Pour voir si un des systèmes s'enclenche trop tard ou s'arrête trop tôt, les temps (en unité de 25 ns) du premier et du dernier événement apparaissant dans le *burst* est également stocké, pour les déclenchements $\pi^+\pi^-$ et $\pi^0\pi^0$, *de niveau 3*.

Test des déclenchements de plus bas niveau : si un des deux systèmes de déclenchement principaux semble défectueux (nombre d'événements $\pi^+\pi^-$ ou $\pi^0\pi^0$ trop bas) on peut étudier les variables suivantes pour tâcher de comprendre l'origine du problème.

- Le nombre d'événements *de niveau 3* satisfaisant aux conditions du déclenchement (NUT) pour le contrôle de l'efficacité du déclenchement du mode $\pi^0\pi^0$.
- Le premier et le dernier événement pour ce même signal.
- Le nombre d'événements *de niveau 3*, satisfaisant aux conditions du système de déclenchement de niveau 1 ($\frac{Q_X}{2} \times E_{tot}$) pour le mode $\pi^+\pi^-$.
- Le premier et le dernier événement pour ce même signal.
- Les échelles de comptage des signaux $Q_X/2$ et E_{tot} , pour tester chaque composante du système de déclenchement de niveau 1.
- La fraction du *burst* acquise pendant le temps mort du système de déclenchement chargé de niveau 2 (voir paragraphe 3.5.1), mesurée sur des événements du déclenchement pour $\pi^0\pi^0$.
- Cette même proportion, mesurée sur des événements $\pi^+\pi^-$. En principe, cette quantité doit être nulle, et cette variable est utilisée pour tester le système d'enregistrement des différents signaux (les *Pattern-Units*).

A.2.2 Études et critères de sélection

Ces variables ont permis d'étudier le comportement des systèmes de déclenchement et d'ôter de l'échantillon final des *bursts* pour lesquels ils se sont avérés pathologiques.

Comparaison des déclenchements $\pi^+\pi^-$ et $\pi^0\pi^0$

La figure A.5 représente le nombre d'événements déclenchés pour les modes $\pi^+\pi^-$ (abscisse) et $\pi^0\pi^0$ (ordonnées). Les 120 035 *bursts* qui ont résisté à la première étape de sélection sont

représentés. Ont été exclus les *bursts* pour lesquels l'un ou l'autre des systèmes de déclenchement n'a donné aucun signal. Ces *bursts* correspondant à une situation particulièrement pathologique, on les élimine de l'échantillon final.

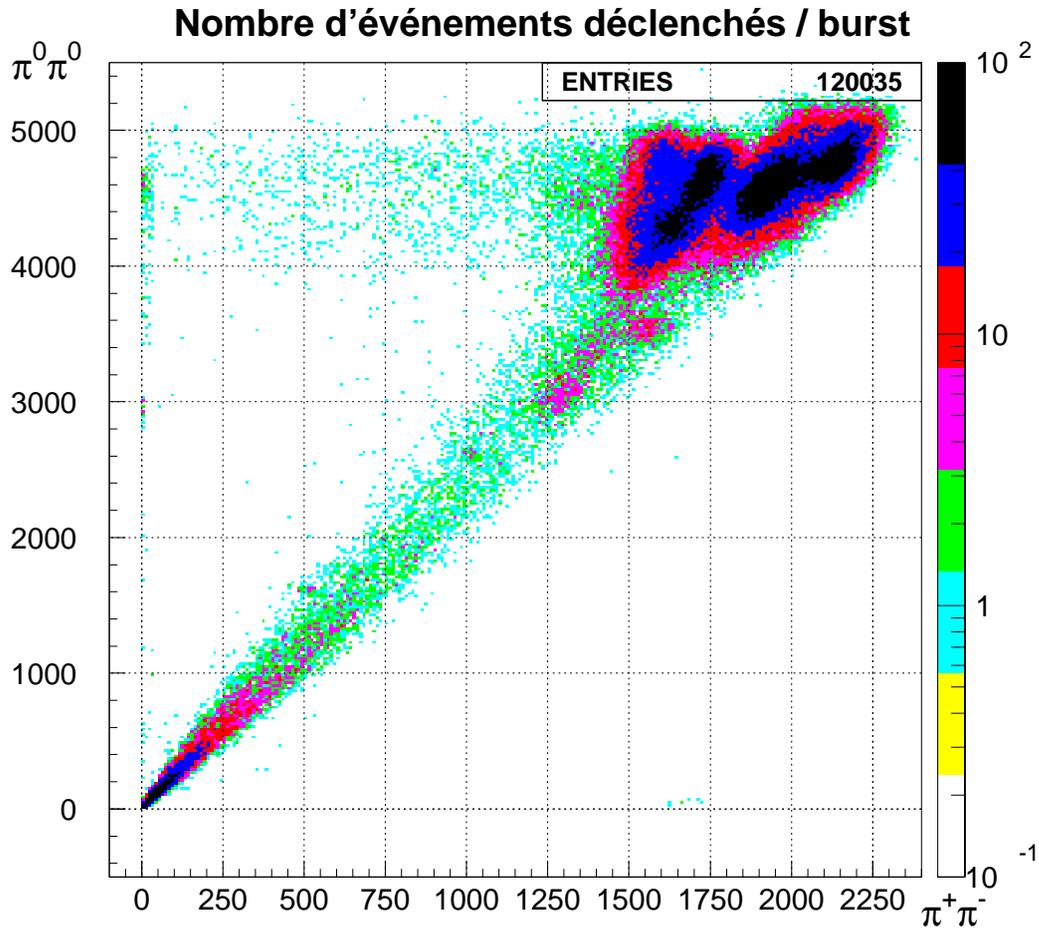


FIG. A.5 – Comparaison des nombres d'événements déclenchés dans chaque *burst* pour le mode $\pi^+\pi^-$ et pour le mode $\pi^0\pi^0$.

Quelques commentaires s'imposent :

- Les deux catégories d'événements sont bien sûr linéairement corrélées, par l'intensité des faisceaux dans le *burst* et par les performances globales du système d'acquisition. On distingue deux catégories principales : les *bursts* pour lesquels très peu d'événements sont acquis — disons moins de 500 $\pi^+\pi^-$ et moins de 1000 $\pi^0\pi^0$ — et les *bursts* « normaux » pour lesquels environ 4500 $\pi^0\pi^0$ sont déclenchés, pour 1500 à 2000 $\pi^+\pi^-$.
- Cette variation du nombre de signaux de déclenchement pour $\pi^+\pi^-$ correspond simplement à un changement des critères de sélection appliqués *en ligne* par le système de niveau 2, les coupures sur le temps de vie et la position longitudinale ayant été modifiées lors de la prise de données. Ce comportement correspond donc à une stratégie de la prise de données et est parfaitement attendu.
- En revanche, une fraction non négligeable des *bursts* manque d'événements $\pi^+\pi^-$ de façon inattendue. Ce point est discuté ci-dessous.
- On remarque également quelques *bursts* pour lesquels aucun déclenchement $\pi^0\pi^0$ n'est

présent. Ces sept *bursts* appartiennent à un même *run* (4921) et sont finalement éliminés de l'échantillon. Ce point de détail illustre une fois de plus l'intérêt de la base de données.

Manque de déclenchement pour $\pi^+\pi^-$

Le fait que certains *bursts* manquent d'événements $\pi^+\pi^-$ peut paraître inquiétant, tant on souhaite que l'acquisition des quatre modes soit simultanée. L'étude des variables de la base de données pour des *bursts* pathologiques est susceptible de nous indiquer de quoi relève ce problème. Certaines sources (temps mort ou dépassement de capacité) ne sont pas dangereuses pour la prise de données, puisque les pertes qu'elles entraînent ont été symétrisées avec les événements $\pi^0\pi^0$ (voir le paragraphe 3.5). D'autres ont donné lieu à de nouveaux critères de sélection. L'ensemble des faits observés et des critères finalement utilisés sont résumés dans l'énumération ci-dessous.

Remarque : il est bien sûr délicat de fixer la frontière entre « bons » et « mauvais » *bursts*. Pour l'étude, on peut se focaliser sur un lot *très pathologique*, comme par exemple les 1115 *bursts* (sur 132 179) qui possèdent moins de 1000 $\pi^+\pi^-$ pour plus de 3500 $\pi^0\pi^0$. Mais pour le rejet des *bursts* pathologiques, on utilisera plutôt d'autres variables que ces deux nombres pour traiter les éventuels problèmes sur l'ensemble de la figure A.5.

Ces études ont mené aux conclusions suivantes :

- Environ 70 % des *bursts* pathologiques sont entachés d'un temps mort du système de niveau 2 important. Cette contribution n'est pas dangereuse car, comme nous l'avons vu au paragraphe 3.5.1, ce temps mort est artificiellement appliqué aux événements $\pi^0\pi^0$.
- Certains *bursts* (environ 10 % des *bursts* pathologiques) ont un taux d'événements $\pi^+\pi^-$ très faible (moins que 50 pour plus de 200 $\pi^0\pi^0$), sans qu'un temps mort important ne soit déclaré. Le système de déclenchement pour $\pi^+\pi^-$ était donc quasi inactif. Ces *bursts* sont éliminés du lot final.
- Le rapport des nombres d'événements de contrôle du déclenchement $\pi^+\pi^-$ de niveau 1 au nombre d'événements $\pi^0\pi^0$ (environ 5000/*burst* dans les deux cas) est beaucoup trop faible pour certains *bursts*. Le système de déclenchement chargé de niveau 1 apparaît donc comme déficient pour quelques *bursts* de la prise de données de 1997. On applique une coupure sur ce rapport, dépendant de la période dans la prise de données. La coupure se doit d'être large pour ne pas biaiser volontairement l'échantillon et on ne l'applique que si le rapport est à plus de cinq déviations standards de sa valeur nominale.
- Si le premier (ou le dernier) événement chargé accepté par le déclenchement de niveau 2 est éloigné par plus de 50 ms du premier (ou du dernier) événement de contrôle, le *burst* est également rejeté.
- Avec l'ensemble de ces considérations, la proportion des *bursts* pathologiques dans l'échantillon a été réduite d'un facteur 20 environ. Il reste une fraction des *bursts* pour lesquelles le nombre d'événements $\pi^+\pi^-$ est trop bas. Cet effet résiduel est associé à une probabilité moyenne de dépassement de capacité de lecture des chambres plus élevée que pour les *bursts* normaux. Les pertes d'événements chargés dues à cet effet sont symétrisées avec les événements $\pi^0\pi^0$ (voir paragraphe 3.5.2) et l'effet résiduel ne biaise donc pas la mesure du double rapport.

Comparaison après filtrage

La figure A.6 montre les nombres d'événements $\pi^+\pi^-$ et $\pi^0\pi^0$ qui passent la première procédure de filtrage, vue aux paragraphes 3.1.4 et 3.2.3. Chacun des deux nombres présentés est

donc un sous-ensemble des nombres de la figure A.5.

Les critères précédemment évoqués ont été appliqués, pour une perte totale de 2520 *bursts*, soit 2 % du nombre de *bursts* total. On constate bien que la queue de distribution correspondant au manque d'événements $\pi^+\pi^-$ précédemment traitée a été fortement réduite (à gauche de la distribution principale).

En revanche, il semble que dans de nombreux *bursts*, trop d'événements satisfont aux coupures du filtre ! Cet effet surprenant est dû au fait que, par prudence, le filtre conserve tout événement déclenché par le système de niveau 2 — événement qui possède donc *en ligne* deux traces correspondant à une topologie $\pi^+\pi^-$ — pour lequel aucune trace n'est reconstruite *a posteriori*. L'information était donc présente *en ligne* et manquante *hors ligne*.

Ce point, constaté à partir de la base de données, a mené à une étude de la procédure de décodage de l'information des chambres. De nouvelles variables ont été incluses dans la base de données et ont permis de rejeter les *bursts* victimes de ce problème (environ 1800).

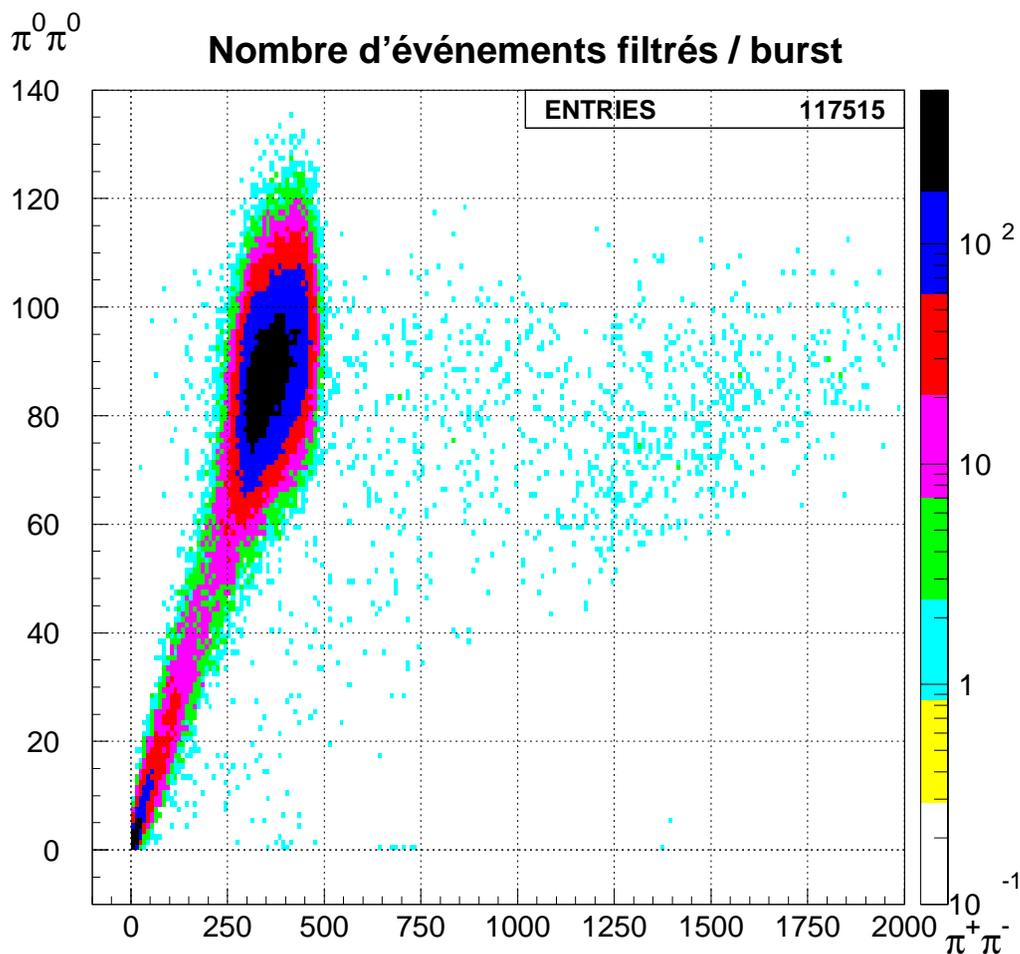


FIG. A.6 – Comparaison des nombres d'événements déclenchés dans chaque *burst* pour le mode $\pi^+\pi^-$ et pour le mode $\pi^0\pi^0$.

L'ensemble de ces critères contribue à ce que la qualité de l'échantillon utilisé soit optimale, et à ce que la mesure de $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$ ne soit pas biaisée.

Annexe B

Estimateur non-biaisé

Cette annexe présente l'estimateur non-biaisé auquel j'ai eu recours pour estimer la moyenne des vingt mesures obtenues dans les différents intervalles d'énergie. Ce travail n'est pas personnel et n'est présenté que pour parfaire la complétude de cette thèse. Une description plus détaillée de la problématique peut être consultée dans la référence [64].

Pour commencer, restreignons-nous au cas simple d'un double rapport de quatre nombres, ce qui correspond à la mesure de R s'il n'y avait aucune correction à appliquer.

Nous disposons donc d'un certain nombre (20 en l'occurrence) de mesures A_i, B_i, C_i et D_i dont on souhaite estimer le double rapport. Notons a_i, b_i, c_i et d_i les variables aléatoires associées à ces quantités. La variable aléatoire $r_i = \frac{a_i \times b_i}{c_i \times d_i}$ n'a pas nécessairement pour espérance le double rapport des espérances $\frac{\alpha_i \times \beta_i}{\gamma_i \times \delta_i}$. Chaque mesure est potentiellement biaisée et ce biais doit être corrigé avant d'effectuer la combinaison des mesures.

Estimateur non biaisé d'une fonction de variables aléatoires

Considérons en effet une fonction F de plusieurs variables aléatoires f_i et développons-la autour des espérances ϕ_i de ces variables, au deuxième ordre en $f_j - \phi_j$:

$$F(f_j) = F(\phi_j) + (f_j - \phi_j) \times \frac{\partial F}{\partial f_j}(\phi_j) + \frac{(f_j - \phi_j)^2}{2} \times \frac{\partial^2 F}{\partial f_j^2}(\phi_j) + o((f_j - \phi_j)^2) \quad (\text{B.1})$$

L'espérance de la variable aléatoire $F(f_j)$ vaut :

$$E(F(f_j)) = F(\phi_j) + \frac{\sigma_j^2}{2} \times \frac{\partial^2 F}{\partial f_j^2}(\phi_j) + o(\sigma_j^2) \quad (\text{B.2})$$

Le terme de premier ordre s'élimine car l'espérance de f_j est précisément ϕ_j . L'écart type de la variable f_j apparaît dans le terme de second ordre : $E[(f_j - \phi_j)^2] = E(f_j^2) - 2 \cdot E(f_j) \cdot \phi_j + \phi_j^2 = E(f_j^2) - \phi_j^2$.

La variable aléatoire $F(f_j)$ ne mesure donc pas exactement la quantité $F(\phi_j)$ que l'on souhaite mesurer. Le biais peut-être estimé par les termes en σ_j^2 . Dans le cas de fonctions linéaires, les dérivées secondes sont nulles et la fonction F est un bon estimateur. Mais dans le cas du double rapport $\frac{a \times b}{c \times d}$, on obtient par exemple un biais dû aux termes du dénominateur de l'ordre de $\sigma_c^2 \frac{a \times b}{c^3 \times d}$ (idem pour d).

On peut obtenir un estimateur G non biaisé — plus exactement dont le biais est d'ordre supérieur à σ^2 — en corrigeant la fonction F par le biais mesuré dans le développement ci-dessus :

$$G(f_j) = \frac{F(f_j)}{1 + \frac{\sigma_j^2}{2 \cdot F(\phi_j)} \times \frac{\partial^2 F}{\partial f_j^2}(\phi_j)} \quad (\text{B.3})$$

Dans la pratique, comme on ne connaît pas les espérances ϕ_i , on utilisera la mesure f_i pour évaluer le dénominateur de G . Cette approximation est d'ordre supérieur et on peut vérifier grâce à une simulation qu'elle reste négligeable.

Combinaison des mesures

L'estimateur G précédemment évoqué est susceptible de fournir une mesure non biaisée de la fonction F pour chaque mesure des variables aléatoires f_i . Dans le cas qui nous intéresse, on souhaite combiner les 20 mesures indépendantes des quatre nombres intervenant dans le double rapport. On applique la formule B.3 à la fonction du double rapport $F = \frac{a \times b}{c \times d}$ pour obtenir 20 mesures r_i non biaisées, ainsi qu'à la fonction de son écart type, obtenue en propageant les erreurs gaussiennes \sqrt{N} pour obtenir les σ_{r_i} .

Il suffit alors de combiner ces mesures non biaisées et indépendantes avec la formule :

$$R = \frac{\sum_i r_i / \sigma_{r_i}^2}{\sum_i 1 / \sigma_{r_i}^2} \quad \frac{1}{\sigma_R} = \sqrt{\sum_i \frac{1}{\sigma_{r_i}^2}} \quad (\text{B.4})$$

En fait, pour simplifier les expressions, on utilise plutôt un estimateur (dit géométrique) du logarithme du double rapport $l_i = \ln(r_i)$ et de son erreur σ_{l_i} . On les combine pour obtenir une mesure non biaisée du logarithme de R , dont on tire une mesure de R :

$$R = \exp \left[\frac{\sum_i l_i / \sigma_{l_i}^2}{\sum_i 1 / \sigma_{l_i}^2} \right] \quad \frac{1}{\sigma_R} = \frac{1}{R} \times \sqrt{\sum_i \frac{1}{\sigma_{l_i}^2}} \quad (\text{B.5})$$

Prise en compte des efficacités de déclenchement

Comme nous l'avons vu au chapitre 4, l'incertitude sur les modes chargés est dominée par l'incertitude sur les mesures d'efficacité du système de déclenchement, qui est comparable à l'incertitude statistique sur les modes neutres. Il est donc nécessaire d'en tenir compte dans l'estimateur non biaisé que l'on utilise. L'ensemble des formules précédentes sont donc finalement appliquées à la fonction :

$$F(a, b, c, d, e, f, g, h) = \frac{a \times b}{c \times d} \times \frac{e}{e + f} \times \frac{g + h}{g} \quad (\text{B.6})$$

Les variables a, b, c, d correspondent aux nombres d'événements des systèmes de déclenchement principaux. Les variables e, f, g, h correspondent aux événements K_S et K_L de l'échantillon de contrôle, acceptés et rejetés par le déclenchement principal.

Les formules obtenues sont de taille considérable et ne seront pas retranscrites ici.

Vérification de la méthode

Cette méthode a été testée en engendrant 4000 expériences virtuelles possédant une statistique comparable au lot de données de 1997. La méthode fonctionne et on peut estimer le biais résiduel en mesurant la valeur moyenne des 4000 résultats obtenus et en la comparant au double rapport engendré (1 en l'occurrence). Cette différence vaut $(2 \pm 5) \cdot 10^{-5}$ pour un découpage en 20 intervalles d'énergie.

Cette procédure a fourni (pour une segmentation en vingt intervalles d'énergie) une correction du double rapport de $2,7 \cdot 10^{-4}$ — soit moins que $0,5 \cdot 10^{-4}$ sur $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$! — que j'ai évoquée à l'équation 6.3.

Bibliographie

- [1] Steven Weinberg. *The quantum theory of fields*. Cambridge University Press, 1995.
- [2] T.D.Lee et C.N.Yang. *Question of Parity Conservation in Weak Interactions*. Phys. Rev., 104, 1956, 254.
- [3] C.S. Wu et al. *Experimental Test of Parity Conservation in Beta Decay*. Phys. Rev., 105, 1957, 1413.
- [4] M.Goldhaber L.Grodzins et A.W.Sunyar. *Helicity of neutrinos*. Phys. Rev., 109, 1958, 1015.
- [5] 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.
- [6] Particle Data Group. *Review of Particle Physics*. Euro. Phys. Jour. C 3, 1998.
- [7] Collaboration KTeV. *Observation of CP violation in $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-e^+e^-$ decays*. hep-ex/9908020, 1999.
- [8] Julien Cogan. *Study of $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-e^+e^-$ in the NA48 experiment*. DAPNIA/SPP 99-07 et KEK-proceedings 99-03, 1999.
- [9] Collaboration CDF. *A measurement of $\sin 2\beta$ from $B \rightarrow J/\psi K_S^0$ with the CDF detector*. FERMILAB-Pub-99/225-E, 1999.
- [10] Kolb et Turner. *The Early Universe*. Addison Wesley, 1993.
- [11] A.D. Sakharov. *Violation of CP invariance; C asymmetry, and baryon asymmetry of the universe*. JETP, 5, 1967, 32-35.
- [12] A.G.Cohen D.B.Kaplan et A.E.Nelson. *Progress in electroweak baryogenesis*. Ann. Rev. Nuc. Part. Sc., 43, 1993, 27-70.
- [13] A. Riotto. *Theories of baryogenesis*. Cours donné à la Summer School in High Energy Physics and Cosmology, hep-ph/9807454, Trieste 1998.
- [14] J. Schwinger. *The Theory of Quantized Fields I*. Phys. Rev., 82, 1951, 914-927.
- [15] Collaboration CPLEAR. *First direct observation of time-reversal non-invariance in the neutral-kaon system*. Phys. Lett. B, 444, 1998, 43-51.
- [16] Robert G. Sachs. *The Physics of Time Reversal*. The University of Chicago Press, 1987.
- [17] L. Wolfenstein. *Violation of CP invariance and the possibility of very weak interaction*. Phys. Rev. Lett., 13, 1964, 562-564.
- [18] N. Cabibbo. *Unitary symmetry and leptonic decays*. Phys. Rev. Lett., 10, 1963, 531-533.
- [19] M. Kobayashi et T. Maskawa. *CP-Violation in the renormalizable theory of weak interaction*. Prog. Theor. Phys., 49, 1973, 652-657.
- [20] 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.

- [21] H.P. Nilles. *Supersymmetry, supergravity and particle physics*. Phys. Rev., 110, 1984.
- [22] Y.Grossman Y.Nir et R.Rattazzi. *CP violation beyond standard model*. hep-ph/9701231 à paraître dans Heavy Flavor II (ed. Buras et Lindner) World Scientific Publishing Co., 1997.
- [23] F. Gabbiani E.Gabrielli A.Maserio et L.Silvestrini. *A complete analysis of FCNC and CP constraints in general SUSY extensions of the standard model*. Nucl. Phys, B447, 1996.
- [24] A.Masiero et H.Murayama. *Can ε'/ε be supersymmetric?* Phys. Rev. Lett., 83, 1999, 907-910.
- [25] M. Fabbrichesi et J.O. Eeg S. Bertolini. *Theory of the CP violating parameter ε'/ε* . Rev. Mod. Phys., 72, 2000, 65-93.
- [26] M. Ciuchini et al. *An upgraded analysis of ε'/ε at the next-to-leading order*. Z. Phys., C68, 1995, 239-255.
- [27] Andrzej J. Buras et al. *A 1996 analysis of the CP violating ε'/ε* . Phys. Lett., B389, 1996, 749-756.
- [28] S. Bertolini et al. *ε'/ε at $O(p^4)$ in the chiral expansion*. Nucl. Phys., B514, 1998, 93-112.
- [29] J.K.Black et al. Phys. Rev. Lett., 54, 1985, 1628.
- [30] R. H. Bernstein et al. Phys. Rev. Lett., 54, 1985, 1631.
- [31] G.D. Barr et al. *A new measurement of direct CP-violation in the neutral kaon system*. Phys. Lett., B317, 1993, 233.
- [32] L.K. Gibbons et al. *Measurement of the CP-violation parameter $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$* . Phys. Rev. Lett., 70, 1993, 1203.
- [33] G.D. Barr et al. *Proposal for a precision measurement of $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$ in CP violating $K^0 \rightarrow 2\pi$ decays*. CERN/SPSC/90-22, 1990.
- [34] NA48. *NA48 experiment*. Nucl. Instr. Meth., à paraître, 2000.
- [35] P. Grafström N. Doble, L. Gatignon. *A novel application of bent crystal channeling to the production of simultaneous particle beams*. Nucl. Instr. Meth., B 119, 1996, 181-191.
- [36] H. Bergauer et al. *The tagging detector of the CP-violation experiment NA48 at CERN*. Nucl. Instr. Meth., A 419, 1998, 623-631.
- [37] R. Moore et al. *Measurement of pair-production by high energy photons in an aligned tungsten crystal*. Nucl. Instr. Meth., B 119, 1996, 149-155.
- [38] D. Béderède et al. *High resolution drift chambers for the NA48 experiment at CERN*. Nucl. Instr. Meth., A 367, 1995, 88-91.
- [39] E. Griesmayer et al. *Comparison of field calculations and measurements of a spectrometer magnet*. Nucl. Instr. Meth., A 361, 1995, 466-471.
- [40] D. Schinzel. *High-resolution electro-magnetic calorimetry with noble liquids*. Nucl. Instr. Meth., A 419, 1998, 217-229.
- [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] S.Palestini et al. *Space charge in ionization detectors and the NA48 electromagnetic calorimeter*. Nucl. Instr. Meth., A 421, 1999, 75-89.
- [43] José Ocariz. *Étude des performances du calorimètre à krypton liquide de l'expérience NA48 pour la mesure de $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$* . Thèse de doctorat, université Paris XI Orsay, avril 1999.
- [44] 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.

-
- [45] H. Bergauer et al. *A 1-GHz Flash-ADC module for the tagging system of the CP-violation experiment NA48*. Nucl. Instr. Meth., A 373, 1996, 213-222.
- [46] M. Jeitler et al. *The clock and control signal distribution system for the NA48 experiment*. Nucl. Instr. Meth., A 400, 1997, 101-106.
- [47] G. Fischer et al. *A 40 MHz-pipelined trigger for $K^0 \rightarrow 2 \pi^0$ decays for the CERN NA48 experiment*. Nucl. Instr. Meth., A 419, 1998, 695-700.
- [48] S. Anvar et al. *The charged trigger system of NA48 at CERN*. Nucl. Instr. Meth., A 419, 1998, 686-694.
- [49] 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.
- [50] R. Arcidiacono et al. *The trigger supervisor of the NA48 experiment at CERN SPS*. Nucl. Instr. Meth., à paraître, 1999.
- [51] V. Fanti et al. *Measurement of the decay rate and the parameter α_{K^*} of the decay $K_L \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma$* . Z. Phys., C 76, 1997, 653-657.
- [52] M. Bender et al. *First measurement of the rate $K_L \rightarrow \pi\mu\nu\gamma$* . Phys. Lett., B 418, 1998, 411-418.
- [53] V. Fanti et al. *Measurement of the decay rate and form factor parameter α_{K^*} in the decay $K_L \rightarrow e^+e^-\gamma$* . Phys. Lett., B 458, 1999, 553-563.
- [54] V. Fanti et al. *Direct search for light gluinos*. Phys. Lett., B 446, 1999, 117-124.
- [55] V. Fanti et al. *A measurement of the transverse polarization of Λ -hyperons produced in inelastic pN-reactions at 450 GeV proton energy*. Eur. Phys. J., C 6, 1999, 265-269.
- [56] V. Fanti et al. *Precision measurement of the Ξ^0 mass and the branching ratios of the decays $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\gamma$ and $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0\gamma$* . Eur. Phys. J., C 12, 2000, 69-76.
- [57] Guillaume Unal. *Event weighting and neutral energy scale systematic error in ε'/ε* . Note NA48, 95-20.
- [58] I. Augustin et al. *Readout of Wire Chambers in NA48*. Note NA48, 94-33.
- [59] Pascal Debu et Raphaël Granier de Cassagnac. *1997 charged trigger efficiency*. Note NA48, 98-08.
- [60] Diane Vattolo. *Neutral Tagging Efficiency With 1997 Data*. Note NA48, 98-07.
- [61] Massimo Lenti. *Neutral Tagging Inefficiency in 97 data : an alternative way*. Note NA48, 99-03.
- [62] Massimo Lenti. *Neutral Tagging Dilution in 97 data using $K_L \rightarrow 3\pi^0$* . Note NA48, 99-16.
- [63] Giacomo Grazziani. *Measurement of direct CP violation with the NA48 experiment at CERN*. Thèse de doctorat, università degli studi di Firenze, février 2000.
- [64] Étienne Augé. *Mesure de la violation directe de la symétrie de CP dans la désintégration des mésons K neutres en deux mésons π* . Thèse d'habilitation, Université Paris-Sud, mai 1989.
- [65] 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.
- [66] A. Halavi-Harati et al. *Observation of direct CP violation on $K_{S,L} \rightarrow \pi\pi$ decays*. Phys. Rev. Lett., 83, 1999, 22-27.
- [67] Peter S. Shawhan. *Observation of direct CP violation in $K_{S,L} \rightarrow \pi\pi$ decays*. Thèse de doctorat, Univeristy of Chicago, december 1999.

- [68] M. Ciuchini et al. *Combined analysis of the unitarity triangle and CP violation in the standard model*. hep-ph/9910236, 1999.
- [69] S. Bosch et al. *Standard model confronting new results for ε'/ε* . Nucl. Phys., B565, 2000, 3-37.
- [70] S. Bertolini et al. *An updated analysis of ε'/ε in the standard model with hadronic matrix elements from the chiral quark model*. hep-ph/0002234, 2000.
- [71] T. Hambye et al. *Analysis of ε'/ε in the $1/N_C$ expansion*. Nucl. Phys., B564, 2000, 391-429.
- [72] A. A. Bel'Kov et al. *Phenomenological analysis of ε'/ε within an effective chiral lagrangian approach at $O(p^6)$* . hep-ph/9907335, 1999.
- [73] H.-Y. Cheng et al. *Factorization Approach for the $\Delta I = 1/2$ Rule and ε'/ε in Kaon Decays*. hep-ph/9911202, 1999.
- [74] Elisabetta Pallante et Antonio Pich. *Strong enhancement of ε'/ε through final state interactions*. Phys. Rev. Lett. 84, 2000, 2568.
- [75] A.J. Buras et al. *Final state interactions and ε'/ε : a critical look*. hep-ph/0002116, 2000.
- [76] Raphaël Granier de Cassagnac. *A new result from NA48*. proceedings of les rencontres de physique de la vallée d'Aoste, XIV, 2000.

Remerciements

J'ai réalisé cette thèse au sein du Service de Physique des Particules du CEA/DAPNIA. Elle a débuté en 1997 et je tiens à remercier leurs chefs respectifs d'alors, Michel Spiro et Joël Feltesse, de m'avoir accueilli dans leur laboratoire.

Je suis reconnaissant envers messieurs Michel Baubillier et PierLuigi Campana d'avoir accepté de figurer dans mon jury. Pour cette même raison, ainsi que pour ses réponses à mes questions angoissées sur la théorie, je remercie Guido Martinelli. Un grand merci va à mes deux rapporteurs, Jacques Bouchez et Aniello Nappi pour leurs suggestions éclairées dont s'est considérablement enrichi ce document.

J'exprime toute ma gratitude envers Pascal Debu, mon directeur de thèse. Pascal, j'ai grandement apprécié ta lucidité, la richesse de nos discussions et la confiance que tu as témoignée à l'égard de mon travail. Ces trois années ont été riches en bouleversements puisque tu as été tour à tour mon chef de groupe, mon *spokesman* et mon chef de service... Malgré cette ascension fulgurante, tu as su garder un œil sur mon travail et je t'en remercie.

Tous mes remerciements vont à l'ensemble des membres du groupe de Saclay, au sein duquel j'ai travaillé avec grand plaisir. Merci donc à Jean-Baptiste Chèze, Michel Debeer, Gérard Marel et Bernard Peyaud, ainsi qu'à René Turlay pour ses anecdotes passionnantes sur l'histoire de notre physique et à Edoardo Mazzucato notre chef, toujours soucieux de notre travail (et de notre santé). Je salue ici les deux amis que sont devenus Julien Cogan et Andrea Formica, au cours de mes premiers jours au CERN ou en partageant un bureau, un programme et même une fenêtre d'éditeur. Bon courage à vous deux qui devrez bientôt écrire également une page de remerciements, ainsi qu'à Guillaume Gouge le « petit » nouveau. Un grand merci à Frédéric Derue l'astroparticuliste des statistiques pour avoir essayé les plâtres des premières relectures. Une mention très particulière revient à l'ami Bertrand Vallage pour son incommensurable coup de pouce des derniers instants !

Bien sûr, ce travail n'existerait pas sans l'ensemble de la collaboration NA48 que je me dois de louer ici. Je tiens à remercier en particulier les physiciens du groupe d'Orsay : Isabelle Wingerter-Seez pour son courage et sa disponibilité dans la maintenance des programmes officiels, Lydia Iconomidou-Fayard pour sa précieuse compréhension de l'étiquetage et Louis Fayard pour son encadrement global et judicieux de l'analyse. Je salue également Sabine Crépe et José Ocariz qui sont devenus docteurs dans ce groupe et dont les thèses me furent fort utiles pour la compréhension de l'étiquetage et des modes neutres. Enfin, je souhaite adresser ma gratitude plus que sincère à Guillaume Unal, pour ses outils partagés, ses explications lumineuses et son infinie disponibilité.

La vie ne vallant rien si elle n'est pas variée, je souhaite associer à ce travail purement scientifique ceux avec qui j'ai eu le loisir de m'évader, en vacances au soleil ou dans une salle obscure, au travers de quelques lignes ou autour d'une table : Armelle et Bertrand, Nath-dudessus, Pat', Beus', Crispin, Gildas (ton rapport est toujours dans notre bureau au fond d'un meuble... à moins que ce ne soit dessous) et plein d'autres que je n'oublie pas.

Enfin, dernière mais non la moindre, je remercie Nathalie pour avoir partagé toutes mes passions et pour avoir supporté les humeurs massacrantées de ces dernières semaines – pardon – de ces derniers mois plutôt ! Pour ton soutien précieux, merci du fond du cœur.